

АНИЗОТРОПИЯ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ

Портной М. Е.

Теоретически исследуется влияние гофрировки валентной зоны на линейную поляризацию фотолюминесценции горячих электронов в симметричной квантовой яме. Степень анизотропии поляризации излучения при рекомбинации зона—зона определяется энергией кванта возбуждающего света и температурой дырок. При рекомбинации горячих электронов с дырками на акцепторах степень анизотропии поляризации люминесценции сильно изменяется в пределах бесфонового пика.

1. При межзонном поглощении линейно поляризованного света полупроводником типа GaAs фотовозбужденные электроны оказываются выстроенными по импульсу, что проявляется в линейной поляризации горячей фотолюминесценции (ГФЛ) [1-3]. Реальная кубическая симметрия кристалла влияет на ГФЛ и приводит к тому, что степень линейной поляризации люминесценции анизотропна, т. е. зависит от угла между вектором поляризации возбуждающего света и кристаллографическими осями. Наличие такой анизотропии проявляется как для межзонных переходов [1], так и для переходов зона—акцептор [4]. Исследование анизотропии поляризационных свойств ГФЛ позволило уточнить значения параметров Латтинжера для InP [5].

Недавно анизотропия поляризации ГФЛ наблюдалась и для структур с квантовыми ямами [6]. Выстраивание фотовозбужденных электронов в квантовых ямах теоретически исследовалось в работе [7]. В [7] приведены результаты расчета функции распределения по импульсам фотовозбужденных электронов и степени поляризации люминесценции выстроенных по импульсу электронов с равновесными дырками. Рассчитаны степень линейной поляризации в приближении сферически симметричной валентной зоны¹ и максимальная степень линейной поляризации для гофрированной валентной зоны в случае предельно низких температур, когда равновесными дырками заселены только некоторые направления в плоскости ямы (диагональное приближение).

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию влияния гофрировки валентной зоны на поляризацию ГФЛ структур с квантовыми ямами. Рассмотрена рекомбинация выстроенных по импульсу фотовозбужденных электронов с дырками, локализованными на акцепторе, и с равновесными дырками в валентной зоне. Как и в работе [7], при расчетах используется приближение бесконечно глубокой симметричной квантовой ямы и не учитывается отсутствие центра инверсии у кристалла типа GaAs.

2. Рассмотрим геометрию, соответствующую приведенной в эксперименте [6]. Плоскость квантовой ямы нормальна к оси [001] (ось Z), в этом же направлении распространяется возбуждающий линейно поляризованный свет со степенью поляризации $\rho_{\text{exc}}=1$. Нас будет интересовать степень поляризации лю-

¹ Сферическое приближение не описывает анизотропию поляризации люминесценции. Это же относится и к цилиндрическому приближению, однако последнее правильно описывает спектр при $k=0$ (см. Приложение 1).

люминесценции, распространяющейся нормально к плоскости ямы, т. е. в направлении накачки или в геометрии на отражение.

Пусть вектор поляризации возбуждающего света e образует с направлением [100] (ось X) угол φ_e . Симметричные соображения, аналогичные приведенным для объемного кристалла в работе [4], дают следующее выражение для степени линейной поляризации люминесценции:

$$\rho_{\varphi_e} = (I_{\parallel} - I_{\perp}) / (I_{\parallel} + I_{\perp}) = 1/2 [\rho_0 + \rho_{\pi/4} + (\rho_0 - \rho_{\pi/4}) \cos 4\varphi_e]. \quad (1)$$

Здесь I_{\parallel} и I_{\perp} — интенсивности люминесценции, поляризованной параллельно и перпендикулярно вектору поляризации возбуждающего света e . Выражение (1) дает поляризационную «розетку», хорошо описывающую экспериментальные данные [6]. Как и в трехмерном случае [4, 5], вид угловой зависимости степени линейной поляризации люминесценции (1) определяется

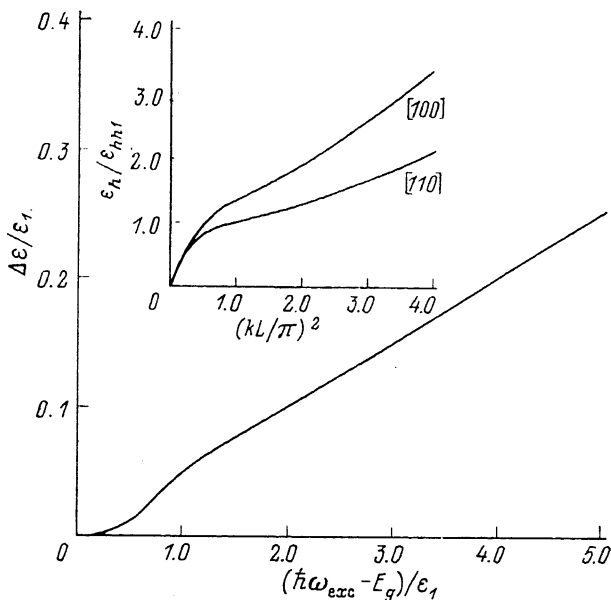


Рис. 1. Ширина распределения по энергиям электронов в момент рождения при монохроматическом возбуждении.

ϵ_1 — энергия первого уровня размерного квантования электронов в зоне проводимости. На вставке — спектр дырок в подзоне $hh1$ для двух направлений k . ϵ_{hh1} — энергия первого уровня размерного квантования дырок, L — ширина ямы.

исключительно симметрией кристалла и не зависит от конкретных механизмов, вызывающих анизотропию. Величина поляризации и ее связь с φ_e задаются всего двумя параметрами — $\rho_{\pi/4}$ и ρ_0 . Эти параметры дают экстремальные значения ρ_{φ_e} , а их отношение $\xi = \rho_{\pi/4} / \rho_0$ характеризует степень анизотропии линейной поляризации люминесценции. В рамках конкретной микроскопической модели достаточно провести расчет для двух направлений вектора поляризации возбуждающего света, например когда e параллелен осям [100] ($\rho_{\varphi_e} = \rho_0$) и [110] ($\rho_{\varphi_e} = \rho_{\pi/4}$).

3. Вследствие гофрированности изоэнергетической поверхности валентной зоны электроны, появившиеся в зоне проводимости при монохроматическом возбуждении, рождаются в полосе энергий шириной $\Delta\epsilon$. Будем рассматривать только электроны в подзоне $1e$ — первой подзоне размерного квантования в зоне проводимости, родившиеся одновременно с дырками в первой подзоне размерного квантования $1hh$ (классификация подзон такая же, как в [7]). Именно такие электроны наиболее «горячие».

Для переходов $1hh-1e$ на рис. 1 приведена зависимость ширины $\Delta\epsilon$ распределения электронов в момент рождения от энергии возбуждающего кванта $\hbar\omega_{exc}$. Спектр дырок в подзоне $1hh$ для двух направлений k (вдоль осей [100]

и [110]), рассчитанный по формулам работ [7, 8], приведен на вставке. Здесь и далее используются параметры зонной структуры для GaAs [9]: $\gamma_1=6.79$, $\gamma_2=1.924$, $\gamma_3=2.681$, $m_g=0.067 m_0$. Наибольшую энергию ϵ_{\max} имеют электроны с двумерными волновыми векторами \mathbf{k} , параллельными осям {110}, наименьшую ϵ_{\min} — с \mathbf{k} , параллельными {100}. Заметим, что в трехмерном случае зависимость $\Delta\epsilon$ от $\hbar\omega_{\text{exc}} - E_g$ линейная [1].

Форма линии люминесценции при рекомбинации нерелаксировавших электронов с дырками на акцепторах зависит от формы энергетического распределения $f(\epsilon)$ электронов в момент рождения:

$$f(\epsilon) \sim \Phi(\mathbf{k}) (\partial\epsilon_{\mathbf{k}}/\partial\varphi)^{-1}, \quad (2)$$

где $\Phi(\mathbf{k})$ — симметричная часть квадрата модуля матричного элемента оптического перехода $1\hbar h - 1e$, которую можно рассчитать по формулам работы [7], φ — угол между вектором \mathbf{k} и осью X, а зависимость $\epsilon_{\mathbf{k}}$ от φ связана с гофрированностью изоэнергетических кривых в плоскости XY. В формуле (2) следует считать

$$\epsilon_{\mathbf{k}}(k, \varphi) + \epsilon(k) = \hbar\omega_{\text{exc}} - E_g, \quad (2a)$$

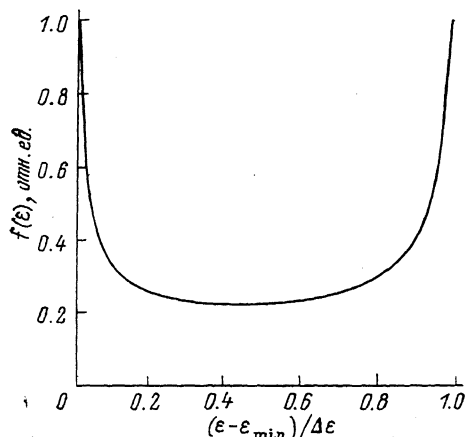


Рис. 2. Распределение по энергиям фотовозбужденных электронов в момент рождения.

Монохроматическое возбуждение, переход $hh1 - e1$, $(\hbar\omega_{\text{exc}} - E_g)/\epsilon_1 = 4$.

на $\Delta\epsilon/4$ от ϵ_{\max} . В случае квантовой ямы фиксированному значению ϵ соответствует единственное значение $\sin^2 2\varphi$ (в трехмерном случае при заданном $\hbar\omega_{\text{exc}}$ фиксированному ϵ соответствуют линии в \mathbf{k} -пространстве). Острые максимумы на краях распределения связаны с обращением в нуль производной $\partial\epsilon_{\mathbf{k}}(k, \varphi)/\partial\varphi$ при $\sin^2 2\varphi=0$ ($\epsilon=\epsilon_{\min}$) и $\sin^2 2\varphi=1$ ($\epsilon=\epsilon_{\max}$).

4. Перейдем к рассмотрению поляризационных особенностей ГФЛ структур с квантовыми ямами.

Функция распределения двумерных электронов в момент рождения при возбуждении линейно поляризованным светом с вектором поляризации \mathbf{e} , лежащим в плоскости ямы, имеет вид [7]

$$f_0(\mathbf{e}, \mathbf{k}) = F_0(\mathbf{k}) [1 + \alpha_0(\mathbf{k}) \cos 2(\varphi_{\mathbf{e}} - \varphi_{\mathbf{k}})]. \quad (3)$$

Параметры $F_0(\mathbf{k})$ и $\alpha_0(\mathbf{k})$, инвариантные относительно преобразований симметрии квадрата, можно рассчитать для бесконечно глубокой ямы по формулам, приведенным в [7], угол $\varphi_{\mathbf{k}}$ определяется выражениями

$$\begin{aligned} \cos 2\varphi_{\mathbf{k}} &= \cos 2\varphi / (1 + \gamma \sin^2 2\varphi)^{1/2}, \\ \sin 2\varphi_{\mathbf{k}} &= (\gamma_3/\gamma_2) \sin 2\varphi / (1 + \gamma \sin^2 2\varphi)^{1/2}, \end{aligned} \quad (3a)$$

где $\gamma = (\gamma_3^2 - \gamma_2^2)/\gamma_2^2$, γ_2 и γ_3 — параметры Латтинжера. Напомним, что при монохроматическом возбуждении каждому значению φ соответствует определенное значение \mathbf{k}^2 , параметры F_0 и α_0 оказываются зависящими только от \mathbf{k}^2 .

Из соображений симметрии квадрат матричного элемента перехода зона проводимости—акцептор, дающего люминесценцию с поляризацией e_1 , можно записать в виде, аналогичном выражению (3),

$$|M|^2 = T(\mathbf{k}) [1 + \beta(\mathbf{k}) \cos 2(\varphi_{e_1} - \theta_k)], \quad (4)$$

где \mathbf{k} — двумерный волновой вектор рекомбинирующего электрона, φ_{e_1} — угол между вектором поляризации люминесценции и осью [100]. Параметры $T(\mathbf{k})$ и $\beta(\mathbf{k})$ инвариантны относительно операций симметрии квадрата. Угол θ_k определяется соотношениями, аналогичными (3а),

$$\begin{aligned} \cos 2\theta_k &= a(\mathbf{k}) \cos 2\varphi, \\ \sin 2\theta_k &= b(\mathbf{k}) \sin 2\varphi, \end{aligned} \quad (4a)$$

где $a(\mathbf{k})$ и $b(\mathbf{k})$ — параметры тоже инвариантные относительно преобразований симметрии квадрата.

Если главный вклад в волновую функцию основного состояния акцептора дает лишь одна подзона Ihh размерного квантования дырок, то $\beta = \alpha_0$, а $\theta_k = \varphi_k$. В модели «круглого» акцептора (т. е. изотропного распределения дырок по квазиимпульсам на акцепторе) должно выполняться равенство $\theta_k = \varphi$.

При рекомбинации на акцептор энергии кванта люминесценции $\hbar\omega_{lum}$ однозначно связана с квадратом волнового вектора рекомбинирующего электрона $[\hbar\omega_{lum} - E_g = \varepsilon(k) - \varepsilon_A]$, где ε_A — энергия ионизации акцептора. Интенсивность I_{ee_1} люминесценции с вектором поляризации e_1 при монохроматической накачке с поляризацией e пропорциональна сумме произведений выражений (3) и (4) по восьми значениям φ , соответствующим данному k^2 [k и φ связаны соотношением (2а)]. Учитывая (3а) и (4а), можно получить следующий результат для угловой индикатрисы степени линейной поляризации ГФЛ:

$$\rho_{\varphi e} = (\alpha_0 \beta / 2) \{ \cos 2(\varphi_k - \theta_k) + \cos 2(\varphi_k + \theta_k) \cos 4\varphi_e \}. \quad (5)$$

Если основное состояние акцептора формируется из дырочных состояний подзоны Ihh , то

$$\begin{aligned} \rho_0 &= \alpha_0^2 \cos^2 2\varphi / (1 + \gamma \sin^2 2\varphi), \quad \rho_{\pi/4} = \alpha_0^2 (1 + \gamma) \sin^2 2\varphi / (1 + \gamma \sin^2 2\varphi), \\ \xi &= (1 + \gamma) \operatorname{tg}^2 2\varphi. \end{aligned} \quad (6)$$

При этом $\sin^2 2\varphi$ однозначно связан с k^2 (т. е. с $\hbar\omega_{lum}$) и меняется от нуля до единицы по линии люминесценции в пределах бесфононного пика. Слабо меняется по линии величина

$$\rho_{\pi/8} = (\rho_0 + \rho_{\pi/4}) / 2 = \alpha_0^2 / 2.$$

Именно этой величиной, как показано в [7], определяется степень линейной поляризации ГФЛ при рекомбинации зона—зона в приближении сферической валентной зоны. Зависимости ρ_0 , $\rho_{\pi/4}$ и $\rho_{\pi/8}$ от энергии по линии люминесценции, рассчитанные по формулам (6), приведены на рис. 3. Согласно [7], для переходов $Ihh - Ie - Ihh$ величина α_0^2 быстро растет с ростом k^2 в области непараболичности спектра дырки в подзоне Ihh , а затем выходит на предельное значение $\alpha_0^2 \rightarrow 1$. На рис. 3 поляризационные характеристики ГФЛ приведены для $(\hbar\omega_{exc} - E_g) / \varepsilon_1 = 1$ и $(\hbar\omega_{exc} - E_g) / \varepsilon_1 = 4$; дальнейший рост $\hbar\omega_{exc}$ практически не изменит картину.

В модели круглого акцептора для степени анизотропии поляризации получается следующее выражение:

$$\xi = (1 + \gamma)^{1/2} \operatorname{tg}^2 2\varphi.$$

Поляризационная розетка превращается в круг на длине волны люминесценции, соответствующей $\operatorname{tg}^2 2\varphi(k^2) = \gamma_3 / \gamma_2$. На рис. 4 приведены распределения ξ по линии люминесценции для двух моделей акцептора. Кривые мало различаются.

5. Рассмотрим теперь поляризацию ГФЛ при переходах нерелаксированных электронов, возбужденных из подзоны Ihh в подзону Ie , обратно в подзону Ihh , когда они рекомбинируют с равновесными дырками, излучая в силу выполнения закона сохранения импульса и энергии свет с энергией кванта $\hbar\omega_{lum} = \hbar\omega_{exc}$. При этом преимущественный вклад в рекомбинацию вносят дырки с направлениями двумерного волнового вектора \mathbf{k} вдоль осей $\{110\}$, так как эффективная масса, а значит, и равновесная заселенность в этом направлении наибольшие.

Преимущество в заселенности направлений $\{110\}$ по сравнению с направлениями $\{100\}$ характеризуется параметром $\Delta\varepsilon/k_B T$, где $\Delta\varepsilon$ — ширина распределения фотовозбужденных электронов; зависимость $\Delta\varepsilon$ от $\hbar\omega_{exc}$ приведена на рис. 1. При $\Delta\varepsilon \gg k_B T$ главный вклад в рекомбинационное излучение дают носители с импульсами в направлениях $\{110\}$. В этом случае применимо так

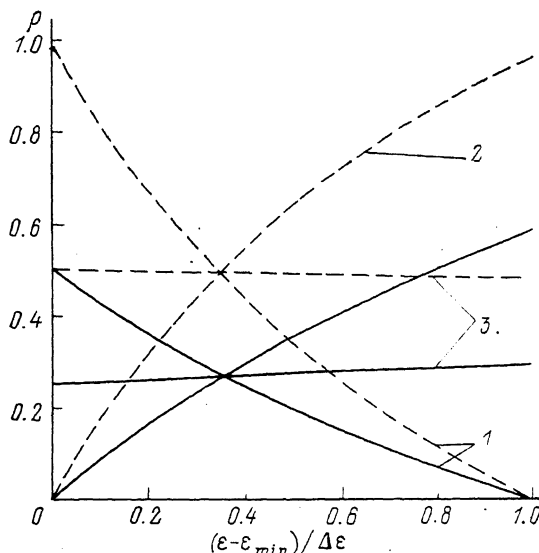


Рис. 3. Зависимость от энергии степеней линейной поляризации при рекомбинации нерелаксированных электронов с дырками на узком акцепторе (предполагается, что основное состояние акцептора сформировано из состояний дырок в подзоне $hh1$).

1 — ρ_0 , 2 — $\rho_{\pi/4}$, 3 — $\rho_{\pi/8}$. Сплошные кривые — $(\hbar\omega_{exc} - E_g)/\varepsilon_1 = 1$, штриховые — $(\hbar\omega_{exc} - E_g)/\varepsilon_1 = 4$.

называемое диагональное приближение. Максимальная линейная поляризация в этом приближении $\rho_{\pi/4} = \alpha_0^2$; результаты расчета этой величины для квантовых ям на основе GaAs приведены в работе [7] ($\rho_{\pi/4} \rightarrow 1$ при $\hbar\omega_{exc} - E_g \gg \varepsilon_1$). В диагональном приближении $\rho_0 = 0$. Это связано с тем, что при возбуждении с вектором поляризации \mathbf{e} , параллельным оси $[100]$ (или $[010]$), заселенность направлений $[110]$ и $[\bar{1}\bar{1}0]$ одинакова.

С ростом T вклад в рекомбинацию при переходах $Ihh-Ie-Ihh$ начинают вносить электроны и дырки со всеми направлениями квазиимпульсов, что должно приводить к росту ρ_0 и падению $\rho_{\pi/4}$. Интересно, что даже в предположении $\Delta\varepsilon \ll k_B T$, когда диагональные направления по заселенности уже не выделены, должна оставаться существенная анизотропия поляризации. В этом несложно убедиться для случая, когда $\hbar\omega_{exc} - E_g$ порядка нескольких ε_1 . Для перехода $Ie-Ihh$ при выполнении этого условия параметры α_0 и F_0 от \mathbf{k} практически не зависят.² При соблюдении указанных условий поляризационные характеристики люминесценции не зависят от энергии кванта возбуждения. При расчете (см. Приложение 2) получено

$$\rho_0 \approx (1/\gamma)[(1 + \gamma)^{1/2} - 1], \quad \rho_{\pi/4} = 1 - \rho_0. \quad (7)$$

² Однако, при очень больших \mathbf{k} (не достигаемых в эксперименте) F_0 падает, причем это падение для направления $[100]$ наступает гораздо раньше, чем для направления $[110]$.

Для GaAs $\gamma \approx 0.94$, $\rho_0 \approx 0.42$, $\rho_{\pi/4} \approx 0.58$. На рис. 5 приведены угловые индикатрисы линейной поляризации ГФЛ при монохроматическом возбуждении с энергией кванта, удовлетворяющей условию $\hbar\omega_{exc} - E_g = 4\epsilon_1$ в двух предельных случаях — $\Delta\epsilon \gg k_B T$ и $\Delta\epsilon \ll k_B T$.

6. Таким образом, нами рассмотрено влияние гофрировки валентной зоны на поляризационные свойства ГФЛ структур с квантовыми ямами.

Рассчитано энергетическое распределение фотовозбужденных электронов в момент рождения. Это распределение имеет два острых максимума на краях.

Показано, что при рекомбинации зона—зона некоторая анизотропия поляризации люминесценции должна сохраняться даже при равной заселенности дырками всех направлений в плоскости ямы.

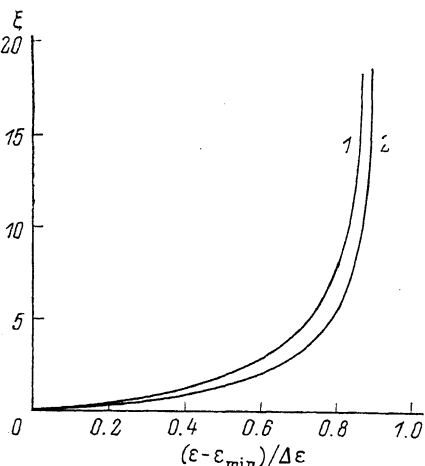


Рис. 4. Распределение степени анизотропии линейной поляризации по линии люминесценции.

Расчет для двух моделей: 1 — основное состояние акцептора сформировано из состояний подзоны $hh1$; 2 — круглый акцептор.

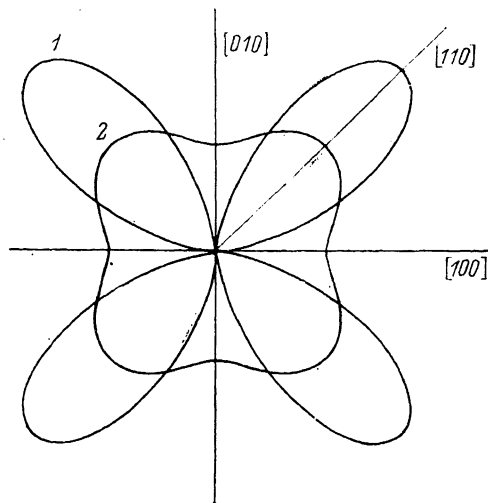


Рис. 5. Угловые индикатрисы степени линейной поляризации ГФЛ при переходах $1hh-1e-Ihh$ ($\hbar\omega_{exc} - E_g = \epsilon_1$).

1 — $\Delta\epsilon/k_B T \gg 1$, 2 — $\Delta\epsilon/k_B T \ll 1$.

При рекомбинации выстроенных по импульсу электронов с дырками на акцепторах степень анизотропии поляризации ГФЛ зависит от положения длины волны люминесценции относительно краев бесфононного пика.

По-видимому, как и в трехмерном случае [4, 5], на форму линии и поляризационные характеристики люминесценции при переходах зона—акцептор должен влиять разброс по энергии уровней основного состояния акцепторов, который в настоящей работе не учитывался.

Автор благодарен В. И. Перелю за постановку задачи и плодотворные обсуждения.

Приложение 1

В работах [10, 11] для расчета спектра дырок в квантовых ямах используется цилиндрическое приближение, т. е. кристалл считается изотропным в плоскости ямы [плоскость (001)].

Формально цилиндрическое приближение сводится к тому, что во всех расчетах, где должен использоваться модуль элемента H_{13} гамильтониана Латтинжера, нужно сделать замену: вместо

$$|H_{13}| = [\sqrt{3}/2m_0] |\gamma_2 (k_x^2 - k_y^2) + 2i\gamma_3 k_x k_y| = [\sqrt{3}/2m_0] \gamma_2 k^2 [1 + \gamma \sin^2 2\varphi]^{1/2} \quad (\text{П. 1-1})$$

взять величину

$$|\bar{H}_{13}| = [\sqrt{3}/2m_0] \gamma_{23} k^2, \quad (\text{П. 1-2})$$

где γ_{23} — некоторая константа.

В работах [10, 11] предлагается использовать

$$\gamma_{23} = (\gamma_2 + \gamma_3)^{1/2}. \quad (\text{II. 1-3})$$

Однако для γ_{23} можно выбрать и другие выражения, пользуясь изложенными далее соображениями.

Сравнивая (II. 1-1) и (II. 1-2), легко понять, что цилиндрическое приближение точно описывает спектр только тех дырок, которые движутся под углами φ_0 к оси [100], удовлетворяющими уравнению

$$\sin^2 2\varphi_0 = (\gamma_{23}^2 - \gamma_3^2)/(\gamma_3^2 - \gamma_2^2).$$

Если в качестве φ_0 взять такой угол, что $\sin^2 2\varphi_0 = 1/2$, то

$$\gamma_{23}^2 = (\gamma_2^2 + \gamma_3^2)/2. \quad (\text{II. 1-4})$$

Можно выбрать и другое значение $\sin^2 2\varphi_0$, имеющее прозрачный физический смысл, такое, чтобы поляризационная розетка, рассчитанная в модели акцептора, сформированного из состояний подзоны $1hh$, превратилась в круг, т. е. чтобы для величины ζ в последней из формул (6) основного текста выполнялось условие $\zeta = 1$. Тогда

$$\sin^2 2\varphi_0 = \gamma_2^2/(\gamma_2^2 + \gamma_3^2),$$

а параметр γ_{23} должен удовлетворять уравнению

$$1/\gamma_{23}^2 = 1/\gamma_2^2 + 1/\gamma_3^2. \quad (\text{II. 1-5})$$

В модели круглого акцептора поляризационная розетка превращается в круг при

$$\sin^2 2\varphi_0 = \gamma_2/(\gamma_2 + \gamma_3).$$

При этом для цилиндрического приближения следует использовать

$$\gamma_{23} = (\gamma_2\gamma_3)^{1/2}. \quad (\text{II. 1-6})$$

Остается заметить, что использование для γ_{23} любого из выражений (II. 1-4)—(II. 1-6) приводит при расчете спектра дырок в квантовой яме к гораздо менее громоздким формулам, чем подстановка (II. 1-3), которой пользуются авторы [10, 11].

Приложение 2

Приведем вывод выражений (7) основного текста. Напомним, что рассматривается люминесценция при рекомбинации нерелаксировавших электронов, рожденных в результате переходов $1kh - 1e$, с равновесными дырками в подзоне $1hh$.

Интенсивность I_{ee_1} рекомбинационного излучения с поляризацией e_1 при накачке с поляризацией e дается формулой

$$I_{ee_1} \propto \int_0^{2\pi} F_0^2(\mathbf{k}) [1 + \alpha_0(\mathbf{k}) \cos 2(\varphi_e - \varphi_k)] [1 + \alpha_0(\mathbf{k}) \cos 2(\varphi_{e_1} - \varphi_k)] f(\varepsilon_k) d\varphi, \quad (\text{II. 2-1})$$

где $f(\varepsilon_k)$ — равновесная функция распределения дырок, а параметры F_0 , α_0 и φ_k используются в формуле (3). В выражении (II. 2-1) следует считать, что модуль волнового вектора k связан с углом φ между \mathbf{k} и осью X соотношением (2а).

Нас интересует случай высоких температур $k_B T \gg \Delta\varepsilon$, когда $f(\varepsilon_k) \approx \text{const}$ в области энергий рекомбинирующих дырок. Расчет упрощается, если энергия кванта возбуждения удовлетворяет условию $\hbar\omega_{ex} - E_g$ порядка нескольких ε_1 . Расчет по формулам, приведенным в [7], показывает, что для перехода $1hh - 1e$ при выполнении указанного условия $\alpha_0 \approx -1$, а F_0 практически не зависит от \mathbf{k} .

Таким образом, при $\hbar\omega_{\text{exc}} - E_g$ порядка нескольких ε_1 и $\hbar_F T \gg \Delta\varepsilon$ выражение (П. 2-1) приобретает вид

$$I_{ee} \propto \int_0^{2\pi} [1 - \cos 2(\varphi_e - \varphi_k)] [1 - \cos 2(\varphi_{e_1} - \varphi_k)] d\varphi. \quad (\text{П. 2-2})$$

Учитывая связь (3а) между φ_k и φ , получаем из (П. 2-2) следующее выражение для степени линейной поляризации люминесценции:

$$\rho_{\varphi_e} = (I_{\parallel} - I_{\perp}) / (I_{\parallel} + I_{\perp}) = 1/2 [1 + (J/2\pi) \cos 4\varphi_e], \quad (\text{П. 2-3})$$

где

$$J = \int_0^{2\pi} \frac{1 - (2 + \gamma) \sin^2 2\varphi}{1 + \gamma \sin^2 2\varphi} d\varphi = -(\hbar\pi/\gamma) (1 + \gamma/2 - \sqrt{1 + \gamma}).$$

Подставляя в (П. 2-2) значения $\varphi_e = 0$ и $\varphi_e = \pi/4$ и используя (П. 2-3), получаем формулы (7) основного текста.

Список литературы

- [1] Захарченко Б. П., Мирлин Д. Н., Перель В. И., Решина И. И. // УФН. 1982. Т. 136. В. 3. С. 459—499.
- [2] Алексеев М. А., Карлик И. Я., Мирлин Д. Н., Сапега В. Ф. // ФТП. 1989. Г. 23. В. 5. С. 761—779.
- [3] Optical Orientation // Ed. by F. Meier, V. P. Zakharchenya. Amsterdam, 1984.
- [4] Алексеев М. А., Карлик И. Я., Меркулов И. А., Мирлин Д. Н., Ребане Ю. Т., Сапега В. Ф. // ФТТ. 1985. Т. 27. В. 9. С. 2650—2657.
- [5] Alekseev M. A., Karlik I. Ya., Merkulov I. A., Mirlin D. N., Sapega V. F. // Phys. Lett. A. 1988. V. 127. N 6-7. P. 373—378.
- [6] Кошнев П. С., Мирлин Д. Н., Поляков Д. Г., Решина И. И., Сапега В. Ф., Сиренко А. А. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 7. С. 1200—1208.
- [7] Меркулов И. А., Перель В. И., Портной М. Е. // ЖЭТФ. 1991. Т. 99. В. 4. С. 1202—1214.
- [8] Недорезов С. С. // ФТТ. 1970. Т. 12. В. 8. С. 2269—2276.
- [9] Molenkamp L. V., Eppenga R., Hooft G. W., Dawson P., Foxon C. T., Moore K. J. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 6. P. 4314—4317.
- [10] Altarelli M., Ekenberg U., Fasolino A. // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. N 8. P. 5138—5143.
- [11] Twardowski A., Hermann C. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 15. P. 8144—8153.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Санкт-Петербург

Получена 10.06.1991
Принята к печати 28.06.1991