

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ ПОЛЯРИЗАЦИИ ГОРЯЧЕЙ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В СТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

Д. Н. Мирлин, В. Ф. Сапега, А. А. Сиренко, М. Кардона,¹ К. Плоог¹

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Россия
(Получена 30 декабря 1992 г. Принята к печати 11 января 1993 г.)

Исследованы энергетические зависимости степени линейной ρ_l и циркулярной ρ_c поляризаций фотолюминесценции горячих электронов в структурах с квантовыми ямами в системе GaAs/AlGaAs. Наблюдались быстрый рост ρ_l^0 и падение ρ_c^0 при рекомбинации из точки рождения с увеличением начальной энергии электронов E_0 . В соответствии с теорией И. А. Меркулова, В. И. Переля, М. Е. Портного [ЖЭТФ, 99, 1202 (1991)] такой ход $\rho_l^0(E_0)$ и $\rho_c^0(E_0)$ обусловлен смешиванием состояний подзон тяжелых и легких дырок. Деполяризация горячей фотолюминесценции двумерных электронов (уменьшение ρ_l) при испускании ими LO-фононов происходит гораздо сильнее, чем в трехмерном случае. Угловая зависимость ρ_l , обусловленная гофрировкой валентной зоны, оказывается в двумерном случае гораздо более выраженной по сравнению со случаем объемных кристаллов арсенида галлия.

При возбуждении поляризованным светом рекомбинационная люминесценция горячих электронов в полупроводниковых соединениях $A^{III}B^V$ оказывается также поляризованной. Циркулярно поляризованное возбуждающее излучение приводит к оптической ориентации спинов электронов. При линейно поляризованном возбуждающем излучении возникает выстраивание электроном по импульсам p [1]. Так, при возбуждении из подзоны тяжелых дырок в зоне проводимости рождаются электроны с импульсами p , направленными преимущественно перпендикулярно электрическому вектору e возбуждающего света. Функция распределения таких электронов по импульсам имеет вид

$$F(p) = f(p) (p_y^2 + p_z^2), \quad (1)$$

где $f(p)$ — сферически симметричная функция, возбуждающий свет направлен по оси z , а вектор e — вдоль оси x .

Рекомбинация таких анизотропно распределенных по импульсам электронов и приводит к линейной поляризации горячей фотолюминесценции (ГФЛ). Это явление было подробно исследовано в объемных кристаллах [1, 2]. При этом степень линейной поляризации ρ_l^0 при рекомбинации из точки рождения, о которой пойдет речь в дальнейшем, слабо зависит от начальной энергии электронов в точке рождения (лишь в меру увеличения подмешивания состояний спин-отщепленной зоны при изменении величины квазиимпульса).

Особенности выстраивания горячих электронов в двумерном (2D) случае удобно качественно пояснить, пренебрегая размерным квантованием дырок в валентной зоне, а также взаимодействием подзон легких и тяжелых дырок. Предположим, что на каждом уровне размерного квантования с номером n в

¹ Max-Planck Institut für Festkörperforschung, Stuttgart, FRG.

зоне проводимости величина $|p_z|$ фиксирована и равна при этом $|p_z| = \hbar\pi n/L_z$, где L_z — ширина квантовой ямы. Для первого уровня $p_z^2 = 2m^*E_1$, где E_1 — энергия размерного квантования, m^* — эффективная масса электрона.

Запишем (1) в виде

$$F(p) \propto p_n^2 \sin^2 \psi + p_z^2, \quad (2)$$

где p_n — величина составляющей $2D$ -квазиимпульса в плоскости ямы, а ψ — угол между e и p . Зависимость $F(p)$ от этого угла и характеризует выстраивание импульсов $2D$ -электронов. Очевидно, что выстраивание отсутствует при $\bar{p}_n = 0$ и возрастает с увеличением p_n . В работе [3] в рамках рассмотренной модели получено выражение для степени линейной поляризации ГФЛ при возбуждении из подзоны тяжелых дырок (переход типа $1hh \rightarrow 1e \rightarrow 1hh$)

$$\rho_l^0 = (E_0/E_1)^2 / [8(1 + E_0/E_1) + 2(E_0/E_1)^2], \quad (3)$$

где E_0 — кинетическая энергия двумерного движения электрона в первой подзоне размерного квантования. Из (3) следует, что при $E_0 \ll E_1$ ρ_l^0 стремится к 0, а при $E_0 \gg E_1$ $\rho_l^0 = 0.5$.

Учет размерного квантования в валентной зоне и смешивания состояний легких и тяжелых дырок радикальным образом меняет картину выстраивания импульсов электронов [4]. Хотя для переходов $1hh \rightarrow 1e \rightarrow 1hh$ предельные значения ρ_l^0 остаются прежними (0 и 0.5), степень поляризации ГФЛ $\rho_l^0(E_0)$ с ростом E_0 увеличивается гораздо быстрее, чем следует из (3). Ее ход существенно зависит от отношения масс легких и тяжелых дырок m_{lh}^*/m_{hh}^* . Если это отношение мало, то ρ_l^0 близко к предельному значению 0.5 уже при $E_0 \approx E_1$. Такое поведение $\rho_l^0(E_0)$ отражает резкую перестройку волновых функций дырок при значениях двумерного квазиимпульса p_n порядка $\hbar(m_{lh}^*/m_{hh}^*)^{1/2}/L_z$.

Оптическое выстраивание импульсов $2D$ -электронов линейно поляризованным светом, приводящее к линейной поляризации ГФЛ, впервые наблюдалось в [3, 5]. В этих работах были исследованы структуры GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As с шириной квантовых ям 70 и 100 Å и шириной барьеров около 100 Å, так что можно было считать квантовые ямы изолированными. Наблюдавшаяся при гелиевой температуре ГФЛ была обусловлена излучательными переходами из электронных подзон размерного квантования на уровни мелких акцепторов (переходы типа $1hh \rightarrow 1e \rightarrow iA^0$). Основной акцепторной примесью в этих структурах был углерод, который содержался как в квантовых ямах, так и в барьерах. В цитированных работах наблюдалось предсказанное в теории возрастание ρ_l^0 с увеличением E_0 . Так, для структуры с $L_z = 70$ Å ($E_1 = 45$ мэВ) $\rho_l^0 = 0.06$ при $E_0 = 60$ мэВ и $\rho_l^0 = 0.28$ при $E_0 = 215$ мэВ. Однако указанные значения оказались меньше расчетных [4], а зависимость $\rho_l^0(E_0)$ — более пологой.

При сопоставлении экспериментальных и теоретических результатов следует иметь в виду, что расчет был выполнен для межподзонных переходов, тогда как степень поляризации ГФЛ измерена при рекомбинации электронов с дырками на акцепторе. Учет конкретного вида волновых функций основного состояния акцепторных уровней достаточно сложен.² Ситуацию усугубляет и то обстоятельство, что в [3] исследовались структуры со сквозным легированием. Это привело к значительному вкладу в горячую люминесценцию переходов электронов на акцепторные уровни, возмущенные близостью гетерограниц.

² В трехмерном случае ситуация проще: при не очень малых значениях p волновая функция основного состояния акцептора сформирована из волновых функций зоны тяжелых дырок [1]. В двумерном случае вклад более глубоких по сравнению с $1hh$ подзон, вообще говоря, не мал и определяется, по-видимому, соотношением энергетических зазоров в структуре.

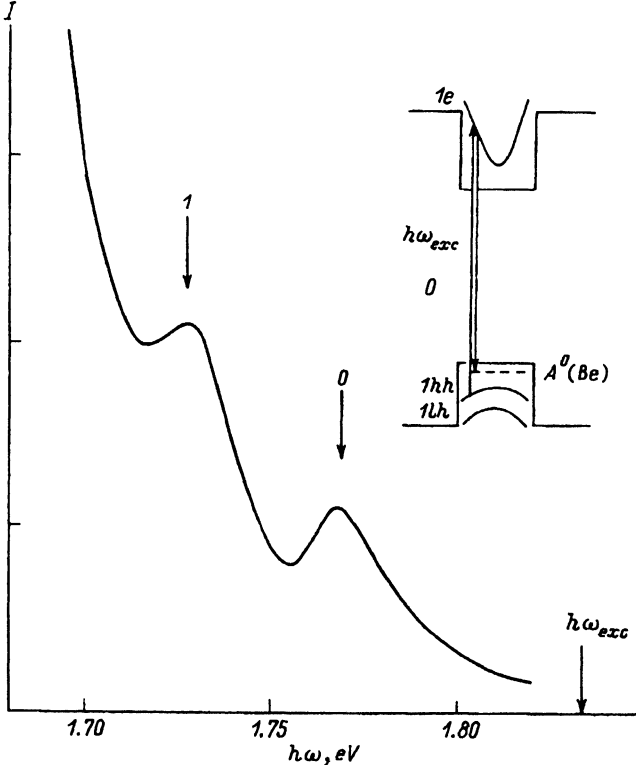


Рис. 1. Высокочастотная часть спектра ГФЛ. Максимумы в спектре соответствуют рекомбинации на уровень акцептора горячих электронов из точки рождения (0) и после испускания одного LO-фонона (1). Энергия кванта возбуждения $\hbar\omega_{\text{exc}} = 1.833$ эВ, $T = 8$ К. На вставке — схематическое изображение процессов генерации и рекомбинации.

В данной работе измерения энергетической зависимости параметров поляризации ГФЛ выполнены на структуре GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As с шириной квантовых ям $L_z = 46$ Å и шириной барьеров 110 Å, число периодов равно 100. Ось структуры z параллельна [001]. Структура была селективно легирована акцепторной примесью Be (концентрация $7 \cdot 10^{16}$ см⁻³) только в центральной части квантовых ям, так что ширина области легирования составляла около 30 Å. Тем самым в значительной мере было ослаблено влияние гетерограниц на состояния акцепторов в квантовых ямах. Возбуждение люминесценции осуществлялось с помощью Kr⁺-лазера и твердотельного лазера на Al₂O₃(Ti).

В работе были выполнены измерения линейной $\rho_l(E_0)$ и циркулярной $\rho_c(E_0)$ поляризации ГФЛ для переходов $1hh \rightarrow 1e \rightarrow A^0$ при температуре 8 К. Степень линейной поляризации измерялась при $e \parallel [110]$. На рис. 1 приведен высокочастотный участок спектра ГФЛ, снятый при возбуждении излучением с энергией кванта $\hbar\omega_{\text{exc}} = 1.83$ эВ. Бесфононный пик, обозначенный 0, соответствует рекомбинации горячих электронов из точки рождения ($E_0 = 165$ мэВ, $E_0/E_1 = 1.8$) с дырками на акцепторах. Пик 1 отвечает рекомбинации электронов, испустивших один оптический фонон ($\hbar\omega_{LO} = 37$ мэВ).

Теоретическая зависимость $\rho_l^0(E_0)$ из [4] сопоставляется на рис. 2 с экспериментальными результатами, полученными для переходов $1hh \rightarrow 1e \rightarrow A^0$. Это сопоставление свидетельствует о качественном согласии расчетной зависимости и измеренных значений ρ_l^0 . В частности, в эксперименте обнаруживается быстрый

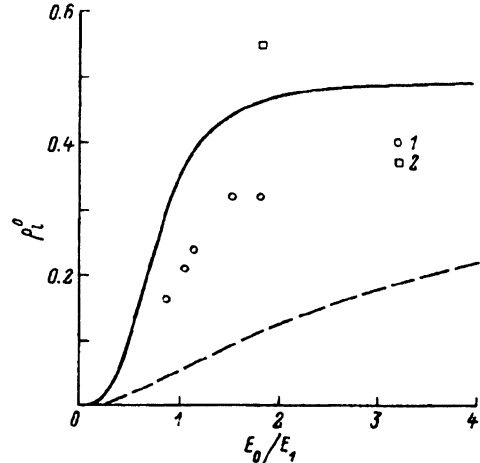


Рис. 2. Зависимость степени линейной поляризации излучения ρ_l^0 при рекомбинации горячих электронов из точки рождения от их кинетической энергии. Сплошная линия — расчет из [4], штриховая — расчет в упрощенной модели [см. формулу (3)], не учитывающей смешивания состояний легких и тяжелых дырок [3]; точки — экспериментальные значения ρ_l^0 для перехода $1e \rightarrow x$ (1) и для межзонных переходов $1e \rightarrow 1hh$ (2) при возбуждении излучением с энергией кванта $\hbar\omega_{\text{exc}} = 1.833$ эВ.

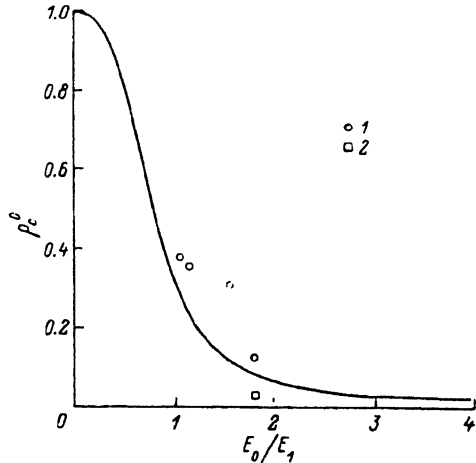


Рис. 3. Зависимость степени циркулярной поляризации ρ_c^0 при рекомбинации горячих электронов из точки рождения от их кинетической энергии. Обозначения те же, что и на рис. 2.

рост ρ_l^0 при малых E_0 . На рис. 2 приведена также зависимость $\rho_l^0(E_0)$, вычисленная в упрощенной модели [см. формулу (3)], не учитывающей смешивания подзон тяжелых и легких дырок. Видно, что пренебрежение этим взаимодействием значительно ухудшает согласие теории и эксперимента.

Поляризационные измерения также были выполнены и для межподзонной рекомбинации ($1hh \rightarrow 1e \rightarrow 1hh$) при температуре 80 К, когда заметная часть акцепторов ионизована и в первой подзоне тяжелых дырок имеется достаточная для измерений интенсивности ГФЛ концентрация свободных носителей. Наблюдались более высокие значения линейной поляризации, чем измеренные при том же возбуждении, но при гелиевой температуре. Величина ρ_l^0 для межподзонной рекомбинации $1e \rightarrow 1hh$ (рис. 2, точка 2) равна 0.55. Как можно было ожидать, в случае, когда в эксперименте осуществляется межподзонная рекомбинация $1e \rightarrow 1hh$, согласие с расчетом заметно лучше.

Ощутимая разница экспериментальных значений ρ_l^0 при $E_0/E_1 = 1.8$ для двух каналов рекомбинации — $1e \rightarrow A^0$ и $1e \rightarrow hh$ — может быть связана с тем обстоятельством, что в волновую функцию акцептора вносит значительный вклад подзона легких дырок $1lh$ (энергия связи W_e и энергетический зазор $1hh - 1lh$ в исследованной структуре близки). Знаки линейной поляризации при рекомбинации для переходов $1hh \rightarrow 1e \rightarrow 1hh$ и $1hh \rightarrow 1e \rightarrow lh$ различны [4]. По-видимому, это и приводит к уменьшению ρ_l^0 при переходах на акцептор.

На рис. 3 аналогично сравниваются расчетная зависимость и экспериментальные данные для циркулярной поляризации ГФЛ $\rho_c^0(E_0)$ при рекомбинации горячих электронов из точки рождения. В согласии с теорией ρ_c^0 заметно

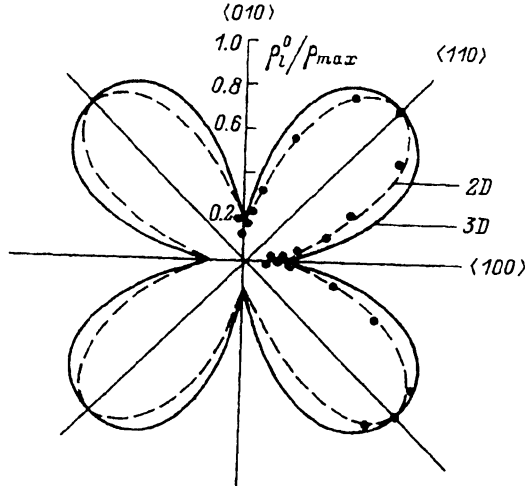


Рис. 4. Зависимость степени линейной поляризации в точке рождения ρ_l^0 от направления вектора линейной поляризации e относительно кристаллографических осей образца для структуры с квантовыми ямами (2D) и для объемного образца GaAs (3D). Энергия кванта возбуждения $\hbar\omega_{\text{exc}} = 1.833$ эВ. Степень линейной поляризации принимает максимальное значение ($\rho_l^0 = \rho_{\max}$) при $e \parallel \langle 110 \rangle$ и минимальное при $e \parallel \langle 100 \rangle$. Для структуры с квантовыми ямами $\rho_{\max} = 0.28$, для объемного образца $\rho_{\max} = 0.32$.

уменьшается при $E_0 \approx E_1$, при $E_0/E_1 = 2$ измеренное значение ρ_c^0 для $1e \rightarrow 1hh$ рекомбинации составляет 0.02.

В ходе энергетической релаксации горячих электронов в результате столкновений анизотропия импульсного распределения исчезает и соответственно уменьшается степень линейной поляризации [1]. В двумерном случае этот эффект оказывается гораздо более выраженным, чем в объемном GaAs. Отношение степени поляризации в пике I на рис. 1 (т. е. после испускания одного LO-фонона) к величине начальной поляризации есть $\rho_l^1/\rho_l^0 = 0.08/0.32 = 0.25$, что близко к расчетному значению 0.32 для $E_0 = 4.4 \hbar\omega_{LO}$.³ Соответствующее значение для трехмерного случая заметно больше, оно равно 0.45 [1].

Существенное влияние на линейную поляризацию ГФЛ оказывает гофрировка валентной зоны. Это проявляется, в частности, в зависимости ρ_l^0 от угла φ , который составляет вектор линейной поляризации возбуждающего света e с кристаллографическими осями $\{100\}$ образца. На рис. 4 сравниваются экспериментальные зависимости $\rho_l^0(\varphi)$ для структуры с квантовыми ямами и объемного образца GaAs, измеренные в максимуме бесфононного пика спектра ГФЛ (рис. 1, O). Как видно, поляризованная розетка для квантовых ям имеет более острые максимумы и более глубокие минимумы, чем для объемного материала.

Отличие зависимости $\rho_l^0(\varphi)$ в двумерном случае от аналогичной зависимости в трехмерном случае обсуждалось в [6]. В этой работе показано, что при фиксированной энергии квантов возбуждения и люминесценции однозначно определяется угол в плоскости ямы относительно кристаллографических осей, под которым движется фотовозбужденный электрон, дающий вклад в люминесценцию при рекомбинации с дыркой на акцепторе. Именно этот угол прежде всего и определяет степень линейной поляризации ГФЛ в пределах бесфононного пика. В трехмерном случае каждой энергии кванта люминесценции соответствует набор

³ Частное сообщение Е. Л. Портного.

направлений импульса рекомбинирующего электрона. Поэтому поворот плоскости поляризации возбуждающего света не столь сильно сказывается на величине ρ^{θ} и розетка получается с менее острыми максимумами.

Таким образом, основные поляризационные характеристики горячей фотолюминесценции в квантовых ямах удовлетворительно описываются в рамках расчетов [4, 6].

Авторы признательны В. И. Перелю и Б. П. Захарчене за обсуждение результатов работы. Выполнение этой работы поддержано AT and T Bell Laboratories.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Б. П. Захарченя, Д. Н. Мирлин, В. И. Перель, И. И. Решина. УФН, **136**, 459 (1982).
- [2] М. А. Алексеев, И. Я. Карлик, Д. Н. Мирлин, В. Ф. Сапега. ФТП, **23**, 761 (1989).
- [3] В. Р. Zakharchenya, S. P. Kop'ev, D. N. Mirlin, D. G. Polyakov, I. I. Reshina, V. F. Saepga, A. A. Sirenko. Sol. St. Commun., **69**, 203 (1989).
- [4] И. А. Меркулов, В. И. Перель, М. Е. Портной. ЖЭТФ, **99**, 1202 (1991).
- [5] П. С. Копьев, Д. Н. Мирлин, Д. Г. Поляков, И. И. Решина, В. Ф. Сапега, А. А. Сиренко. ФТП, **24**, 1200 (1990).
- [6] М. Е. Портной. ФТП, **25**, 2150 (1991).

Редактор Л. В. Шаронова