

УДК 621.315

©1994

## ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФФУЗИОННОГО И ИЗЛУЧАТЕЛЬНОГО ТРАНСПОРТА ЭЛЕКТРОНОВ В p-GaAs МЕТОДОМ ОПТИЧЕСКОЙ ОРИЕНТАЦИИ

*Р.И.Джисоев, Б.П.Затарченя, К.В.Кавокин, П.Е.Пак*

По спектральной зависимости степени циркулярной поляризации люминесценции и деполаризации ее в поперечном магнитном поле изучается диффузионный и излучательный перенос оптически ориентированных электронов в p-GaAs при 77 К. Определена диффузионная длина среднего спина электронов:  $L_s = 1.4 \mu\text{m}$ . Проведен теоретический расчет спектральной зависимости степени поляризации люминесценции с учетом переизлучения. Из сравнения с результатами экспериментов определены время жизни  $\tau_v$  в объеме кристалла  $\tau_v = 1.4 \cdot 10^{-10}$  s и внутренний квантовый выход излучательной рекомбинации  $q = 0.67$ .

1. При исследовании полупроводниковых структур с высоким квантовым выходом излучательной рекомбинации часто встает проблема отделения диффузионно-дрейфового транспорта от излучательного переноса электронно-дырочных пар [1]. Эта задача весьма сложна, так как отличия в форме пространственного распределения носителей или в кинетике затухания фотолюминесценции при импульсном возбуждении, связанные с механизмом переноса, не могут быть уверенно зафиксированы имеющимися экспериментальными методами [2].

В работе [3] для исследования механизма переноса фотовозбужденных электронов через гетеропереход  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  был применен метод оптической ориентации электронных спинов [4]. Результат был достигнут благодаря использованию неравновесного электронного спина в качестве «метки». Как показано в [4], из-за правил отбора для оптических переходов и усреднения по направлениям волновых векторов вторичных фотонов средний спин при переизлучении практически полностью теряется, поэтому обнаружение существенной поляризации электронов, прошедших гетеропереход, позволило заключить, что их перенос осуществляется в основном путем диффузии.

В работе [5] метод оптической ориентации был применен для исследования диффузии электронов в однородных слоях GaAs, в частности, для определения коэффициента диффузии. Было отмечено, что в этом случае можно провести разделение диффузионного и излучательного вкладов в электронный транспорт. Однако использование в этой работе структуры при комнатной температуре имели низкую эффективность излучательной рекомбинации и влияние переизлучения не было зарегистрировано.

В данной работе выполнены эксперименты на сходных образцах, но при температуре жидкого азота, когда, с одной стороны, значительная часть фотовозбужденных электронов находится в зоне проводимости и участвует в транспорте, а с другой стороны, безызлучательная рекомбинация уже существенно подавлена. Это позволило наблюдать влияние переизлучения на пространственное распределение электронов и выделить вклады диффузии и переизлучения в перенос неравновесных носителей. Путем сопоставления экспериментальных данных с результатами расчетов был определен внутренний квантовый выход излучательной рекомбинации.

2. Образец представлял собой легированную акцепторной примесью (Ge) фотокатодную структуру  $p$ -GaAs/GaAlAs, выращенную МОС-гидридной технологией на полуизолирующей подложке из арсенида галлия. Толщина наружного слоя  $p$ -GaAs составляла  $25 \mu\text{m}$  (концентрация акцепторов порядка  $5 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ). Образец имел хорошую зеркальную поверхность.

В условиях оптической ориентации исследовалась зависимость степени циркулярной поляризации излучения от длины волны при рекомбинации зона-акцептор в слое  $p$ -GaAs. Эксперимент состоял в стационарном возбуждении образца циркулярно-поляризованным светом с энергией квантов  $E_{h\nu} > E_g$  (линия  $752.5 \text{ nm}$   $\text{Kt}^+$ -лазера) и измерении степени циркулярной поляризации люминесценции  $\rho$  в направлении возбуждающего луча, которая в GaAs численно равна среднему спину фотовозбужденных электронов ( $\rho = \langle S \rangle$ ) [4]. Измерялась также зависимость поляризации люминесценции от поперечного ( $H \perp \langle S \rangle$ ) магнитного поля (эффект Хавле) при разных длинах волн люминесценции.

Экспериментальная установка для исследования оптической ориентации неоднократно описывалась (см., например, [4]). Степень циркулярной поляризации люминесценции измерялась с помощью фотоупругого модулятора поляризации [6] и линейного поляризатора. Модулятор представляет собой сборку из брусков кристаллического кварца  $x$ -среза и плавленого кварца, в которой создается одноосная деформация на частоте механического резонанса ( $26.61 \text{ kHz}$ ). Ось пропускания линейного поляризатора ориентирована под углом  $45^\circ$  к оси деформации. Свет после прохождения поляризации и двухрешеточного спектрометра регистрируется фотоумножителем. Импульсы фотоумножителя поступают в схему, осуществляющую синхронный реверсивный и суммарный счет фотонов лево- и правоциркулярной поляризации. Степень циркулярной поляризации люминесценции  $\rho = (N^+ - N^-)/(N^+ + N^-)$ , где  $N^+$  и  $N^-$  — числа фотонов лево- и правоциркулярной поляризации.

Для обеспечения точности измерения абсолютной величины  $\rho$  для всех длин волн  $\lambda$  в рабочем диапазоне спектра была введена автоматическая коррекция амплитуды напряжения, подаваемого на кристаллический кварц, до значения, при котором кварц периодически становился четвертьволновой фазовой пластинкой для данной длины волны.

3. Отдельно была измерена зависимость коэффициента поглощения  $\alpha$  от длины волны света  $\lambda$  для идентично легированных слоев  $p$ -GaAs толщиной 2 и  $5 \mu\text{m}$  в таких же структурах, но со сравненной под-

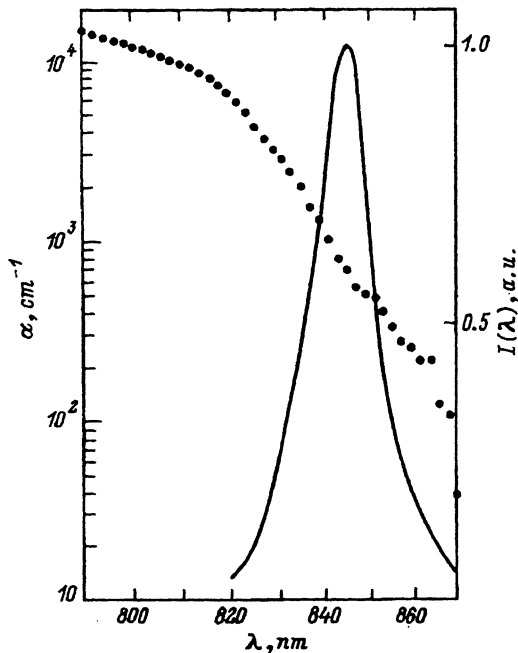


Рис. 1. Значения  $\alpha(\lambda)$  (точки) и интенсивность люминесценции (сплошная линия).

ложкой, которые методом термокомпрессии были приклеены к стеклу слоем  $\text{SiO}_2$ , нанесенным на твердый раствор. На рис. 1 показана зависимость  $\alpha(\lambda)$  при 77 К. В пределах полосы люминесценции  $\alpha$  меняется от нескольких десятков  $\text{cm}^{-1}$  на длинноволновом участке спектра до  $10^4 \text{ cm}^{-1}$  на коротковолновом, что приводит к частичному поглощению люминесценции внутри кристалла (самопоглощению).

4. На разных длинах волн  $\lambda$  регистрируется рекомбинационное излучение электронов и дырок, находящихся на расстояниях  $Z \leq \alpha^{-1}(\lambda)$  от облучаемой возбуждающим светом поверхности кристалла. Уход электронов из этой области приводит к уменьшению их наблюдаемого времени жизни, что в условиях оптической ориентации приводит к увеличению степени поляризации люминесценции. Это видно из хода зависимости  $\rho(\lambda)$  (рис. 2). Данный эффект был подробно описан в [5]. Диффузионный отток электронов от поверхности приводит также к отклонению формы кривой деполаризации люминесценции в поперечном

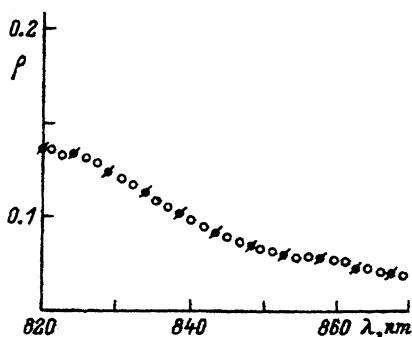


Рис. 2. Зависимости степени циркулярной поляризации люминесценции от длины волны  $\rho(\lambda)$  при 77 К.

Темные точки приведены для сравнения с численным расчетом по формуле (8) на рис. 5.

магнитном поле от лоренцевской на участке спектра, где  $\alpha^{-1} < L$  ( $L$  — диффузионная длина электронов) [5].

5. Величина степени поляризации электронов и темп деполяризации в магнитном поле при температуре 300 К сильно зависят от скорости поверхностной рекомбинации [5]. Для оценки ее роли при 77 К мы использовали методику, также основанную на эффекте самопоглощения люминесценции. Она состоит в измерении зависимости отношения интенсивностей люминесценции в геометрии «на просвет» и «на отражение» от длины волны  $\lambda$  [7]. Для этого эксперимента использовался указанный выше образец с толщиной слоя  $p$ -GaAs  $d = 2 \mu\text{m}$ . При стационарном возбуждении носителей в слое  $p$ -GaAs вблизи одной из поверхностей (см. в [7] схематическое изображение экспериментальной установки для измерения  $I_t/I_r$ , где  $I_t$ ,  $I_r$  — интенсивности прошедшего и отраженного пучка соответственно) неоднородное пространственное распределение электронов, установившееся в результате диффузии и рекомбинации, приводит к тому, что величина

$$I_t(\lambda)/I_r(\lambda) = n(Z) \int_0^d \exp(-\alpha(\lambda)(d-Z)) dZ / \int_0^d \exp(-\alpha(\lambda)Z) dZ$$

( $n$  — концентрация электронов,  $Z$  — пространственная координата вдоль нормали к поверхности кристалла,  $d$  — толщина слоя), близкая к единице в длинноволновой области спектра, где коэффициент поглощения мал, падает по мере роста  $\alpha$  с уменьшением длины волны люминесценции. Аналитическое выражение этого отношения через параметры слоев, полученное из решения уравнения диффузии с граничными условиями на обеих поверхностях слоя  $p$ -GaAs, приведено в [7]. Здесь отметим только, что при 77 К экспериментальные точки  $I_t(\lambda)/I_r(\lambda)$  при возбуждении люминесценции через гетерограницу и через свободную поверхность в пределах точности измерений совпадают (рис. 3). Это указывает на то, что скорость рекомбинации на свободной поверхности практически не влияет на стационарное распределение концентрации электронов по глубине слоя (скоростью рекомбинации на гетерогранице можно пренебречь). Итак, поверхностная рекомбинация не

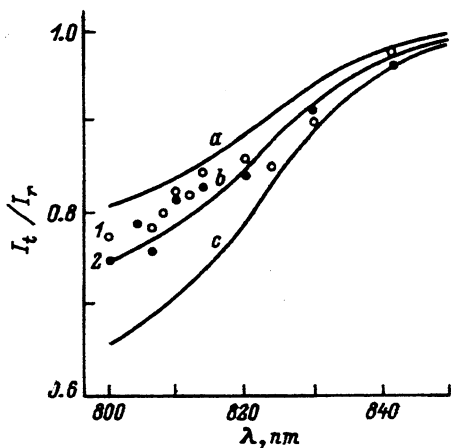


Рис. 3. Зависимость отношения  $I_t/I_r$  от длины волны.

1 — возбуждение через свободную поверхность, 2 — возбуждение через гетерограницу. Кривые  $a$ ,  $b$  и  $c$  рассчитаны при значениях диффузионной длины электронов  $L = 1.8, 1.5$  и  $1.2 \mu\text{m}$  соответственно.

сказывается на пространственном распределении электронов и на их эффективном времени жизни. Так как время жизни оптически ориентированного состояния электронов меньше времени жизни электронов, в рассматриваемом случае не следует ожидать изменений величины степени поляризации в нулевом магнитном поле и формы кривой магнитной деполяризации.

6. Выше указывалось, что спин электрона при переизлучении практически полностью теряется. Поэтому при анализе формы зависимости поляризации люминесценции от магнитного поля  $\rho(H)$  наряду с ларморовской прецессией следует учитывать только его диффузионный перенос. Это обстоятельство позволяет воспользоваться формулой, полученной для этого случая в [5], и, пренебрегая поверхностной рекомбинацией, получить следующее выражение для  $\rho(h)$ :

$$\frac{\rho(H)}{\rho(0)} = \frac{\operatorname{Re} \left\{ \left[ \Omega^{-1} + (\alpha + \alpha_0)^{-1} L_s^{-1} \right] (\alpha L_s + \Omega)^{-1} (\alpha_0 L_s + \Omega)^{-1} \right\}}{\left[ 1 + (\alpha + \alpha_0)^{-1} L_s^{-1} \right] (1 + \alpha L_s)^{-1} (1 + \alpha_0 L_s)^{-1}}, \quad (1)$$

где  $T_s^{-1} = \tau_v^{-1} + \tau_s^{-1}$ ,  $\tau_v$  и  $\tau_s$  — объемные времена рекомбинации и спиновой релаксации электронов,  $\Omega = (1 + i\omega T_s)^{1/2}$ ,  $L_s = (DT_s)^{1/2}$ ,  $\alpha$  и  $\alpha_0$  — коэффициенты поглощения люминесценции и возбуждающего света,  $\omega = \mu_B g H / \hbar$  — частота ларморовой прецессии,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $g$  —  $g$ -фактор электронов в GaAs,  $D$  — коэффициент диффузии.

На длинноволновом крае спектра люминесценции, где  $\alpha L \ll 1$ , выражение (1) дает хорошо известную лоренцевскую зависимость  $\rho$  от магнитного поля

$$\frac{\rho(H)}{\rho(0)} = \frac{1}{1 + \omega^2 T_s^2}. \quad (2)$$

На рис. 4 приведены нормированные к единице зависимости степени циркулярной поляризации люминесценции от магнитного поля: темные точки — зависимость  $\rho(H)$  на длинноволновом участке полосы люминесценции ( $\lambda_1 = 870$  нм,  $\alpha_1 = 50$  см<sup>-1</sup>). Кривая 1 получена из (2) с подгонкой единственного параметра  $T_s$ , значение которого оказалось равным  $1.3 \cdot 10^{-10}$  с. Светлыми точками представлена зависимость  $\rho(H)$  на коротковолновом участке полосы люминесценции ( $\lambda_2 = 825$  нм,

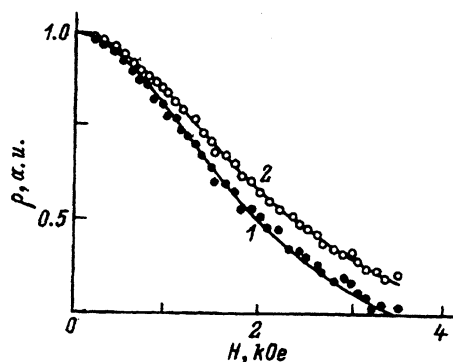


Рис. 4. Деполяризация люминесценции в поперечном магнитном поле.  
1 —  $\rho(\lambda_1, H)$ ,  $\lambda_1 = 870$  нм; 2 —  $\rho(\lambda_2, H)$ ,  $\lambda_2 = 825$  нм.

$\alpha_2 = 5 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$ ). Соответствующая этой зависимости расчетная кривая 2 получена из (1) при известном уже значении  $T_s$  с подгонкой единственного параметра  $D$  — коэффициента диффузии. Наилучшее согласие экспериментальной и теоретической зависимостей достигнуто при  $D = 160 \text{ cm}^2/\text{s}$ .

Из этих двух зависимостей  $\rho(H)$  легко найти диффузионную длину среднего спина электронов при 77 К. Полученная таким образом величина  $L_s = (DT_s)^{1/2} = 1.4 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$ , что почти в три раза больше величины  $L_s = 0.55 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$ , полученной для образцов со сходным легированием при комнатной температуре по данным работы [5].

7. Следуя [5], запишем степень циркулярной поляризации люминесценции на длине волны  $\lambda$  как

$$\rho(\lambda) = \frac{S(\alpha_\lambda)}{n(\alpha_\lambda)}, \quad (3)$$

где

$$S(\alpha_\lambda) = \int_0^\infty S(Z) \exp(-\alpha_\lambda Z) dZ, \quad (4)$$

$$n(\alpha_\lambda) = \int_0^\infty n(Z) \exp(-\alpha_\lambda Z) dZ, \quad (5)$$

$\alpha_\lambda$  — коэффициент поглощения света на длине волны  $\lambda$ , функции  $S(Z)$  и  $n(Z)$  дают распределение плотности спина и концентрации электронов по глубине.

Как отмечено выше, переизлучение, не сохраняя средний спин, не влияет на  $S(Z)$ . Поэтому для  $S(\alpha_\lambda)$  можно использовать выражение, получаемое из решения приведенного в [5] диффузионного уравнения для плотности спина. В нулевом магнитном поле и в пренебрежении поверхностной рекомбинацией можно легко получить

$$\frac{4S(\alpha_\lambda)}{J} = \frac{T_s}{L_s} \frac{1 + (\alpha + \alpha_0)L_s}{(\alpha + \alpha_0)(1 + \alpha L_s)(1 + \alpha_0 L_s)}, \quad (6)$$

$J$  — скорость рождения электронов. В то же время переизлучение должно в полной мере сказываться на  $n(Z)$  и, следовательно, на  $n(\alpha_\lambda)$ . Для выделения вклада переизлучения в формировании спектральной зависимости поляризации люминесценции удобно разделить экспериментальные значения  $\rho(\lambda)$  на соответствующие величины  $4S(\alpha_\lambda)/J$ , полученные путем расчета по формуле (6) с использованием значений  $T_s$  и  $L_s = (DT_s)^{1/2}$ . Полученная таким образом величина, имеющая смысл обратного эффективного времени жизни электронов  $\tau_{\text{eff}}^{-1}$ , в зависимости от  $\alpha$  приведена на рис. 5 (точки). При  $\alpha = 0$  она соответствует обратному эффективному времени жизни электронов  $\tau$  во всем объеме. Для данного образца  $\tau$ , определенное из измеренного значения степени поляризации в нулевом магнитном поле и значения  $T_s$ , полученного из кривой и магнитной деполаризации люминесценции на длине волны

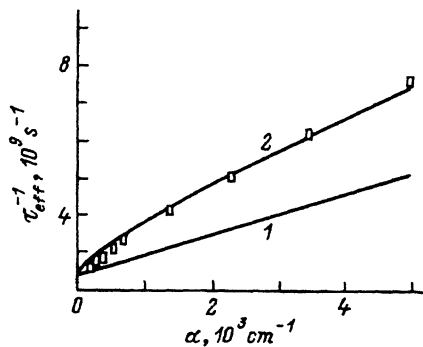


Рис. 5. Зависимость  $\tau_{\text{eff}}^{-1}$  от коэффициента поглощения  $\alpha$ .

Точки — данные эксперимента, прямая 1 — расчет без учета переизлучения, кривая 2 — расчет по формуле (8).

$\lambda = 870 \text{ nm}$ , оказалось равным  $\tau = 4.2 \cdot 10^{-10} \text{ s}$ . Следует отметить, что для кристаллов с хорошо отражающей поверхностью  $\tau$  определяется в основном безызлучательной рекомбинацией. Зная  $\tau$ , легко рассчитать зависимость  $\tau_{\text{eff}}^{-1}(\alpha)$  в отсутствие переизлучения. В этом случае  $n(z) \propto \exp(-z/L)$ , где  $L = (D\tau)^{1/2}$  и

$$\tau_{\text{eff}}^{-1} = \tau^{-1}(1 + \alpha L). \quad (7)$$

Прямая линия 1 на рис. 5 получена с использованием формулы (7). Экспериментальные значения  $\tau_{\text{eff}}^{-1}$  лежат значительно выше этой прямой, что указывает на наличие помимо диффузии некоторого дополнительного вклада в перенос электронов. Кроме того,  $\tau_{\text{eff}}^{-1}$  с ростом  $\alpha$  растет сублинейно, что соответствует неэкспоненциальной зависимости  $n(Z)$ . Как показано в [8], неэкспоненциальный спад концентрации характерен для излучательного переноса электронов. Таким образом, данные рис. 3 качественно демонстрируют значительный вклад переизлучения в электронный транспорт в исследуемом образце.

8. Для количественного описания результатов эксперимента был выполнен расчет  $\tau_{\text{eff}}^{-1}(\alpha)$ , учитывающий переизлучение в модели полубесконечного полупроводника с полностью отражающей поверхностью. Предполагалось, что выполняется условие  $\tau_e \ll \tau_r$ , где  $\tau_e$ ,  $\tau_r$  — времена энергетической релаксации и излучательной рекомбинации электронов соответственно. Расчет выполнен методом случайных блужданий, что позволило учесть реальную форму линии фотолюминесценции.

Получено следующее выражение для  $\tau_{\text{eff}}^{-1}(\alpha)$  (вывод приведен в Приложении):

$$\tau_{\text{eff}}^{-1}(\alpha) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} dk \frac{\alpha}{(\alpha^2 + k^2) \left[ 1 + \frac{\tau_{nr}}{\tau_r} \left( 1 - \int I(\lambda) d\lambda \frac{\arctg(k/\alpha_\lambda)}{k/\alpha_\lambda} \right) + D\tau_{nr}k^2 \right]}, \quad (8)$$

где  $\tau_{nr}$  — время безызлучательной рекомбинации,  $I(\lambda)$  и  $\alpha_\lambda$  — нормированная интенсивность люминесценции и коэффициент поглощения на длине волны  $\lambda$ . Путем численного вычисления интегралов в (8) получена сплошная кривая 2 на рис. 5. При этом считалось, что  $\tau_{nr} = \tau$ ,

что справедливо при полностью отражающей поверхности, а величина отношения  $\tau_{nr}/\tau_r$  служила подгоночным параметром. Наилучшее согласие с экспериментом достигнуто при  $\tau_{nr}/\tau_r = 2$ . Это соответствует внутреннему квантовому выходу излучательной рекомбинации  $q = \tau_{nr}/(\tau_r + \tau_{nr}) = 0.67$ , что является типичной величиной для данного уровня легирования [9].

9. По определенным таким образом значениям  $\tau_r = 2 \cdot 10^{-10}$  и  $\tau_{nr} = 4.2 \cdot 10^{-10}$  s можно рассчитать время рекомбинации электрона в объеме кристалла  $\tau_v = (\tau_r^{-1} + \tau_{nr}^{-1})^{-1} \approx 1.4 \cdot 10^{-10}$  s. Обращаем внимание на то, что значения  $\tau_v$  и  $T_s$  почти совпадают. Следовательно, процессы спиновой релаксации в данном образце идут гораздо медленнее, чем рекомбинация. В такой ситуации в отсутствие переизлучения степень поляризации люминесценции равнялась бы 0.25 в соответствии с формулой (2). Переизлучение же приводит к уменьшению среднего спина электронов, что проявляется в понижении степени поляризации люминесценции и усилении ее спектральной зависимости.

10. Возможность качественной проверки предложенной модели наблюдаемого явления дают эксперименты на образцах с искусственно уменьшенной отражательной способностью поверхности. Возрастание вероятности выхода фотонов люминесценции из образца должно ослаблять влияние переизлучения, сокращая эффективное время жизни и подавляя излучательный транспорт. Действительно, как просветление зеркальной поверхности GaAs путем выращивания на ней широкозонного твердого раствора GaAlAs, так и ее матирующее травление привели к двум ожидаемым следствиям. Во-первых, значение  $\rho$  на длинноволновом краю линии люминесценции возросло, т.е. уменьшилось эффективное время жизни электронов  $\tau$ . Во-вторых, зависимость  $\rho(\lambda)$  стала более плавной, что говорит об уменьшении характерной глубины проникновения электронов в кристалл.

11. Основной результат настоящей работы можно сформулировать следующим образом: сравнительное исследование пространственных зависимостей концентраций электронов и их спиновой плотности в условиях оптической ориентации дает уникальную возможность изучения переноса электронов и их среднего спина в полупроводниках. Такое исследование удается выполнить путем прецизионных измерений спектров циркулярной поляризации и кривых магнитной деполяризации (эффект Ханле) на полосе краевой люминесценции, испускаемой при рекомбинации свободных электронов. Оказывается возможным, в частности, разделить вклады диффузии и переизлучения в электронный транспорт, что позволяет путем сопоставления с результатами расчетов определить внутренний квантовый выход фотолюминесценции.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований. Проект 93-02-2603.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

Пусть электроны рождаются вблизи поверхности, заданной условием  $Z = 0$ . Поскольку поверхность считается отражающей, соответствующая функция распределения  $n(Z)$  равна удвоенной функции распределения электронов, рождающихся вблизи плоскости  $Z = 0$  в бесконечном пространстве.



Рассмотрим сначала перемещение электронов за счет «чистого» переизлучения, т.е. без учета диффузии. Пройденное за время  $\tau$  расстояние  $Z_1$  от плоскости  $Z = 0$  равняется, очевидно, сумме случайных величин  $\mathbf{r}_j \cdot \mathbf{e}_z$ , где  $\mathbf{r}_j$  — вектор перемещения электрона в  $j$ -м акте переизлучения,  $\mathbf{e}_z$  — единственный вектор, направленный вдоль оси  $Z$ . В оптически изотропном материале можно записать  $(\mathbf{r}_j \cdot \mathbf{e}_z) = r_j \cos \theta_j$ , введя при этом две новые случайные величины — длину вектора переизлучения  $r_j$  и угол наклона к оси  $Z$  —  $\theta_j$ , которые имеют следующие функции распределения:

$$f(r_j) = \int I(\lambda) \alpha_\lambda e^{-\alpha_\lambda r_j} d\lambda,$$

$$f(\theta_j) = \frac{1}{2} \sin \theta_j, \quad (\text{II.1})$$

где  $\alpha_\lambda$  — коэффициент поглощения на длине волны  $\lambda$ ,  $I(\lambda)$  — нормированная форма линии люминесценции ( $\int I(\lambda) d\lambda = 1$ ).

Теперь функцию распределения электронов  $\Phi(Z_1, t)$  легко найти методом Хольцмарка [10]. Для этого запишем  $\Phi(Z_1, t)$  в виде Фурье-образа

$$\Phi(Z_1, t) = \left\langle \delta \left( Z_1 - \sum_j r_j \cos \theta_j \right) \right\rangle = \frac{1}{2\pi} \int dk e^{-ikZ} \left\langle \prod_j e^{ikr_j \cos \theta_j} \right\rangle. \quad (\text{II.2})$$

Переходя к представлению чисел заполнения  $n_l$  и учитывая независимость случайных величин  $r_j, \theta_j$ , получим

$$\left\langle \prod_j e^{ikr_j \cos \theta_j} \right\rangle = \left\langle \prod_l e^{ikr_l \cos \theta_l} \right\rangle_{\{n_l\}} = \prod_l \langle e^{in_l k r_l \cos \theta_l} \rangle, \quad (\text{II.3})$$

где  $l$  нумерует элемент фазового объема  $dr d\theta$  в пространстве  $(r, \theta)$ , окружающий точку с координатами  $r_l, \theta_l$ .

Вводя вероятность заполнения  $l$ -го элемента фазового объема  $P_l = p(r_l, \theta_l) dr d\theta$ , где

$$p(r, \theta) = \frac{t}{\tau_r} \int I(\lambda) \alpha_\lambda \frac{1}{2} \sin \theta e^{-\alpha_\lambda r} d\lambda,$$

выполняя стандартное преобразование (см. [10])

$$\langle e^{in_l k r_l \cos \theta_l} \rangle = e^{ikr_l \cos \theta_l} P_l + 1(1 - P_l) = \exp [P_l (e^{ikr_l \cos \theta_l} - 1)]$$

и заменяя бесконечное произведение на интеграл по  $dr$  и  $d\theta$  в показателе экспоненты, легко привести (II.3) к виду

$$\exp \left[ \frac{t}{\tau_r} \left( \int I(\lambda) d\lambda \frac{\arctg(k/\alpha_\lambda)}{k/\alpha_\lambda} - 1 \right) \right], \quad (\text{II.4})$$

где  $\tau_r$  — время излучательной рекомбинации.

Отсюда

$$\Phi(Z_1, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dk e^{-ikZ_1} \exp \left[ \frac{t}{\tau_r} \left( \int I(\lambda) d\lambda \frac{\text{arctg}(k/\alpha_\lambda)}{k/\alpha_\lambda} - 1 \right) \right]. \quad (\text{П.5})$$

За время  $t$  диффузия приводит к изменению координаты электрона на некоторую величину  $Z_2$ . Ее функцию распределения удобно записать также в виде Фурье-образа:

$$f(Z_2, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dp e^{-ipZ_2} \exp(-Dtp^2). \quad (\text{П.6})$$

Теперь легко получить зависящую от времени функцию распределения электронов по координате с учетом как диффузии, так и переизлучения

$$\begin{aligned} F(Z, t) &= \langle \delta(Z - Z_1 - Z_2) \rangle = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dk e^{-ikZ} \exp \left[ -t \left( \frac{1}{\tau_r} \left( 1 - \int I(\lambda) d\lambda \frac{\text{arctg}(k/\alpha_\lambda)}{k/\alpha_\lambda} \right) + Dk^2 \right) \right]. \end{aligned} \quad (\text{П.7})$$

При постоянной во времени интенсивности возбуждающего света функция распределения приобретает следующий вид:

$$\begin{aligned} \tilde{F}(Z) &= \frac{1}{\tau_{nr}} \int_0^{+\infty} F(Z, t) e^{-(t/\tau_{nr})} dt = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dk e^{-ikZ} \frac{1}{1 + \frac{\tau_{nr}}{\tau_r} \left( 1 - \int I(\lambda) d\lambda \frac{\text{arctg}(k/\alpha_\lambda)}{k/\alpha_\lambda} + D\tau_{nr}k^2 \right)}, \end{aligned} \quad (\text{П.8})$$

где  $\tau_{nr}$  — время безызлучательной рекомбинации.

Наконец, для обратного эффективного времени жизни в полубесконечной среде получаем

$$\begin{aligned} \tau_{\text{eff}}^{-1}(\alpha) &= 2 \int_0^{+\infty} e^{-\alpha Z} \tilde{F}(Z) dZ = \\ &= \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} dk \frac{\alpha \tau_{nr}}{(\alpha^2 + k^2) \left[ 1 + \frac{\tau_{nr}}{\tau_r} \left( 1 - \int I(\lambda) d\lambda \frac{\text{arctg}(k/\alpha_\lambda)}{k/\alpha_\lambda} + D\tau_{nr}k^2 \right) \right]} \end{aligned} \quad (\text{П.9})$$

## Список литературы

- [1] Toschide Kuriyama, Takeshi Kamiya, Hisayoshi Yanai // *Jap. J. Appl. Phys.* 1977. V. 15. N 3. P. 465-477.
- [2] Gilliland G.D., Wolford D.J., Kuech T.F., Bradley J.A., Hjalmarson H.P. // *J. Appl. Phys.* 1993. V. 73. N 12. P. 8386-8396.
- [3] Гарбузов Д.З., Меркулов И.А., Новиков В.А., Флейшер В.Г. // *ФТП.* 1976. Т. 10. № 5. С. 934-939.
- [4] *Оптическая ориентация. Современные проблемы науки о конденсированных средах* / Под ред. Б.П.Захарчени и Ф.Майера. Л.: Наука, 1989.
- [5] Джиев Р.И., Захарченя Б.П., Ичкитидзе Р.Р., Кавокин К.В., Пак П.Е. // *ФТП.* 1993. Т. 35. № 10. С. 2821-2828.
- [6] Jaspersen S.N., Shnatterly S.E. // *Rev. Sci. Inst.* 1969. V. 40. P. 761-767.
- [7] Джиев Р.И., Кавокин К.В. // *ФТТ.* 1991. Т. 33. № 10. С. 2928-2931.
- [8] Константинов О.В., Царенков Г.В. // *Физика сложных полупроводниковых материалов (по материалам IX зимней школы по физике полупроводников АН СССР ФТИ им. А.Ф.Иоффе)*. Л., 1979. С. 22-60.
- [9] Pinkas E., Miller V.I., Hayashi I., Foy P.W. // *J. Appl. Phys.* 1972. V. 43. N 6. P. 2827-2835.
- [10] Чандрасекар С. *Стохастические проблемы в физике и астрономии: Пер. с англ.* / Под ред. Н.Н.Боголюбова. М.: ИЛ, 1947.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН  
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию  
29 апреля 1994 г.