

# Проявление эффектов размерности в горячей фотолюминесценции арсенида галлия: исследование $2D$ –квази- $3D$ перехода

© В.Ф. Сапега, В.И. Перель, Д.Н. Мирлин, И.А. Акимов, Т. Руф\*, М. Кардона\*, В. Винтер\*, К. Еберл\*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

\*Max-Planck-Institut für Festkörperforschung,  
D-70569 Stuttgart, Germany

(Получена 25 января 1999 г. Принята к печати 27 января 1999 г.)

Изучено влияние ширины минизон в сверхрешетках на поляризационные характеристики фотолюминесценции горячих электронов. Показано, что энергетическая зависимость поляризации и ее зависимость от магнитного поля существенно изменяются при увеличении ширины электронных минизон. Установлены пределы применимости приближения сильной связи при расчете оптических переходов в сверхрешетках.

Недавно нами было показано [1], что поляризация фотолюминесценции горячих электронов (ГФЛ) зависит от размерности исследованных образцов GaAs.

В объемном полупроводнике линейная поляризация (при линейно поляризованной накачке)  $\rho_l$  слабо возрастает при увеличении энергии рекомбинирующих электронов  $E$  (эта зависимость обусловлена лишь влиянием спин-орбитально-отщепленной валентной зоны). С другой стороны, в двумерном полупроводнике (структуры с квантовыми ямами (СКЯ) GaAs/AlAs)  $\rho_l = 0$  при  $E = 0$  и возрастает до  $\rho_l \sim 0.5$ , когда  $E > E_1$ , где  $E_1$  — энергия первого размерно-квантованного состояния.

В промежуточном случае сверхрешеток (СР) экстраполяция  $\rho_l(E)$  приводит к нулевому значению при энергии электронов  $E$ , близкой к ширине первой электронной минизоны  $\Delta$ , а не при  $E = 0$ , как в СКЯ. Такое поведение  $\rho_l(E)$  было объяснено в рамках приближения сильной связи, в котором предполагается слабое взаимодействие соседних квантовых ям. В работе [1] было показано, что это приближение справедливо в СР с узкими электронными минизонами (в частности, в GaAs/AlAs СР с ширинами барьеров  $L_b \geq 6 \text{ \AA}$  и при фиксированной ширине квантовых ям  $L_w = 40 \text{ \AA}$ ). Можно было ожидать, что в СР с широкими минизонами энергетическая зависимость  $\rho_l(E)$  будет похожа на зависимость  $\rho_l(E)$  в объемном GaAs.

В этой работе методом поляризованной ГФЛ мы исследовали переход от двумерного случая к объемному. С этой целью поляризационные характеристики были исследованы в серии сверхрешеток (60 периодов  $(40/6) \text{ \AA}$  GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As) в широком диапазоне высоты барьеров (т.е. содержания Al в барьерах). Эти образцы были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующей нелегированной подложке с ориентацией (001). Центральная часть каждой GaAs-КЯ ( $\approx 15 \text{ \AA}$ ) была легирована Be ( $N_a \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ).

## Результаты и обсуждение

### А. Линейная поляризация ГФЛ

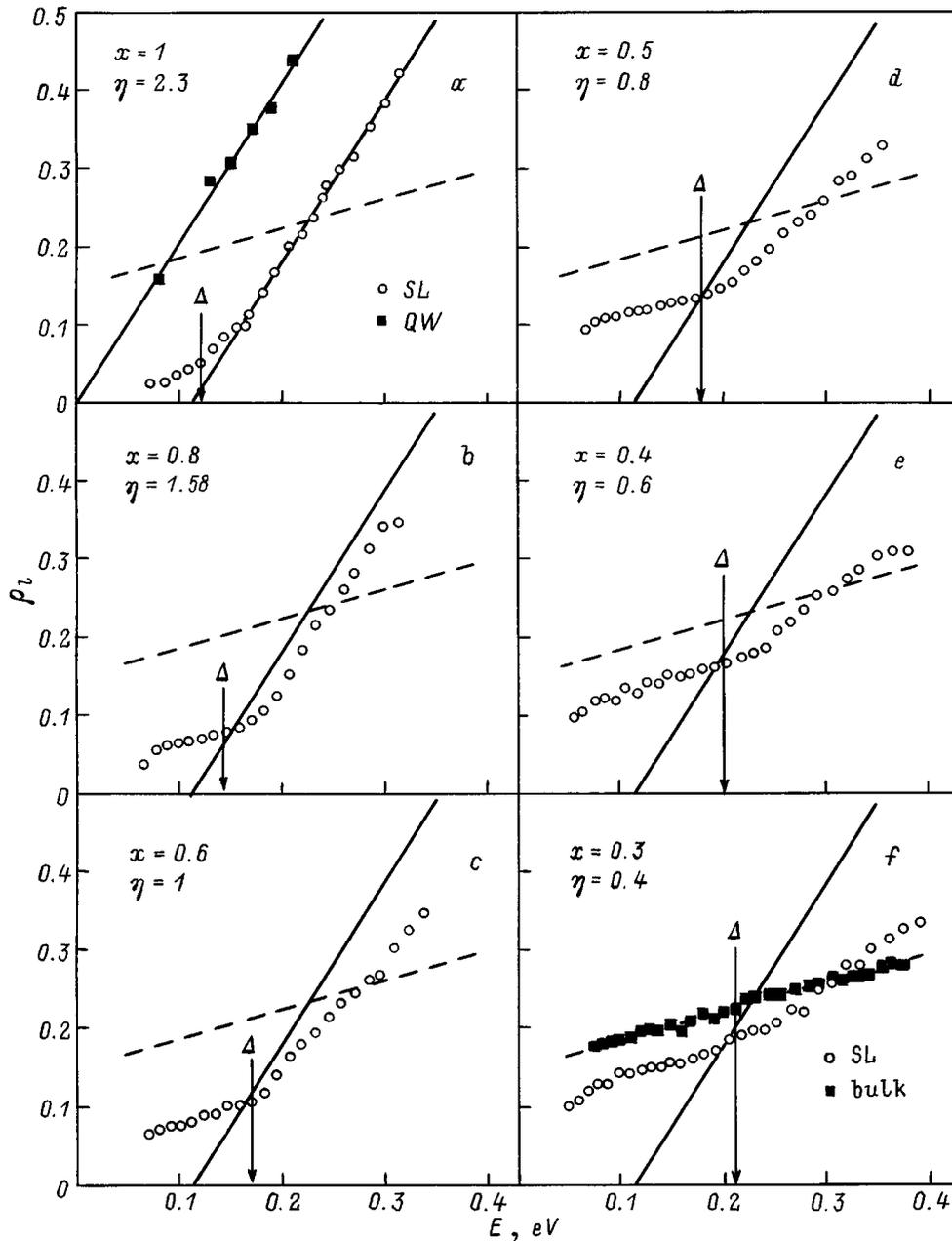
На рис. 1 представлена энергетическая зависимость линейной поляризации ГФЛ  $\rho_l$  в сверхрешетках с разным содержанием Al ( $x \sim 0.3 \div 1$ ), т.е. с разной высотой барьеров  $U_b$  (0.29–1.06 эВ). На этом рисунке для каждого случая приведены расчетные значения  $\eta = \Delta_G/\Delta$ , где  $\Delta_G$  — запрещенная щель между первой и второй электронными минизонами. Для наглядности на этом рисунке представлены данные, полученные в СКЯ (заштрихованные квадраты на рис. 1,а) и в объемном GaAs (заштрихованные квадраты на рис. 1,г). В случае объемного GaAs экспериментальные данные аппроксимированы пунктирной прямой, которая воспроизведена на всех графиках рис. 1.

Измеренная зависимость  $\rho_l(E)$  в случае СР с наиболее высокими барьерами ( $x = 1$ ) (см. незаштрихованные кружки на рис. 1,а) и аппроксимирующую их сплошную линию, воспроизведенную на всех остальных графиках рис. 1) находится в хорошем согласии с рассмотрением, сделанным в приближении сильной связи.

Из этого рассмотрения следует, что энергетическая зависимость  $\rho_l$  в СР с наиболее узкими минизонами схожа с той, которая наблюдалась в случае СКЯ. Это отчетливо видно из сравнения наклона зависимости  $\rho_l(E)$  в этих двух случаях на рис. 1,а. Такая же зависимость  $\rho_l(E)$  наблюдалась в случае СР с  $x = 0.8$ .

Однако заметные изменения в зависимости  $\rho_l(E)$  происходят в СР с  $x \leq 0.6$ , где уменьшение высоты барьера существенно модифицирует энергетическую зависимость  $\rho_l$ .

1. В диапазоне энергий электронов  $0 < E < \Delta$ ,  $\rho_l(E)$  медленно возрастает, а характерный наклон этой зависимости меньше, чем в случае СР на рис. 1,а



**Рис. 1.** Зависимость линейной поляризации ГФЛ  $\rho_l$  от энергии электронов для СКЯ, СР и объемного GaAs. При изменении  $x$  от 1 до 0.3 ширина минизоны  $\Delta$  меняется от 0.12 до 0.22 эВ. Отчетливо видна эволюция зависимости  $\rho_l(E)$  при изменении  $x$ , т.е. высоты барьера.

(отметим, что  $\rho_l(E)$  близка к нулю в этом диапазоне энергии в случае СР с наиболее высокими барьерами, т.е. с  $x = 1$ ).

2. Наклон зависимости  $\rho_l(E)$  при  $E > \Delta$  постепенно уменьшается с уменьшением высоты барьера.

Наибольшие изменения наблюдаются в случае СР с  $x = 0.3$  (рис. 1, *f*), где зависимость  $\rho_l(E)$  (кружки) очень похожа на зависимость в случае объемного GaAs (сплошные квадраты). Однако некоторые детали, связанные с квазидвумерным движением электронов при  $E > \Delta$ , сохраняются. Это проявляется в том, что

наклон  $\rho_l(E)$  при  $E > \Delta$  отличается от наклона при  $0 < E < \Delta$ , поскольку электроны с кинетической энергией, большей  $\Delta$ , движутся преимущественно в плоскости СР.

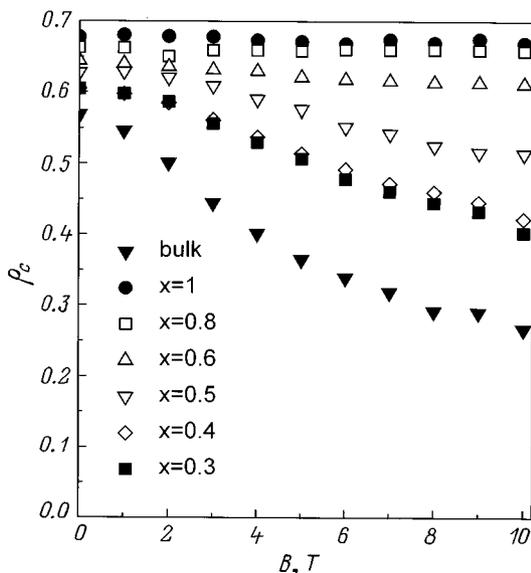
Можно показать, что энергия, при которой происходит изменение наклона  $\rho_l(E)$ , соответствует вершине электронной минизоны. Эти точки, наблюдаемые экспериментально, находятся в хорошем согласии с вычисленными в модели Кронига–Пенни значениями, которые обозначены вертикальными линиями, обозначенными  $\Delta$  на рис. 1.

### В. Циркулярная поляризация ГФЛ

Другое характерное отличие ГФЛ в объемном GaAs и СКЯ связано с циркулярной поляризацией,  $\rho_c$ , люминесценции (при циркулярно поляризованном возбуждении). В объемном случае имеет место так называемый эффект корреляции спина и импульса фотовозбужденных электронов, описываемый членом, пропорциональным выражению  $(\hat{\sigma}, \mathbf{k}) \cdot (\mathbf{k}, \mathbf{n})$  в их матрице плотности (здесь  $\hat{\sigma}$  — матрицы Паули,  $\mathbf{n}$  — единичный вектор вдоль углового момента возбуждающих фотонов) [2]. Этот эффект увеличивает циркулярную поляризацию люминесценции.

Прямое экспериментальное подтверждение этого эффекта было получено в работе [3], где наблюдалось уменьшение  $\rho_c$  в магнитном поле,  $B$ , в геометрии Фарадея. Ход зависимости  $\rho_c$  от магнитного поля показал, что действие магнитного поля сводится к циклотронному вращению импульсов фотовозбужденных электронов и тем самым к разрушению спин-импульсной корреляции. В КЯ эффект спин-импульсной корреляции отсутствует: соответствующий ей член написать нельзя, так как отсутствует компонента импульса электрона в направлении углового момента  $\mathbf{n}$  (предполагается, что  $\mathbf{n}$  перпендикулярен плоскости СКЯ). Далее приводятся результаты, свидетельствующие о возникновении спин-импульсной корреляции в СР по мере увеличения ширины их минизон.

На рис. 2 показана зависимость  $\rho_c$  от магнитного поля, измеренная в геометрии Фарадея, для электронов с кинетической энергией  $E \sim 80-100$  мэВ. В объемном GaAs  $\rho_c$  быстро убывает (заштрихованные перевернутые треугольники) с увеличением магнитного поля  $B$  из-за разрушения спин-импульсной корреляции. В СР с узкими



**Рис. 2.** Зависимость циркулярной поляризации ГФЛ  $\rho_c$  от магнитного поля для СР и объемного GaAs. Приведены результаты для тех же образцов, что и на рис. 1. В СР с широкими минизонами (см.  $x = 0.4$  и  $x = 0.3$ ) эффект спин-импульсной корреляции восстанавливается.

минизонами спин-импульсная корреляция отсутствует и  $\rho_c$  не изменяется с увеличением  $B$  (заштрихованные кружки ( $x = 1$ ); квадраты ( $x = 0.8$ )). В случае широкозонных сверхрешеток циркулярная поляризация уменьшается с увеличением магнитного поля. Этот эффект становится заметным в СР с  $x \leq 0.6$  и означает, что формирование широкой минизоны восстанавливает эффект спин-импульсной корреляции. В СР с  $x \sim 0.3$  (заштрихованные квадраты на рис. 2) эффект разрушения спин-импульсной корреляции уже сравним с таким же эффектом в случае объемного GaAs.

В сверхрешетках эффект спин-импульсной корреляции описывается членом  $\beta(k, Q) \cdot (\hat{\sigma}, \mathbf{k}) \cdot (\mathbf{Q}, \mathbf{n})$  в матрице плотности фотовозбужденных электронов, где  $\mathbf{k}$  — квазиволновой вектор в плоскости КЯ, а  $\mathbf{Q}$  — квазиволновой вектор, соответствующий минизоне. Можно показать, что в приближении сильной связи коэффициент  $\beta$  пропорционален интегралу перекрытия электронной и дырочной волновых функций в соседних ямах и, следовательно, должен возрастать с понижением высоты барьеров. Возрастание спин-импульсной корреляции при уменьшении высоты барьера проявляется в большем влиянии магнитного поля на циркулярную поляризацию (см. рис. 2).

### Заключение

Таким образом, в работе обнаружена сильная зависимость поляризации ГФЛ от ширины минизоны сверхрешеток. Эта зависимость претерпевает заметные изменения при переходе от СР с узкими минизонами к "широкозонным сверхрешеткам", в которых она становится сходной с аналогичной зависимостью в объемном GaAs. Можно ожидать, что и другие оптические характеристики СР претерпевают заметные изменения в том же интервале  $\eta$ , соответствующем  $2D$ -квази- $3D$ -переходу.

В зависимости степени линейной поляризации от энергии электронов обнаружен характерный излом при энергиях, соответствующих ширине минизоны.

Установлено, что эффект спин-импульсной корреляции, характерный для объемного материала, но отсутствующий в квантовых ямах, восстанавливается в СР с увеличением ширины их минизон.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ (No. 96-02-16895, 96-15-96393, 96-15-96392) и Фольксваген (No. I/70958).

### Список литературы

- [1] V.F. Sapega, V.I. Perel', A.Yu. Dobin, D.N. Mirlin, I.A. Akimov, T. Ruf, M. Cardona, K. Eberl. Phys. Rev. B, **56**, 6871 (1997).
- [2] В.Д. Дымников, М.И. Дьяконов, В.И. Перель. ЖЭТФ, **71**, 2373 (1976).
- [3] И.Я. Карлик, Д.Н. Мирлин, Л.П. Никитин, Д.Г. Поляков, В.Ф. Сапега. Письма ЖЭТФ, **36**, 155 (1982).

Редактор В.В. Чалдышев

## The dimensionality effect on hot photoluminescence in GaAs: 2D–quasi-3D transition study

V.F. Sapega, V.I. Perel', D.N. Mirlin, I.A. Akimov,  
T. Ruf\*, M. Cardona\*, W. Winter\*, K. Eberl\*

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St.Petersburg, Russia

\*Max-Planck-Institut für Festkörperforschung,  
D-70569 Stuttgart, Germany

**Abstract** We report the study of miniband width effect on the hot photoluminescence (HPL) polarization properties in superlattices. It is demonstrated that the increase of electron miniband width strongly affects the energy and magnetic field dependencies of the HPL polarization. The application criterion of the tight binding approximation for the optical transitions in superlattices is found.

Fax: (812) 2471017 (Sapega)

E-mail: sapega@dnm.ioffe.rssi.ru (Sapega)