

РАЗРУШЕНИЕ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ СПИНАМИ И ИМПУЛЬСАМИ ФОТОВОЗБУЖДЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛАХ Ga As

И.Я.Карлик, Д.Н.Мирлин, Л.П.Никигин, Д.Г.Поляков, В.Ф.Сапега

Обнаружено влияние продольного магнитного поля на циркулярную поляризацию рекомбинационной фотолуминесценции горячих электронов. Эффект связан с изменением взаимной ориентации скоррелированных при фотовозбуждении импульсов и спинов.

В результате исследований¹ было установлено, что циркулярная поляризация ρ_c горячей фотолуминесценции (ГФЛ) при циркулярной накачке в GaAs существенно превышает поляризацию термализованной люминесценции. Этот результат был интерпретирован² как проявление корреляции между импульсами и спинами фотовозбужденных электронов. Однако, до сих пор прямое экспериментальное доказательство этой интерпретации отсутствовало. В настоящей работе наблюдалось уменьшение величины ρ_c в продольном магнитном поле (геометрия Фарадея), обусловленное разрушением корреляции спин-импульс.

На первый взгляд представляется, что магнитное поле \mathbf{B} , параллельное возбуждающему лучу света не должно уменьшать циркулярную поляризацию ГФЛ в силу аксиальной симметрии системы. Однако, поскольку частоты прецессии импульса и спина электрона в магнитном поле различны, их взаимная ориентация меняется во времени. Изменение ρ_c обусловлено тем, что правила отбора в акте излучательной рекомбинации зависят не только от направлений импульса и спина рекомбинирующего электрона по отдельности, но и от их взаимной ориентации. Для электронов в Ga As ларморова частота гораздо меньше циклотронной, так что прецессией спинов вовсе можно пренебречь.

Слагаемое в матрице плотности электронов, описывающее корреляцию, пропорционально выражению²:

$$3(\mathbf{n}, \vec{\nu})(\vec{\sigma}, \vec{\nu}) - (\vec{\sigma}, \mathbf{n}).$$

Здесь $\vec{\sigma}$ — матрицы Паули, а единичные вектора \mathbf{n} и $\vec{\nu}$ направлены вдоль луча света и импульса. Продольное магнитное поле влияет только на матрицу $(\vec{\sigma}, \vec{\nu})$. Учет циклотронного движения электронов сводится при этом к замене $\nu_{\pm} \rightarrow \nu_{\pm} \exp(\mp i\omega_c t)$, где ν_{\pm} — круговые компоненты вектора $\vec{\nu}$, а ω_c — циклотронная частота. После обычного усреднения по времени¹ недиагональная часть матрицы $(\vec{\sigma}, \vec{\nu})$ стремится к нулю при увеличении параметра $\omega_c \tau$ (τ — время жизни электронов в начальном состоянии по отношению к неупругому рассеянию).

Приведем результаты вычисления степени поляризации ГФЛ для рекомбинации электронов на основной уровень мелкого акцептора. В сферическом приближении (не учиты-

вающем гофрировки валентной зоны).

$$\rho_c = \frac{2}{20-a} \left(10S + 2\beta + \frac{3\beta}{1+x^2} \right), \quad x = \omega_c \tau,$$

где a , S и β — параметры матрицы плотности электронов: величина a характеризует анизотропию импульсного распределения, S — анизотропию спинового, а β — корреляцию между импульсным и спиновым распределениями. Для значений $S = 1/4$, $\beta = 1$, $a = -1$, соответствующих возбуждению из зоны тяжелых дырок², получим $\rho_c \approx 0,71$ при $x=0$ и $\rho_c \approx 0,43$ при $x \gg 1$. Если учесть гофрировку выделением диагональных направлений импульсов $\nu \parallel \{111\}$ ¹, то для различных ориентаций магнитного поля относительно кристаллографических осей находим:

$$\begin{aligned} \mathbf{B} \parallel [100] \quad \rho_c &= \frac{1}{2} \left(2S + \frac{\beta}{1+x^2} \right), \\ \mathbf{B} \parallel [110] \quad \rho_c &= \frac{1}{4} \left(4S + \beta + \frac{\beta}{1+x^2} \right), \\ \mathbf{B} \parallel [111] \quad \rho_c &= \frac{2}{12-a} \left(6S + 2\beta + \frac{\beta}{1+x^2} \right). \end{aligned} \quad (1)$$

Видно, что наибольший эффект следует ожидать в геометрии $\mathbf{B} \parallel [100]$, где для приведенных выше значений S и β величина ρ_c уменьшается с ростом B в три раза: $\rho_c = 0,75$ при $x=0$ и $0,25$ при $x \gg 1$.

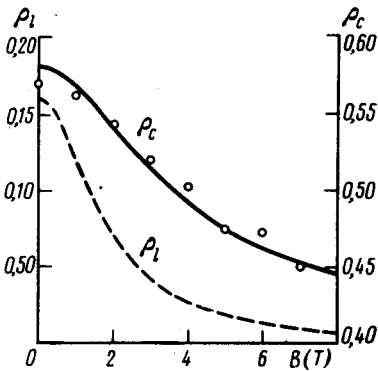


Рис. 1

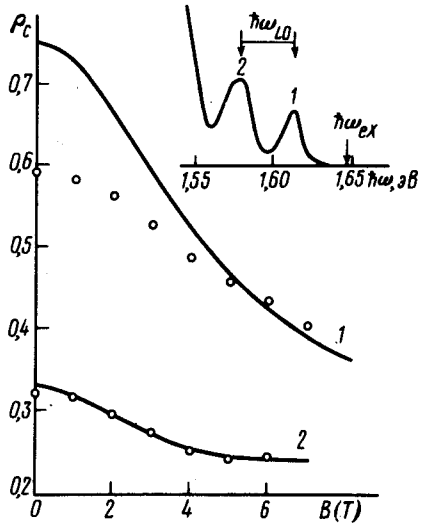


Рис. 2

Рис. 1. Зависимости степени циркулярной поляризации $\rho_c(B)$ и линейной $\rho_L(B)$ для Ga As (Zn), $\mathbf{B} \parallel [111]$, $N_A = 9 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T = 20 \text{ К}$. Сплошная кривая — $\rho_c = A + [C/(1+x^2)]$, где $A = 0,43$; $C = 0,15$; штриховая кривая — $\rho_L = [C/(1+(2x)^2)]$

Рис. 2. Зависимости $\rho_c(B)$ для Ga As (Zn), $\mathbf{B} \parallel [100]$, $N_A = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T = 20 \text{ К}$. Кривая 1 — люминесценция из точки рождения, кривая 2 — после испускания оптического фонона. Сплошные кривые — расчетные, точки — эксперимент. На врезке представлен спектр ГФЛ при возбуждении $\hbar\omega_{ex} = 1,65 \text{ эВ}$

На рис. 1 приведена экспериментальная зависимость $\rho_c(B)$ для $\mathbf{B} \parallel [111]$. Уменьшенное по сравнению с теоретическим значение $\rho_c(0)$ (согласно (1) для этой геометрии $\rho_c(0) \approx 0,69$) обусловлено, по-видимому, действием прецессионного механизма спиновой релаксации³. Экспериментальная зависимость $\rho_c(B)$ хорошо описывается кривой вида $A +$

+ $\frac{C}{1+x^2}$ с полушириной лоренцевского члена, вдвое большей соответствующей полуширины кривой для линейной поляризации $\rho_L(B)$, также приведенной на рис. 1¹⁾. Такое соотношение следует из (1) и зависимости $\rho_L(B) / \rho_L(0) = (1+4x^2)^{-1}$. Полное изменение ρ_c равно теоретическому значению $\rho_c(0) - \rho_c(\infty) \approx 0,15$.

Аналогичные зависимости для ориентации $\mathbf{B} \parallel [100]$ вместе с теоретическими кривыми приведены на рис. 2 как для рекомбинации электронов из точки рождения (кривая 1), так и после испускания одного оптического фонона (кривая 2). Как видно, изменение ρ_c для этой геометрии больше, а в случае 2 на опыте достигается предельное теоретическое значение $\rho_c = 0,25$.

Авторы признательны Б.П.Захарчене и В.И.Перелю за полезные обсуждения.

Литература

1. Захарченя Б.П., Мирлин Д.Н., Перель В.И., Решина И.И. УФН, 1982, 136, 458.
2. Дымников В.Д., Дьяконов М.И., Перель В.И. ЖЭТФ, 1976, 71, 2373.
3. Дьяконов М.И., Перель В.И. ЖЭТФ, 1971, 60, 1954; ФТТ, 1971, 13, 3581.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
21 июля 1982 г.