

## СИЛЬНАЯ АНИЗОТРОПИЯ $g$ -ФАКТОРА ЭЛЕКТРОНОВ ПРОВДИМОСТИ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ GaAs/AlGaAs

*В.К.Калевич, Б.П.Захарченя, О.М.Федорова*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург  
Поступило в Редакцию 8 июня 1994 г.

В полупроводниковых периодических наноструктурах эффекты размерного квантования приводят, как предсказано теоретически [1] и обнаружено экспериментально в квантовых ямах [2,3] и сверхрешетках [4], к анизотропии  $g$ -фактора электронов проводимости. Интересным объектом для исследования анизотропии электронного  $g$ -фактора в квантовых ямах (КЯ) является система GaAs/AlGaAs, где с уменьшением ширины ямы составляющие  $g$ -фактора вдоль ( $g_{\parallel}$ ) и поперек ( $g_{\perp}$ ) главной оси структуры проходят через нуль [1,5], и анизотропия  $g$ -фактора становится аномально велика. В эксперименте [2] найдено, что в КЯ GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As шириной  $L_z = 80 \text{ \AA}$  по абсолютной величине  $g_{\parallel}$  существенно превосходит  $g_{\perp}$  ( $|g_{\parallel}|/|g_{\perp}| = 2.2 \pm 0.4$ ). Представляет интерес измерение параметра анизотропии  $|g_{\parallel}|/|g_{\perp}|$  в ямах меньшей ширины, где  $g_{\parallel} \approx 0$  и реализуется обратная ситуация, когда  $|g_{\parallel}|/|g_{\perp}| \ll 1$ . В настоящем эксперименте определено, что в яме GaAs/Al<sub>0.28</sub>Ga<sub>0.72</sub>As шириной  $45 \text{ \AA}$  отношение  $|g_{\parallel}|/|g_{\perp}|$  по крайней мере не превосходит 0.3.

Для измерения отношения  $|g_{\parallel}|/|g_{\perp}|$ , как и в [2], использовалась деполаризация рекомбинационного излучения в наклонном магнитном поле в условиях оптической ориентации электронов. Суть этого метода состоит в следующем. Пусть полупроводник возбуждается циркулярно поляризованным ( $\sigma^{\pm}$ ) светом. При этом у электронов проводимости появляется средний спин  $S$  [6]. Рассмотрим зависимость  $z$ -компоненты  $S_z$  спина  $S$  от величины внешнего магнитного поля  $H$ , направленного под углом  $\alpha$  к лучу (ось  $z$ ) возбуждающего света (рис. 1). В кристалле с изотропным электронным  $g$ -фактором в сильном магнитном поле  $H \rightarrow \infty$  проекция  $S_H$  вектора  $S$  на направление  $H$  равна  $S_0 \cos \alpha$ . При этом  $S_z = S_H \cos \alpha$  и, следовательно,  $S_z/S_0 = \cos^2 \alpha$ . В случае анизотропного  $g$ -фактора ось прецессии электронных спинов  $\Omega$  ( $\Omega = \mu_B \hat{g} H / \hbar$ , где  $\hat{g}$  — тензор второго ранга с отличными от нуля диагональными элементами:  $g_{\perp} \equiv g_{xx} \equiv g_{yy}$ ,  $g_{\parallel} \equiv g_{zz}$ ; магнетон Бора  $\mu_B > 0$ ) не совпадает с направлением поля  $H$ , и  $S_z/S_0 \neq \cos^2 \alpha$  при  $H \rightarrow \infty$ . Отличие  $S_z/S_0$  от  $\cos^2 \alpha$  определяется соотношением величин  $g_{\parallel}$  и  $g_{\perp}$  и может быть использовано для определения параметра анизотропии  $g_{\parallel}/g_{\perp}$ .

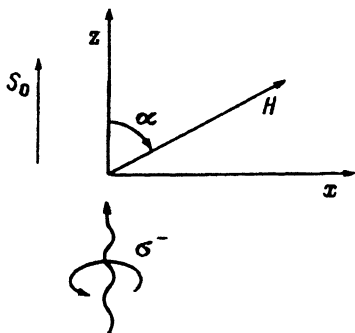


Рис. 1. Геометрия эксперимента.

$S_0$  — средний спин оптически ориентированных электронов в нулевом магнитном поле.

Аналитическое выражение  $S_z$  через  $g_{\parallel}/g_{\perp}$  и  $\cos \alpha$  в интересующем нас случае сильного поля  $H \gg H_{1/2}$  имеет простой вид [2]

$$\frac{S_z}{S_0} = \frac{\zeta^2}{\zeta^2 + \operatorname{tg}^2 \alpha}, \quad (1)$$

где  $\zeta = |g_{\parallel}|/|g_{\perp}|$ ,  $H_{1/2} = \hbar|g_{\perp}|\mu_B T_s$  — полуширина эффекта Ханле в поперечном магнитном поле. Здесь  $T_s$  — время существования оптической ориентации:  $1/T_s = 1/\tau + 1/\tau_s$ , где  $\tau$  и  $\tau_s$  — время жизни и время спиновой релаксации электронов соответственно.

Эксперимент выполнен на изолированной прямоугольной квантовой яме GaAs/Al<sub>0.28</sub>Ga<sub>0.72</sub>As шириной  $L_z = 45 \text{ \AA}$ , выращенной в направлении [001] (ось  $z$ ) методом МОС-гидридной эпитаксии [7]. Образец возбуждался светом с энергией квантов 1.833 eV (подбарьерное возбуждение). При температуре образца  $T = 2 \text{ K}$  спектр люминесценции исследованной КЯ состоял из двух линий с максимумами на 1.605 и 1.617 eV соответственно. Длинноволновая линия доминировала при слабой интенсивности возбуждающего света, коротковолновая — преобладала при большой мощности накачки. Вследствие большого расщепления подзон тяжелых и легких дырок ( $\sim 30 \text{ meV}$ ) и низкой температуры образца обе эти линии обусловлены излучением экситонов с участием тяжелой дырки. Энергетическое расстояние между максимумами этих линий, зависимость их интенсивности от мощности накачки, а также резонансная особенность в спектре отражения, наблюдавшаяся при 1.619 eV, свидетельствуют о том, что коротковолновая линия сформирована излучением слабо локализованного экситона, а за образование длинноволновой линии ответствен экситон, локализованный на крупных островках монослойного флуктуационного уширения ямы. Ширина ямы  $L_z = 45 \text{ \AA}$  была рассчитана по положению резонанса в спектре отражения свободного экситона. В расчете принималось, что энергия связи квазидвумерного экситона равна 9 meV [8], концентрация алюминия  $X_{Al} = 0.28$ , разрыв зоны проводимости  $\Delta E_c = 0.60 \Delta E_g$ .

Оптическая ориентация квазидвумерных электронов осуществлялась циркулярно поляризованным светом. Измеряемой величиной являлась степень  $\rho$  круговой поляризации люминесценции, регистрируемой в геометрии «на отражение» вдоль оси  $z$ . В кристаллах типа GaAs  $\rho \propto S_z$  [6]. Для измерения  $\rho$  использовалась схема [9]. Регистрировалось излучение в максимуме длинноволновой полосы люминесценции. Чтобы устранить влияние эффективного магнитного поля поляризованных ядер решетки кристалла, знак круговой поляризации возбуждающего света изменялся с высокой (34 kHz) частотой.

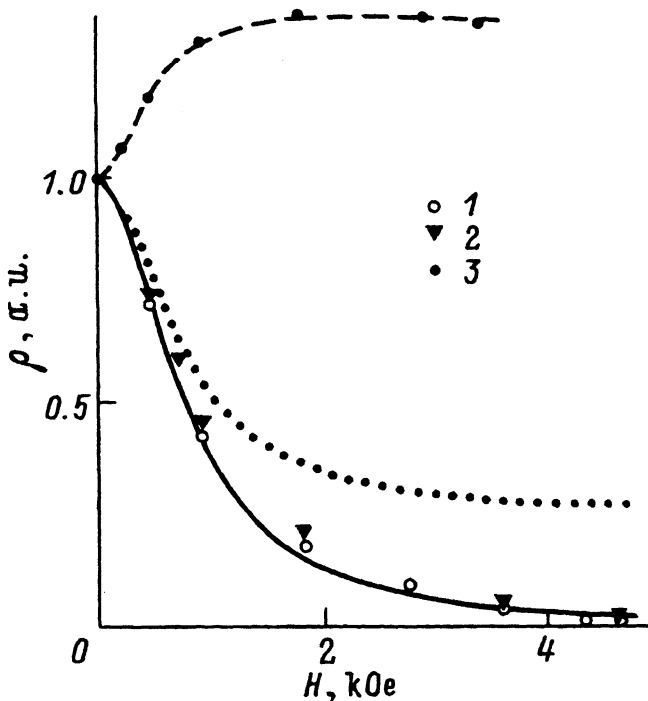


Рис. 2. Экспериментальные зависимости  $\rho(H)$ , полученные для структуры GaAs/Al<sub>0.28</sub>Ga<sub>0.72</sub>As с квантовой ямой шириной 45 Å при различных углах наклона магнитного поля,  $T = 2$  К.

$\alpha$ : 1 — 90°, 2 — 60°, 3 — 0°. Штриховая кривая проведена для наглядности. Сплошная и пунктирная кривые построены по классической формуле  $\rho/\rho_0 = (1 + H^2 \cos^2 \alpha / H_{1/2}^2) / (1 + H^2 / H_{1/2}^2)$ , описывающей эффект Ханле в наклонном поле в случае изотропного электронного  $g$ -фактора [6], для  $\alpha = 90^\circ$  и  $\alpha = 60^\circ$  соответственно при  $H_{1/2} = 0.78$  кОе.  $\rho_0 = \rho(H = 0)$ .

На рис. 2 приведены экспериментальные зависимости  $\rho(H)$ , полученные для различных углов  $\alpha$  ( $\alpha = 90^\circ, 60^\circ, 0^\circ$ ). Отметим, что деполаризация люминесценции в поперечном магнитном поле хорошо описывается лоренцевским контуром (сплошная линия), рассчитанным по формуле  $\rho/\rho_0 = 1/(1 + H^2/H_{1/2}^2)$  при  $H_{1/2} = 0.78$  кОе. Увеличение  $\rho$  в продольном магнитном поле (штриховая кривая) связано с замедлением спиновой релаксации электронов [6].

Как отмечалось выше, в исследуемой структуре люминесценция обусловлена излучением экситонов, образованных с участием тяжелой дырки. Известно [6], что поперечный  $g$ -фактор тяжелых дырок равен нулю, и поэтому их деполаризация в поперечном магнитном поле не наблюдается. Таким же свойством из-за обменного взаимодействия электрона и дырки обладают «тяжелые» экситоны. Поляризация «тяжелых» экситонов может быть разрушена сильным магнитным полем, разрывающим обменное взаимодействие. Из-за большой величины энергии  $\delta$  обменного взаимодействия в КЯ GaAs/AlGaAs типа I ( $\delta \sim 150 \mu\text{eV}$  [10]) это возможно в полях величины несколько десятков килоэрстед. Вместе с тем, как видно из рис. 2, поперечное поле величини-

ной 5 кОе приводит к практически полной деполаризации люминесценции. Следовательно, в нашем случае деполаризация люминесценции в магнитном поле обусловлена деполаризацией электронов до их связывания в экситоны. Иными словами, экспериментальные зависимости  $\rho(H)$  на рис. 2 относятся к электронам проводимости и могут быть использованы для определения параметра анизотропии их  $g$ -фактора.

Из рис. 2 видно, что при угле  $\alpha = 60^\circ$ , так же как и при  $\alpha = 90^\circ$ , на опыте наблюдается практически полная деполаризация люминесценции в сильном магнитном поле  $H \gg H_{1/2}$ . При этом измеренная зависимость  $\rho(H, \alpha = 60^\circ)$  проходит значительно ниже пунктирной кривой, рассчитанной по классической формуле эффекта Ханле в наклонном поле при изотропном  $g$ -факторе и  $\alpha = 60^\circ$ . Такой ход экспериментальной зависимости  $\rho(H, \alpha = 60^\circ)$  естественно объяснить близостью к нулю продольной составляющей электронного  $g$ -фактора. Действительно, при  $g_{\parallel} = 0$  ось процессии электронных спинов  $\Omega \perp S_0$  при любом угле  $\alpha$ . В сильном магнитном поле с поперечной составляющей магнитного поля  $H_{\perp} = H \sin \alpha \gg H_{1/2}$  это должно приводить к полной деполаризации электронов вне зависимости от ориентации поля  $\mathbf{H}$ , что и наблюдается на опыте.

Для определения параметра анизотропии  $\zeta$  используем значения  $\rho$ , измеренные при  $H = 4.66$  кОе:  $\rho(\alpha = 60^\circ)/\rho_0 = 0.02 \pm 0.01$  и  $\rho(\alpha = 90^\circ)/\rho_0 = 0.01 \pm 0.01$ . Подставляя эти значения  $\rho$  в формулу (1), в которой  $S_z/S_0$  заменено на  $[\rho(\alpha) - \rho(90^\circ)]/\rho_0$ , находим оценку:  $\zeta^2 = 0 \div \div 0.09 < 0.1$ , откуда следует, что  $\zeta = |g_{\parallel}|/|g_{\perp}| < 0.3$ . Полученная оценка для отношения  $|g_{\parallel}|/|g_{\perp}|$  согласуется с результатом расчета [1]. Взяв из данных эксперимента [5]  $g_{\perp} \approx 0.2$ , можно оценить, что в нашем случае  $|g_{\parallel}| < 0.06$ .

Знак  $g_{\perp}$  может быть определен по асимметрии кривой Ханле, измеренной в геометрии, когда угол между возбуждающим лучом и осью регистрации люминесценции существенно отличается от нуля, а магнитное поле перпендикулярно обоим этим направлениям [11]. Таким способом в исследованной КЯ был найден положительный знак  $g_{\perp}$  также в согласии с теорией [1] и данными эксперимента [5]. Для определения знака  $g_{\parallel}$  необходимы независимые измерения.

В полупроводниковых квантоворазмерных пленках время спиновой релаксации электронов  $\tau_s$  может быть анизотропным [12]. В таком случае, как несложно показать, параметр  $\zeta^2$  в (1) будет зависеть также от анизотропии  $\tau_s$ :  $\zeta^2 = (T_{s\perp}/T_{s\parallel})(g_{\parallel}^2/g_{\perp}^2)$ . Выше было определено, что в исследованном образце  $\zeta^2 < 0.1$ . При изотропном электронном  $g$ -факторе это приводит к условию  $T_{s\perp}/T_{s\parallel} \approx \tau_{s\perp}/\tau_{s\parallel} < 0.1$ .<sup>1</sup> Выполнение этого условия представляется маловероятным,<sup>2</sup> в силу чего на-

<sup>1</sup> По условиям нашего опыта  $\rho_0 = 0.5\tau_{s\parallel}/(\tau + \tau_{s\parallel})$ . Измеренная величина  $\rho_0 = 0.036$  существенно меньше максимального значения  $\rho_0 = 0.5$ . Следовательно,  $\tau_{s\parallel} \ll \tau$ , а так как  $T_{s\perp}/T_{s\parallel} < 1$ , также  $\tau_{s\perp} \ll \tau$ . Поэтому  $T_{s\perp}/T_{s\parallel} \approx \tau_{s\perp}/\tau_{s\parallel}$ .

<sup>2</sup> Отметим, что для эффективного механизма спиновой релаксации Дьяконова-Переля в квантовых ямах, выращенных в направлении [001], теория [2] дает обратное соотношение величин  $\tau_{s\perp}$  и  $\tau_{s\parallel}$ :  $\tau_{s\perp}/\tau_{s\parallel} = 2$ .

блюдаемое в нашем эксперименте малое значение  $\zeta^2$  не может быть объяснено анизотропией спиновой релаксации.

Таким образом, в настоящей работе экспериментально подтверждено, что в квантовых ямах GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As ( $x \approx 0.3$ ) с уменьшением ширины ямы продольная компонента  $g$ -фактора электронов проводимости по абсолютной величине становится существенно меньше поперечной. Найдено, что в структуре GaAs/Al<sub>0.28</sub>Ga<sub>0.72</sub>As с ямой шириной  $L_z = 45 \text{ \AA}$  отношение  $|g_{\parallel}|/|g_{\perp}| < 0.3$ . В этом случае ось ларморовской прецессии электронных спинов близка к перпендикуляру к главной оси структуры вне зависимости от угла наклона магнитного поля. В условиях оптической ориентации это приводит к полной деполяризации электронов в наклонном магнитном поле.

Авторы признательны Е.Л. Ивченко, И.А. Меркулову за полезные обсуждения, Г.Р. Позиной за измерение спектров отражения, И.И. Решиной за расчет ширины КЯ, Б.С. Явичу за предоставление кристаллов, а также Фонду фундаментальных исследований России, частично финансировавшему эту работу в рамках проекта № 93-02-2611.

### Список литературы

- [1] Ивченко Е.Л., Киселев А.А. // ФТП. 1992. Т. 26. № 8. С. 1471–1479.
- [2] Калевич В.К., Корнев В.Л. // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 52. № 5. С. 257–263.
- [3] Omling P., Kowalski B., Meyer B.K., Hofmann D.M., Wetzel C., Härle V., Scholz F. // Solid State Electronics. 1994. V. 37. N 4–6. P. 669–672.
- [4] Ivchenko E.L., Kochereshko V.P., Uraltsev I.N., Yakovlev D.R. // Springer Ser. Sol. St. Sci. 1992. V. 101. P. 533–536.
- [5] Shelling M.J., Flinn G.P., Plaut A.S., Harley R.T., Tropper A.C., Eccleston R., Phillips C.C. // Phys. Rev. B. 1991. V. 44. N 20. P. 11345–11352.
- [6] Оптическая ориентация. / Под ред. Б.П. Захарчени, Ф. Майера. Гл. 2,3,8. Л.: Наука, 1989. 408 с.
- [7] Кузьмин И.А., Машевский А.Г., Строганов Д.Р., Федорова О.М., Явич Б.С. // ФТП. 1989. Т. 23. № 8. С. 1420–1425.
- [8] Greene R.L., Bajaj K.K., Phelps D.E. // Phys. Rev. B. 1984. V. 29. N 4. P. 1807–1812.
- [9] Кульков В.Д., Калевич В.К. // ПТЭ. 1980. № 5. С. 196–198.
- [10] Romanov N.G., Mashkov I.V., Baranov P.G., Lavallard P., Planel R. // JETP Lett. 1993. V. 57. N 12. P. 802–807.
- [11] Калевич В.К., Кульков В.Д. // Опт. и спектр. 1982. Т. 52. № 2. С. 200–201.
- [12] Дьяконов М.И., Качоровский В.Ю. // ФТП. 1986. Т. 20. № 1. С. 178–181.