

Интерфейсный анизотропный вклад в спин-орбитальное взаимодействие в квантовых ямах

П. С. Алексеев¹⁾

Физико-технический институт им. Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 3 июня 2013 г.

Проведена интерпретация экспериментальных данных по анизотропии электронного спинового резонанса в GaAs/AlGaAs квантовых ямах. Показано, что спин-орбитальное взаимодействие в квантовых ямах, наряду с изотропным вкладом Бычкова–Рашбы и анизотропным объемным вкладом Дрессельхауза, содержит также анизотропный вклад, определяемый структурой интерфейсов.

DOI: 10.7868/S0370274X13140063

1. В объемных полупроводниках, обладающих кристаллической структурой цинковой обманки, спин-орбитальное взаимодействие электронов описывается анизотропным кубическим по волновому вектору гамильтонианом Дрессельхауза. Константа гамильтониана Дрессельхауза γ для ряда A_3B_5 -полупроводников была определена по кривой эффекта Ханле в условиях, когда релаксация спина электрона осуществлялась по механизму Дьяконова–Переля [1]. В частности, для GaAs получено: $\gamma = 24.5 \text{ эВ} \cdot \text{А}^3$.

В квантовых ямах на основе A_3B_5 -полупроводников спин-орбитальное взаимодействие электронов представляет собой сумму анизотропного и изотропного вкладов. Симметрия анизотропного вклада соответствует симметрии гамильтониана Дрессельхауза, спроектированного на уровень размерного квантования. Изотропный вклад (вклад Бычкова–Рашбы) связан с наличием электрического поля, перпендикулярного интерфейсам ямы. В ряде работ [2–6] экспериментально определялись константы этих вкладов для GaAs/AlGaAs квантовых ям, выращенных вдоль кристаллографической оси [001]. В [2, 3] относительная сила вкладов Дрессельхауза и Бычкова–Рашбы найдена посредством измерения анизотропии спиновой релаксации [2] и фотогальванического эффекта [3]. В [4] с помощью метода рамановского рассеяния получена зависимость спинового расщепления спектра электрона от направления волнового вектора для ямы шириной 18 нм. На основе этой зависимости получена оценка для объемной константы Дрессельхауза: $\gamma = 16.5 \pm 3 \text{ эВ} \cdot \text{А}^3$. В [5] изучалась динамика спиновой прецессии электронов в квантовых ямах различной ширины методом

“накачка–зондирование”. Константа γ определялась из анализа экспериментальной кривой прецессии спина во времени. Получаемая величина γ существенно зависит от ширины квантовой ямы. При этом даже для достаточно широких ям (20 нм) она не насыщается, как было бы логично ожидать, к объемному значению, а оказывается близкой к $12 \text{ эВ} \cdot \text{А}^3$.

Объемный гамильтониан Дрессельхауза для асимметричной квантовой ямы, помещенной в магнитное поле, приводит к анизотропии зеемановского расщепления электронных уровней относительно вращения магнитного поля в плоскости квантовой ямы [7]. В [6] с помощью методики, похожей на использованную в [5], изучалась зависимость зеемановского расщепления от направления плоскостной компоненты магнитного поля в незаряженных асимметричных GaAs/AlGaAs квантовых ямах. Константа γ оценивалась из экспериментальных данных в рамках теории [7]. Как и в работе [5], полученная величина γ оказывалась существенно зависящей от ширины ямы. В [5, 6] была предпринята попытка объяснить зависимость γ от ширины ямы проникновением волновой функции в барьер $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, где значение γ меньше, чем в GaAs, а также влиянием размерного квантования на зонную структуру ямы. В недавних работах [8, 9] посредством методики спинового резонанса измерено зеемановское расщепление электронных уровней в широких легированных GaAs/AlGaAs квантовых ямах для произвольной ориентации магнитного поля относительно структуры.

В свете результатов [4–6] встает вопрос: определяется ли анизотропная часть спин-орбитального взаимодействия в достаточно широких квантовых ямах только объемным гамильтонианом Дрессельхауза

¹⁾e-mail: pavel.alekseev@mail.ioffe.ru

уза или же в нее существует еще один вклад, связанный с наличием гетероинтерфейсов?

В настоящей работе получены новые результаты по этой проблеме на основе интерпретации экспериментальных данных [8, 9]. Для ям, исследованных в этих работах, найдены волновые функции основного уровня размерного квантования с учетом влияния заряда в яме на форму ее потенциала. С использованием рассчитанных волновых функций показано, что экспериментальное значение анизотропии g -фактора примерно в 2 раза меньше, чем ожидаемое в рамках теории [7]. Полученный результат указывает на то, что гамильтониан спин-орбитального взаимодействия содержит анизотропные слагаемые, локализованные на интерфейсах. Из симметричных соображений построен общий вид таких слагаемых для ямы с резкими интерфейсами.

2. Асимметричная квантовая яма, выращенная из A_3B_5 -полупроводников вдоль оси [001], обладает симметрией C_{2v} (такой же, как и отдельный интерфейс). Поэтому она допускает анизотропию электронного g -фактора относительно вращения компоненты магнитного поля в плоскости ямы [7]:

$$g(\varphi) = \sqrt{g_{\perp}^2 + \Delta g_{\text{SO}}^2 - 2g_{\perp} \Delta g_{\text{SO}} \sin(2\varphi)}, \quad (1)$$

$$\Delta g_{\text{SO}} = \frac{4m_0\gamma}{\hbar^2} M.$$

Здесь φ – угол между плоскостной компонентой магнитного поля и осью x ,

$$M = \left\langle \frac{d}{dz} z \frac{d}{dz} \right\rangle - \langle z \rangle \left\langle \frac{d^2}{dz^2} \right\rangle, \quad (2)$$

координатные оси выбраны обычным образом: $x||[100]$, $y||[010]$, $z||[001]$. Угловые скобки в формуле (2) и ниже означают усреднение по волновой функции основного уровня размерного квантования $u_0(z)$. В симметричной яме, описываемой точечной группой D_{2d} , анизотропия g -фактора типа (1) невозможна (в ней $M = 0$).

Остановимся на анализе экспериментальных данных для структур, исследованных в [9] (результаты [9] являются уточнением и расширением результатов [8]). Эксперимент [9] проводился на двух GaAs/AlGaAs квантовых ямах шириной $a = 20$ нм. Одна из ям была дельта-легирована кремнием с одной стороны. Поэтому она обладает существенной асимметрией. Вторая яма считается симметричной, так как она симметрично дельта-легирована кремнием с двух сторон. Электроны с доноров переходят на основной уровень размерного квантования. От электронов в яме и от ионизованных доноров возникает

электрическое поле вдоль оси z . Плотность электронов в асимметричной яме $4.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, в симметричной – $4.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Расчет волновой функции $u_0(z)$ необходимо выполнить с учетом влияния заряда в яме на форму потенциала, т.е. путем решения самосогласованных уравнений Шредингера и Пуассона. Вклад обменного взаимодействия в эффективный потенциал электрона учитывался согласно методу работы [10]. Решение уравнений проводилось численно с помощью сеточного метода. Было показано, что для рассматриваемых структур влияние обменного взаимодействия на форму эффективного потенциала и, особенно, на форму волновой функции незначительно. На рис. 1 приведен результат расче-

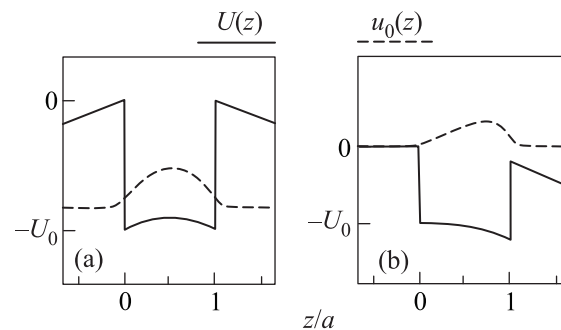


Рис. 1. Потенциал электрона в симметричной (а) и асимметричной (б) квантовых ямах и волновые функции основного уровня размерного квантования (самосогласованный расчет). Для асимметричной ямы слои доноров находятся в области больших z . Расчет проведен для структур, изучавшихся в [9]. Концентрация Al в барьерных слоях обеих ям, изучавшихся в [9], равнялась 28.3%, откуда глубина ям $U_0 = 240$ мэВ. Эффективная масса принималась равной $0.068m_0$ в ямном слое и $0.088m_0$ в барьерном. Диэлектрическая постоянная во всей структуре считалась равной 13

та волновой функции и потенциала в симметричной и асимметричной ямах. На рис. 2 показаны волновые функции в реальной и модельной треугольной яме. В последней не учтено экранирование электрического поля ионизованных доноров объемным зарядом электронов. Как видно из рис. 2, волновая функция становится более симметричной с учетом экранирования, что существенно уменьшает величину M .

В [9] для асимметричной ямы экспериментально получено следующее значение разности g -факторов при направлениях магнитного поля $[110]$ и $[\bar{1}\bar{1}0]$: $|2\Delta g_{\text{SO}}| = 0.055 \pm 0.01$. Расчет по формулам (1) и (2) для построенной волновой функции $u_0(z)$ и $\gamma = 24.5 \text{ эВ} \cdot \text{Å}^3$ дает величину, примерно в 2 раза большую: $|2\Delta g_{\text{SO}}| = 0.112$. С другой стороны, экспериментальному значению Δg_{SO} в соответствии

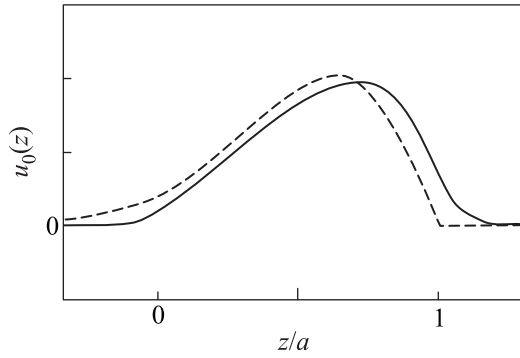


Рис. 2. Волновая функция основного уровня размерного квантования в асимметричной яме (пунктирная линия – для модельной треугольной ямы без учета экранирования, сплошная – результат, даваемый самосогласованным решением уравнений Шредингера и Пуассона)

с (1) и (2) отвечает величина $\gamma = 12.1 \pm 2 \text{эВ} \cdot \text{А}^3$. Такое значение “эффективной” константы Дрессельхауза близко к полученному в [5, 6] для похожих GaAs/AlGaAs структур.

Из рис. 2 видно, что вероятность нахождения электрона в барьерном слое пренебрежимо мала. Поэтому можно пренебречь влиянием различия γ в материале барьера и в материале ямы на несовпадение “эффективной” γ и истинной γ в GaAs. Ширина квантовой ямы соответствует изменению ширины запрещенной зоны в яме на величину порядка 10 мэВ. Следовательно, искажение зонной структуры полупроводника в яме за счет размерного квантования является относительно малым и также не должно быть существенным. Основной причиной сильного отклонения экспериментальной величины анизотропии g -фактора от предсказания теории [7] логично считать наличие в гамильтониане электрона анизотропных спин-зависимых слагаемых, отличных от нуля только в узкой области интерфейса.

3. Симметрия каждого интерфейса C_{2v} допускает в гамильтониане электрона в представлении огибающих следующие анизотропные спин-орбитальные слагаемые, локализованные на левом и правом интерфейсах и линейные по импульсу в плоскости интерфейса:

$$\hat{H}_{\text{SO}}^{(0)} = [\zeta_l \delta(z - z_l) + \zeta_r \delta(z - z_r)] (k_x \hat{\sigma}_x - k_y \hat{\sigma}_y), \quad (3)$$

$$\hat{H}_{\text{SO}}^{(1)} = [\xi_l \delta'(z - z_l) + \xi_r \delta'(z - z_r)] (k_x \hat{\sigma}_x - k_y \hat{\sigma}_y). \quad (4)$$

Симметрия каждого из этих выражений относительно преобразований в плоскости xy такая же, как и симметрия гамильтониана Дрессельхауза, спроектированного на уровень асимметричной ямы. Суще-

ствование слагаемых типа (3) и (4) со второй и старшими производными δ -функции для ямы с резкими интерфейсами невозможно в связи с разрывом второй производной волновой функции на интерфейсах. Величины констант $\zeta_{l,r}$, $\xi_{l,r}$ определяются структурой химических связей на интерфейсе. Поэтому они не могут быть вычислены из гамильтониана эффективной массы объемного полупроводника. Слагаемое, аналогичное (4), было получено в [11] в рамках восьмизонной модели Кейна как следствие интерфейсного дырочного слагаемого, ответственного за смешивание легких и тяжелых дырок при их нормальном падении на интерфейс [12]. Отметим, однако, что в гамильтониане (4) существуют вклады и другой микроскопической природы.

Компоненте магнитного поля в плоскости интерфейса $\mathbf{H} = (H_x, H_y, 0)$ соответствует векторный потенциал $\mathbf{A} = (zH_y, -zH_x, 0)$. В случае $H_z = 0$ спектр электрона имеет вид двух поверхностей $\varepsilon_{\pm}(\mathbf{k}_{\perp})$, расщепившихся за счет зеемановского и спин-орбитального взаимодействий и вырожденных в точке $\mathbf{k}_{\perp} \neq 0$ ($\mathbf{k}_{\perp} = (k_x, k_y)$). При $H_z \neq 0$ спектр состоит из уровней Ландау, расщепленных по спину. При наличии магнитного поля гамильтонианы (3) и (4) приводят к следующему слагаемому, определяющему не зависящую от движения в плоскости интерфейса анизотропию зеемановского расщепления:

$$\hat{H}_g = \frac{e(\zeta_m + \xi_m)}{c\hbar} (H_y \hat{\sigma}_x + H_x \hat{\sigma}_y), \quad (5)$$

где e – абсолютная величина заряда электрона,

$$\zeta_m = \langle \zeta_l \delta(z - z_l) z + \zeta_r \delta(z - z_r) z \rangle - \langle \zeta_l \delta(z - z_l) + \zeta_r \delta(z - z_r) \rangle \langle z \rangle,$$

величина ξ_m имеет два вклада за счет неоднозначности смысла производной δ -функции в (4) в случае наличия зависимости от z не только у волновой функции, но и у \hat{K}_i : $\xi_m = \xi_{m,1} + \xi_{m,2}$,

$$\xi_{m,1} = \langle \xi_{l,1} \delta'(z - z_l) z + \xi_{r,1} \delta'(z - z_r) z \rangle - \langle \xi_{l,1} \delta'(z - z_l) + \xi_{r,1} \delta'(z - z_r) \rangle \langle z \rangle, \quad (6)$$

$$\xi_{m,2} = -\langle \xi_{l,2} \delta(z - z_l) + \xi_{r,2} \delta(z - z_r) \rangle. \quad (7)$$

Слагаемое (5) приводит к зависимости g -фактора от угла φ типа (1), но с величиной Δg_{SO} , зависящей от констант $\zeta_{l,r}$, $\xi_{l,r;1}$ и $\xi_{l,r;2}$. Таким образом, полная анизотропия g -фактора состоит из объемного и интерфейсного вкладов: $\Delta g_{\text{SO}} = \Delta g_{\text{SO}}^{\text{vol}} + \Delta g_{\text{SO}}^{\text{int}}$. Невозможность для симметричной ямы анизотропии g -фактора, пропорциональной $\sin(2\varphi)$, отражается соотношениями $\zeta_l = \zeta_r$ и $\xi_{l;1,2} = -\xi_{r;1,2}$ для ямы с одинаковыми интерфейсами: (см. (6) и (7)).

Знак объемной константы γ положителен. Анализ данных [9] показывает, что экспериментальное значение Δg_{SO} и величина $\Delta g_{\text{SO}}^{\text{vol}}$ одного знака. Отсюда и из обсуждавшихся выше абсолютных значений $\Delta g_{\text{SO}}^{\text{vol}}$ и экспериментальной Δg_{SO} следует, что вклад $\Delta g_{\text{SO}}^{\text{int}}$ в экспериментальное значение Δg_{SO} существенен, имеет противоположный знак относительно вклада $\Delta g_{\text{SO}}^{\text{vol}}$ и меньше него по абсолютной величине примерно в 2 раза.

4. Поперечная изотропная компонента g -фактора g_{\perp} в квантовых ямах рассчитывалась в работах [13]. Было сформулировано два подхода: однозонное приближение, в котором используется гамильтониан электронной зоны с учетом непараболичности, и многозонное приближение, в котором g -фактор извлекается из расчета уровней в яме в рамках восьмизонного гамильтониана Кейна. Однозонное приближение для абсолютных значений g_{\perp} и зависимости g_{\perp} от ширины квантовой ямы дает результаты, весьма близкие к результатам многозонного расчета. (Главный недостаток однозонного приближения состоит в том, что оно не воспроизводит разные величины поперечной (g_{\perp}) и продольной (g_{\parallel} , соответствующей H_z) компонент g -фактора.) Из рассмотрения работ [13] и [7] следует, что в рамках однозонного приближения разница величин g_{\perp} для широких симметричной и асимметричной ям, одинаковых по ширине и глубине, преимущественно обусловлена слагаемым Бычкова–Рашбы $\hat{H}_{\text{BR}} = \alpha(k_y \hat{\sigma}_x - k_x \hat{\sigma}_y)$. Поправка в g -фактор за счет члена \hat{H}_{BR} в магнитном поле содержит вклад, связанный со скачком потенциала на гетероинтерфейсе, и вклад, связанный с плавной частью градиента потенциала. Интерфейсный вклад имеет вид

$$\hat{H}_{\text{BR}}^{\text{int}} = -\frac{e\beta_{\Delta}}{c\hbar} [(\Delta_l \delta(z - z_l)z + \Delta_r \delta(z - z_r)z) - (\Delta_l \delta(z - z_l) + \Delta_r \delta(z - z_r))\langle z \rangle] (H_x \hat{\sigma}_x + H_y \hat{\sigma}_y), \quad (8)$$

где $\Delta_{l,r}$ – разрывы гетеропотенциала на интерфейсах. Объемная часть, связанная с плавной частью градиента потенциала, имеет вид

$$\hat{H}_{\text{BR}}^{\text{vol}} = -\frac{e\beta_{\text{vol}}}{c\hbar} \left[\left\langle \frac{dV}{dz} z \right\rangle - \langle z \rangle \left\langle \frac{dV}{dz} \right\rangle \right] (H_x \hat{\sigma}_x + H_y \hat{\sigma}_y). \quad (9)$$

Как видно из (8) и (9), такой вклад в g -фактор, в отличие от слагаемого Бычкова–Рашбы в нулевом магнитном поле, присутствует в случаях как асимметричной, так и симметричной ямы.

Расчет коэффициентов в члене Бычкова–Рашбы в нулевом магнитном поле, аналогичных коэффициентам β_{Δ} и β_{vol} в формулах (8) и (9), был выполнен в

[14] в рамках восьмизонной модели Кейна. По тексту работы [14], можно проследить что этот расчет остается в силе и в ненулевом магнитном поле. С использованием найденной функции $u_0(z)$ показано, что соответствующие гамильтонианам (8) и (9) поправки к g -фактору для ям, исследованных в [9], составляют -0.064 и $+0.018$ (асимметричная яма) и -0.046 и $+0.020$ (симметричная яма). Таким образом, расчет приводит к различию величин g_{\perp} в симметричной и асимметричной ямах порядка 0.02. Экспериментальное значение разности g_{\perp} в симметричной и асимметричной ямах составляет 0.027 ± 0.009 [9]. Отметим, что для GaAs восьмизонная модель Кейна, в рамках которой велось рассмотрение в [14], является не вполне точной в связи с близким положением высших зон проводимости. Таким образом, полученное теоретическое значение поправки к g -фактору от взаимодействия Бычкова–Рашбы находится в разумном согласии с ее экспериментальным значением. Последний факт свидетельствует в пользу реалистичности модели, выбранной для расчета волновой функции.

Автор благодарит М.М. Глазова, А.А. Грешнова, Е.Л. Ивченко, М.О. Нестоклона, С.А. Тарасенко и П.С. Элдридж за полезные обсуждения, Л.Е. Голуба за помощь при составлении списка литературы и полезные обсуждения, Н.С. Аверкиева за поддержку и советы при работе над статьей, а также А.В. Щепетильникова за разъяснения деталей экспериментов [8, 9] и многочисленные полезные обсуждения. Работа поддержана Министерством образования и науки РФ (соглашение # 8368), грантом Президента РФ # НШ-5442.2012.2, грантом РФФИ # 12-02-31862-мол_а и грантом фонда “Династия”.

1. Г. Е. Пикус, В. А. Марущак, А. Н. Титков, ФТП **22**, 185 (1988).
2. N. S. Averkiev, L. E. Golub, A. S. Gurevich et al., Phys. Rev. B **74**, 033305 (2006).
3. S. D. Ganichev, V. V. Bel'kov, L. E. Golub et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 256601 (2004).
4. B. Jusserand, D. Richards, G. Allan et al., Phys. Rev. B **51**, 4707 (1995).
5. W. J. H. Leyland, R. T. Harley, M. Henini et al., Phys. Rev. B **76**, 195305 (2007).
6. P. S. Eldrige, J. Hubner, S. Oertel et al., Phys. Rev. B **83**, 041301 (2011).
7. В. К. Калевич, В. Л. Коренев, Письма в ЖЭТФ **57**, 557 (1993).
8. Ю. А. Нефедов, А. А. Фортунатов, А. В. Щепетильников, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **91**, 385 (2010); Yu. A. Nefyodov, A. V. Shchepetilnikov, I. V. Kukushkin et al., Phys. Rev. B **83**, 041307 (2011).

9. Yu. A. Nefyodov, A. V. Shchepetilnikov, I. V. Kukushkin et al., Phys. Rev. B **84**, 233302 (2011).
10. F. Stern and S. Das Sarma, Phys. Rev. B **30**, 840 (1984).
11. U. Rossler and J. Kainz, Solid St. Comm. **121**, 313 (2002).
12. E. L. Ivchenko, A. Yu. Kaminski, and U. Rossler, Phys. Rev. B **54**, 5852 (1996).
13. Е. Л. Ивченко, А. А. Киселев, ФТП **36**, 827 (1992); E. L. Ivchenko, A. A. Kiselev, and M. Willander, Solid St. Comm. **102**, 375 (1997).
14. E. A. de Andrada e Silva, G. C. La Rocca, and F. Bassani, Phys. Rev. B **55**, 16293 (1997).