Письма в ЖЭТФ, том 57, вып.9, стр.557 - 560 ©1993 г. 10 мая

АНИЗОТРОПИЯ ЭЛЕКТРОННОГО g-ФАКТОРА В АСИММЕТРИЧНОЙ КВАНТОВОЙ ЯМЕ GaAs/AlGaAs

В.К.Калевич, В.Л.Коренев

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

Поступила в редакцию 30 марта 1993 г.

Показано, что в асимметричной квантовой яме, выращенной из полупроводников со структурой цинковой обманки в направлении $z \parallel [001]$, спиновое расщепление зоны проводимости, обусловленное отсутствием центра инверсии, приводит к анизотропии g-фактора электрона проводимости в плоскости ямы. На примере квантовой ямы GaAs/AlGaAs продемонстрировано, что характеризующие анизотропию электронного g-фактора в плоскости ямы недиагональные компоненты $g_{xy} = g_{yx}$ ($x \parallel [100]$) могут быть соизмеримы по величине с диагональными компонентами $g_{xx} = g_{yy}$.

Одной из фундаментальных характеристик электрона проводимости полупроводника является его g-фактор. В общем случае g-фактор является тензором второго ранга ($\hat{g}$), вид которого определяется симметрией кристалла. Например, в объемном GaAs (точечная группа симметрии T_d) для электрона на дне зоны проводимости тензор вырожден в скаляр и g-фактор изотропен. В гетероструктуре GaAs/AlGaAs с симметричной квантовой ямой (КЯ), выращенной в направлении $z \parallel [001]$, вследствие понижения симметрии ($T_d \rightarrow D_{2d}$) на дне подзон размерного квантования компоненты g-фактора вдоль и поперек плоскости КЯ становятся различными: $g_{xx} = g_{yy} \neq g_{zz}$ ($x \parallel [100]$). Такая анизотропия g исследовалась теоретически [1] и наблюдалась экспериментально [2]. В асимметричной квантовой яме дальнейшее понижение симметрии ($D_{2d} \rightarrow C_{2v}$) приводит к тому, что кроме диагональных компонент оказываются отличными от нуля недиагональные элементы $g_{xy} = g_{yx}$ тензора $\hat{g}$. В силу этого появляется анизотропия g-фактора в плоскости ямы.

В настоящей работе рассмотрен конкретный механизм возникновения недиагональных компонент g-фактора электронов проводимости в асимметричной КЯ, выращенной из полупроводников со структурой цинковой обманки. Этот механизм обусловлен тем, что внешнее магнитное поле $\mathbf{H}$, изменяя импульс $\mathbf{p}$ электрона проводимости, влияет на его спин благодаря взаимосвязи между спином и импульсом. Такая взаимосвязь присутствует в кристаллах без центра инверсии и в случае объемного GaAs приводит к кубическому по $\mathbf{p}$ спиновому расщеплению зоны проводимости.

Вначале рассмотрим природу появления g_{yx} качественно. Спиновое расщепление зоны проводимости в кристаллах без центра инверсии можно представить как результат действия на спин электрона эффективного магнитного поля $\mathbf{H}_{eff}$, величина и направление которого определяются величиной и направлением импульса электрона $\mathbf{p}$ [3]. Например, в КЯ GaAs/AlGaAs, выращенной в направлении $z \parallel [001]$, спин электрона, обладающего импульсом $\mathbf{p} = (0, p_y, p_z)$, прецессирует вокруг поля $\mathbf{H}_{eff} = (0, \beta p_z^2 p_y, 0)$[1]. Здесь $y \parallel [010]$, β – параметр,

[1]Мы пренебрегли компонентой $(H_{eff})_z = -\beta p_z p_y^2$ по сравнению с $(H_{eff})_y = \beta p_z^2 p_y$, поскольку движение поперек плоскости ямы предполагается самым быстрым.

характеризующий величину спинового расщепления зоны проводимости. Пусть к образцу приложено внешнее магнитное поле H в направлении $x \parallel [100]$. Тогда электрон, движущийся в течение времени δt без соударений со стенками ямы в z-направлении со скоростью $V_z = p_z/m$, получает под действием силы Лоренца в y-направлении дополнительный импульс

$$\delta p'_y = -\frac{e}{c} H_x V_z \delta t = -\frac{e}{c} H_x (z - z_0).$$

Здесь z_0 – начальное положение электрона в яме. Усредняя δp_y по начальному положению электрона, получим

$$\delta p_y(z) = -\frac{e}{c} H_x (z - < z >),$$

где $< z >$ – средняя координата электрона в яме. Усреднение $\delta p_y(z)$ по быстрому движению в направлении размерного квантования приводит к $< \delta p_y(z) >= 0$. Вместе с тем добавка к эффективному магнитному полю $(\delta H_{eff})_y = \beta p_z^2 \delta p_y$ при таком усреднении в общем случае в нуль не обращается. Действительно,

$$< (\delta H_{eff})_y >= \frac{e}{c} \beta (< p_z^2 >< z > - < p_z^2 z >) H_x,$$

и в асимметричной яме $< (\delta H_{eff})_y > \neq 0$. Таким образом, приложение внешнего магнитного поля вдоль оси x вызывает прецессию электронных спинов вокруг оси y, что соответствует отличному от нуля недиагональному элементу $g_{yx} = \frac{e}{c} \beta (< p_z^2 >< z > - < p_z^2 z >)$.

Приведем более строгое доказательство. Будем рассматривать невырожденный электронный газ и считать, что движение в z-направлении целиком определяется размерным квантованием и энергия этого движения значительно превышает энергию движения в плоскости КЯ. Направим внешнее магнитное поле параллельно плоскости ямы ($\mathbf{H} = (H_x, H_y, 0)$) и выберем калибровку векторного потенциала в виде $\mathbf{A} = (H_y z, \ -H_x z, \ 0)$. Тогда гамильтониан [4], описывающий обусловленное нецентросимметричностью кристалла спиновое расщепление зоны проводимости объемного полупроводника типа GaAs, в структуре с КЯ, выращенной в направлении [001], принимает вид

$$\hat{V} = \frac{\gamma_c}{\hbar^3} \{\hat{p}_z^2, [-\hat{\sigma}_x (p_x + \frac{e}{c} H_y z) + \hat{\sigma}_y (p_y - \frac{e}{c} H_x z)]\}_{\text{симм}}, \tag{1}$$

где p_x, p_y – компоненты квазиимпульса электрона в плоскости КЯ в отсутствие магнитного поля; $\hat{p}_z$ – оператор; $\hat{\sigma}_x$, $\hat{\sigma}_y$ – матрицы Паули; γ_c – константа кубического по p спинового расщепления зоны проводимости в объемном полупроводнике (предполагается, что γ_c не зависит от z); заряд электрона $-e; \{A, B\}_{\text{симм}} = (AB + BA)/2$. Усредняя (1) по быстрому движению электрона в направлении размерного квантовяния, в первом порядке теории возмущений получим спиновый гамильтониан

$$\hat{V}_s = \frac{\gamma_c}{\hbar^3} (\hat{p}_z^2)_{nn} [-\hat{\sigma}_x (p_x + \frac{e}{c} H_y z_{nn}) + \hat{\sigma}_y (p_y - \frac{e}{c} H_x z_{nn})] +$$
$$+ \frac{\gamma_c}{\hbar^3} [(\hat{p}_z^2)_{nn} z_{nn} - (\hat{p}_z^2 z)_{nn}] (\hat{\sigma}_x H_y + \hat{\sigma}_y H_x), \tag{2}$$

где n – номер уровня размерного квантования, $A_{nn} =< n|A|n >$.

Результат (2) имеет наглядную интерпретацию. Известно [5], что без учета спина кривая дисперсии электрона проводимости в магнитном поле, параллельном плоскости КЯ, представляет собой параболу, смещенную в направлении p на вектор $\frac{e}{c}z_{nn}(-H_y, H_x)$. Спиновое расщепление этой параболы, зависящее от импульса электрона, описывается первым слагаемым в (2). Второе слагаемое в (2), как легко видеть, возникает только в асимметричной яме при включении магнитного поля и не зависит от импульса электрона. Его удобно выразить через недиагональные компоненты g-фактора в виде $(\mu_B/2)(\hat{\sigma}_x g_{xy}^{(n)} H_y + \hat{\sigma}_y g_{yx}^{(n)} H_x)$, где

$$g_{xy}^{(n)} = g_{yx}^{(n)} = \frac{2\gamma_c e}{\hbar^3 c \mu_B}[(\hat{p}_z^2)_{nn} z_{nn} - (\hat{p}_z^2 z)_{nn}], \tag{3}$$

(магнетон Бора $\mu_B > 0$).

Отметим, что при выводе (3) векторный потенциал был взят в виде $\mathbf{A} = (H_y z, \ -H_x z, \ 0)$. Однако можно показать, что выражение (3) инвариантно относительно калибровочного преобразования векторного потенциала.

Из (3) видно, что величина и знак g_{xy} определяются конкретной формой асимметричного потенциала. Для проведения количественных оценок вычислим g_{xy} в бесконечно глубокой треугольной яме, где потенциальная энергия $U(z) = \infty$ при $z < 0$ и линейно возрастает: $U(z) = Fz$ при $z \geq 0$. Расчет показывает, что в такой яме для электрона в основном состоянии $(n = 0)$

$$g_{yx} = g_{xy} = 1,24 \frac{\gamma_c e}{\hbar^2 c \mu_B}(m\hbar F)^{1/3}, \tag{4}$$

где m – эффективная масса электрона.

С помощью (4) оценим величину g_{xy} в реальной асимметричной треугольной КЯ $GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ с одной вертикальной и другой наклонной стенками (наклонная стенка выращена путем линейного изменения концентрации алюминия от нуля до $X_{Al} = 0,3$). При легко реализующемся в таких ямах значении $F = 10^5$ эВ/см [6] и $\gamma_c = 2,45 \cdot 10^{-23}$ эВ$\cdot$Å^3 [7], $m = 0,067m_0$, характерных для GaAs, $g_{xy} = 0,17$. Величины диагональных компонент $\hat{g}$ ограничены значениями g-фактора в объемных материалах $g_0(GaAs) = -0,44$ и $g_0(Al_{0,3}Ga_{0,7}As) = 0,4$ [8]. Таким образом, g_{xy} и g_{xx} соизмеримы по абсолютной величине, что должно приводить к зависимости частоты ларморовской прецессии спинов электронов $\omega = (\mu_B/\hbar)|\hat{g}\mathbf{H}|$ от ориентации внешнего магнитного поля H в плоскости КЯ. Такая зависимость ω от ориентации поля H может проявиться, например, в сдвиге частоты ЭПР, а также в изменении ширины кривой магнитной деполяризации оптически поляризованных электронов (эффект Ханле [3]).

В [9] показано, что g-фактор электронов в инверсионном слое, образующемся вблизи гетероперехода GaAs/AlGaAs, может быть измерен с использованием ЭПР, детектируемого по изменению сопротивления слоя. Поскольку обменное взаимодействие электронов не влияет на частоту ЭПР [10], то определяемый таким образом g-фактор является одноэлектронным, и, следовательно, формула (4) применима для оценки влияния компонент g_{xy} на частоту ЭПР.

Обратим внимание, что при анализе спинового расщепления зоны проводимости в несимметричной КЯ в гамильтониане электрона кроме слагаемого (1) следует учитывать обусловленное градиентом потенциала слагаемое вида [11]

$$\hat{V}' \doteq \alpha \frac{dU}{dz}\left[\vec{\nu}\left(\mathbf{p} + \frac{e}{c}\mathbf{A}\right)\right]\vec{\sigma}, \tag{5}$$

где α – параметр, $\vec{\nu}$ – единичный вектор в z-направлении. Однако расчет, аналогичный проведенному выше, показывает, что взаимодействие $\hat{V}'$ дает вклад лишь в диагональные элементы g-фактора:

$$g'^{(n)}_{xx} = g'^{(n)}_{yy} = \frac{2\alpha e}{\mu_B c} \left(z \frac{dU}{dz} \right)_{nn}, \tag{6}$$

где α предполагается не зависящим от z.

Полный анализ величин диагональных элементов g-фактора в асимметричных КЯ выходит за рамки настоящей работы. Вместе с тем следует отметить, что предложенный в данной статье подход к определению вкладов, обусловленных спин-орбитальным расщеплением зоны проводимости, в компоненты тензора $\hat{g}$ не ограничивается рассмотренными асимметричными КЯ, выращенными из полупроводников со структурой цинковой обманки в направлении [001]. Этот подход может быть обобщен на случай асимметричных КЯ, выращенных в произвольном направлении из кристаллов любой симметрии.

Авторы выражают благодарность Б.П.Захарчене за постоянный интерес к работе, Е.Л.Ивченко, И.А.Меркулову за полезные обсуждения.

---

1. Е.Л.Ивченко, А.А.Киселев, ФТП **26**, 1471 (1992),
2. В.К.Калевич, В.Л.Коренев, Письма в ЖЭТФ **56**, 257 (1992).
3. Оптическая ориентация. Под ред. Б.П.Захарчени, Ф.Майера. Л.: Наука, 1989, гл. 2,3.
4. Б.П.Захарченя, Е.Л.Ивченко, А.Я.Рыскин, А.В.Варфоломеев, ФТТ **18**, 230 (1976).
5. Т.Андо, А.Фаулер, Ф.Стерн, Электронные свойства двумерных систем, М.: Мир, 1985.
6. K.-K.Law, R.H.Yan, A.C.Gossard and J.L.Merz, J.Appl. Phys. **67**, 6461 (1990).
7. Г.Е.Пикус, В.А.Марущак, В.Н.Титков, ФТП **22**, 185 (1988).
8. C.Hermann and C.Weisbuch, Phys. Rev. B **15**, 823 (1977).
9. M.Dobers, K.v.Klitzing and G.Weimann, Phys. Rev. B. **38**, 5453 (1988).
10. J.F.Janak, Phys. Rev. **178**, 1416 (1969).
11. Ф.Т.Васько, Письма в ЖЭТФ, **30**, 574 (1979); Ю.А.Бычков, Э.И.Рашба, Письма в ЖЭТФ **39**, 66 (1984).