Письма в ЖЭТФ, том 55, вып.12, стр.706 - 708 25 июня 1992 г.

СПИН-ОРБИТАЛЬНОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ КВАНТОВЫХ ПРОВОЛОКАХ

Д.А.Романов

Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН

630090, Новосибирск

Поступила в редакцию 14 мая 1992 г.

Исследованы изменения спектра квазиодномерных электронных подзон за счет спин-орбитального взаимодействия в аксиально-симметричных квантующих потенциалах. Найдено расщепление термов в случае параболического потенциала. Для вырожденных подзон в конечных потенциалах определены непараболические добавки к закону дисперсии, линеаризуемые внешним магнитным полем. Предсказывается эффект слабополевого отрицательного магнитосопротивления.

Учет спин-орбитального взаимодействия заметно модифицирует энергетический спектр в низкоразмерных электронных системах. В квазидвумерных слоях такое взаимодействие может приводить к наличию линейной по продольному импульсу поправки в законе дисперсии [1-4]. Однако для получения такой поправки необходимо, выходя за рамки приближения эффективной массы, рассмотреть участок резкого изменения "двумеризующего" потенциала [4,5]. В настоящей работе рассмотрена ситуация такой квантовой проволоки, когда движение электрона одномеризуется плавным притягивающим потенциалом $u(\rho)$ ($\vec{\rho}$ – двумерный радиус–вектор). Будет показано, что в этом случае уже в рамках эффективно-массового подхода получаются поправки, линейные по спин-орбитальной константе, которые ведут к интересным и экспериментально наблюдаемым следствиям.

С учетом интересующего нас спин-орбитального взаимодействия, движение электрона в потенциале $u(\rho)$ описывается гамильтонианом

$$\hat{H} = \hat{p}^2/2m + u(\rho) + \tilde{\alpha}[\hat{\vec{\sigma}} \times \vec{\nabla} u]\hat{\mathrm{p}}, \tag{1}$$

где $\hat{\sigma}_i$ – матрицы Паули, $\tilde{\alpha}$ – эффективная спин-орбитальная константа. Введем безразмерные переменные $r = \rho/a$, $E_0 = \hbar^2/2ma^2$, $\alpha = \tilde{\alpha}\hbar/a^2$, $v(r) = u(\rho)/E_0$ (где α – характерный радиус проволоки). Отделяя продольное движение, получим двумерное уравнение Шредингера:

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r\frac{d\psi}{dr}\right) + v(r)\psi + \frac{\alpha}{r}\frac{dv}{dr}(\hat{\sigma}_z\hat{l} + kr(\sin\theta\cdot\hat{\sigma}_x - \cos\theta\cdot\hat{\sigma}_y))\psi = \epsilon\psi, \tag{2}$$

где $\hbar k/a$ – продольный импульс, $\epsilon = E/E_0 - k^2$, $\hat{l}$ – оператор аксиального момента. При $k = 0$ l и σ_z являются по отдельности хорошими квантовыми числами. Поэтому влияние спин-орбитальной поправки сведется к "индивидуальному" расщеплению энергетических уровней ϵ_{nl} исходной (с $\alpha = 0$) задачи, соответствующих состояниям $|nl>$:

$$(\Delta\epsilon)_{nl} \approx \alpha l < nl \left| \frac{1}{r}\frac{dv}{dr} \right| nl > . \tag{3}$$

При $k \neq 0$ положение усложняется. Теперь с гамильтонианом уравнения (2) коммутирует только оператор суммарного момента $\hat{j} = \hat{l} + \hat{\sigma}_z/2$. Поэтому решения (2) следует искать в виде:

$$\psi_{nj}(\vec{\rho}) = \sum_{n'}(c_{n'j\uparrow}|n'l\uparrow> + c_{n'j\downarrow}|n', l+1, \downarrow>), \tag{4}$$

где

$$\hat{\sigma}_z|\uparrow>=|\uparrow>, \quad \hat{\sigma}_z|\downarrow>=-|\downarrow>. \tag{5}$$

Как видно, в общем случае $(\epsilon_{nl} \neq \epsilon_{n,l+1})$ k – зависящие спин-орбитальные добавки появляются только во втором порядке теории возмущений. Они будут весьма малы $(\sim (\alpha k)^2)$ и лишь слегка перенормируют продольную эффективную массу. Однако перепутывание в (4) спиновых состояний приводит, уже в дипольном приближении, к оптическим внутризонным переходам с переворотом спина и к соответствующему усложнению оптических спектров.

Для иллюстрации сказанного рассмотрим параболическую квантовую проволоку с $u(\rho)=m\omega^2\rho^2/2$. В этом случае $a=\sqrt{\hbar/m\omega}$, невозмущенные значения энергии $\epsilon_{nl}=2n+|l|+1$. Поскольку $r^{-1}(dv/dr)=1$, матричные элементы спин-орбитального возмущения в базисе $|nl>$ будут предельно простыми. Отличны от нуля только следующие из них:

$$<nl\left|\frac{1}{r}\frac{dv}{dr}\right|n'l>=\delta_{nn'} \tag{6}$$

$$<n,l+1\left|\frac{dv}{dr}\right|n',l>=\sqrt{n+|l|+1}\,\delta_{nn'}+\sqrt{n}\,\delta_{n-1,n'}.$$

Таким образом, матрица системы уравнений на коэффициенты $c_{nj\sigma}$ имеет трехдиагональный вид. Это позволяет получить выражения для ϵ_{nj} (и для $c_{nj\sigma}$) в виде цепных дробей [6]. Ввиду малости α, ограничимся первыми членами степенного разложения, которые дают расщепление энергии исходного $|nl>$-состояния в виде невзаимодействующих термов:

$$\epsilon^{(1)}_{nj}=2n+|j-1/2|(1+\alpha)+1-(k\alpha)^2(|j-1/2|+1+\alpha(2n+|j-1/2|+1))$$

$$\tag{7}$$

$$\epsilon^{(2)}_{n,j-\mathrm{sgn}j}=2n+|j-1/2|(1-\alpha)+1+(k\alpha)^2(|j-1/2|+\alpha(2n+|j-1/2|)),$$

(заметим, что, в соответствии с (6), при $k=0$ эти значения являются точными). Поскольку в дипольном приближении матричные элементы оптических переходов определяются тем же выражением (6), можно сразу же описать и спектр поглощения такой системы (для перпендикулярного проволоке направления поляризации). В главном приближении он представляет собой двойную линию на частоте $\omega=1$, с расстоянием между компонентами в 2α. С учетом зависящих k-членов, по обеим сторонам этого основного дублета появляются эквидистантные (с тем же расстоянием 2α) сателлиты, интенсивность и число которых растут с температурой (и с энергией Ферми).

Более интересен, однако, случай исходного вырождения, когда в поперечно-квантованном спектре, при $\alpha=0$, имеются такие n, n' и l, что $\epsilon_{nl}\approx\epsilon_{n',l+1}$ (с точностью $\sim\alpha$). Это возможно, например, для убывающих $|v(r)|$ с достаточно "тонким" хвостом, либо для двухмасштабных потенциалов с дополнительным провалом вблизи $r=0$. Обозначив

$$B=<n',l+1\left|\frac{dv}{dr}\right|nl>; \quad B_{nl}=<nl\left|\frac{1}{r}\frac{dv}{dr}\right|nl> \tag{8}$$

получим в такой ситуации:

$$\epsilon^{(1,2)}_{nj}=\frac{1}{2}(\epsilon_{nl}+\epsilon_{n',l+1}+\alpha(B_{nl}|j-1/2|-B_{n',l+1}(|j-1/2|+1))\pm$$

$$\pm\sqrt{(\epsilon_{nl}-\epsilon_{n',l+1}-\alpha(B_{nl}|j-1/2|+B_{n',l+1}(|j-1/2|+1)))^2+(k\alpha B)^2}. \qquad (9)$$

Таким образом, снятие вырождения приводит (как и обычно) к заметной непараболичности спектра, который может стать и линейным по k, если выражение в скобках под знаком корня обратится в нуль. Такая эффективная "линеаризация" может быть достигнута с помощью слабого внешнего продольного магнитного поля. Действительно, при естественной калибровке векторного потенциала $\vec{A}=[\mathcal{H}\times\vec{\rho}]/2$ получим в линейном приближении:

$$\hat{H}(\mathcal{H})=\hat{H}(0)+\gamma\hat{l}+g\gamma\hat{\sigma}_z/2, \qquad (10)$$

где $\gamma=\hbar e\mathcal{H}/2mcE_0$. Соответствующие добавки в уравнения на $c_{nj\sigma}$ приводят к тому, что в выражении (9) во внекорневой скобке добавится член $2\gamma j$, а в подкоренной - член $\gamma(g-1)$. Поэтому надлежащим выбором знака и величины слабого ($\gamma\sim\alpha$) магнитного поля это последнее выражение полностью "элиминируется". Такая радикальная перестройка спектра должна приводить к наблюдаемым эффектам, очевидным из которых является возможное наличие слабополевой области отрицательного продольного магнитосопротивления.

В заключение, оценим величину описываемых эффектов. Привлекательные большие значения эффективной спин-орбитальной константы достигаются, например, в узкощелевых полупроводниках. Если считать ширину запрещенной зоны $\sim 0,4$ эВ, а эффективную электронную массу $\sim 0,02m_0$ (параметры для InAs), то для квантовой проволоки диаметром 100Å получается безразмерная величина $\alpha\sim 5\cdot 10^{-2}$. При этом вышеописанная тонкая структура спектров поглощения будет характеризоваться величиной расщепления ~ 1 мэВ. Наконец, величина линеаризующего магнитного поля будет $\sim 10^3$ Гс. Таким образом, рассмотренные эффекты могут легко наблюдаться, при несомненной возможности получения таких квантовых проволок в условиях современных успехов техники фабрикации наноструктур.

Автор благодарен А.В.Чаплику и М.В.Энтину за полезное обсуждение.

---

1. Ю.А.Бычков, Э.И.Рашба, Письма в ЖЭТФ **39**, 66 (1984).
2. Ф.Т.Васько, Письма в ЖЭТФ **30**, 574 (1979).
3. Ф.Т.Васько, Н.А.Прима,ФТТ **25**, 582 (1983).
4. Ю.А.Бычков, Э.И.Рашба, УФН **146**, 531 (1985).
5. Д.А.Романов, ФТТ, в печати.
6. Ф.М.Морс, Г.Фешбах, Методы теоретической физики. М.: ИЛ, 1960, **II**, 15.