

ПРИРОДА АНИЗОТРОПНОГО ОБМЕННОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ В СВЕРХРЕШЕТКАХ GaAs/AlAs ТИПА II

И.Л.Алейнер, Е.Л.Ивченко

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

Поступила в редакцию 14 мая 1992 г.

Проанализировано анизотропное расщепление радиационного дублета экситона, наблюдаемое экспериментально в сверхрешетке GaAs/AlAs типа II. Показано, что это расщепление связано с несохранением нормальной к границе компоненты спина дырки при отражении от идеальной гетерограницы, ввиду низкой симметрии (C_{2v}) последней.

В сверхрешетках GaAs/AlAs(001) в зависимости от соотношения между ширинами слоев нижние электронные состояния формируются в основном из электронных состояний вблизи Г-минимума в слое GaAs (тип I) или из состояний вблизи X-минимума в слое AlAs (тип II)¹. В обоих случаях гетероструктура имеет точечную симметрию D_{2d} , а четырехкратно вырожденный нижний экситонный уровень из-за обменного взаимодействия должен расщепляться на радиационный дублет E и два оптически неактивных синглета. Однако экспериментально установлено, что у экситонов, наблюдаемых в спектрах фотолюминесценции сверхрешетки GaAs/AlAs типа II, дублетный уровень E расщеплен на два подуровня, дипольно активных в направлениях $[110]$ и $[\bar{1}\bar{1}0]$ ²⁻⁴. Загадочным является не только само существование такого анизотропного взаимодействия, но и весьма значительная величина энергетического зазора между уровнями $\Delta = \epsilon_{[110]} - \epsilon_{[\bar{1}\bar{1}0]}$, которая всего в несколько раз меньше основного обменного расщепления Δ_0 между дублетом и синглетами (согласно² в 2-3 раза). Более того, обнаружено, что в одной структуре имеется одновременно два класса экситонов, для которых абсолютные значения Δ совпадают и фиксированы, а знаки противоположны.

Указанные факты не удается объяснить, предполагая, что анизотропия вызвана понижением симметрии несобственного происхождения, например, ступенчатыми искажениями гетерограницы² или одноосной деформацией⁵. Мы предлагаем объяснение, основанное на рассмотрении низкой симметрии (C_{2v}) идеальной гетерограницы. При такой симметрии может происходить смешивание состояний тяжелых и легких дырок даже при нормальном падении дырки на гетерограницу. С учетом такого смешивания простейшие граничные условия для огибающих φ_j волновой функции дырки ($j = \pm 3/2, \pm 1/2$), допускаемые симметрией C_{2v} и симметрией по отношению к инверсии времени, а также сохраняющие непрерывность полного потока частиц через интерфейс, имеют вид

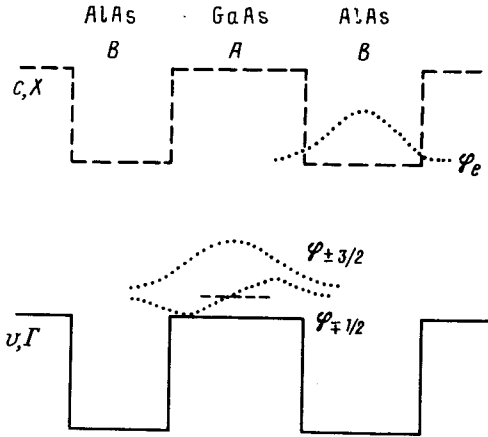
$$\varphi_j^A = \varphi_j^B, \quad \nabla_z^j \varphi_j^A - \nabla_z^j \varphi_j^B = \frac{2}{\sqrt{3}} t_{1-h} \sum_{j'} [J_x J_y]_{jj'} \varphi_{j'}^B. \quad (1)$$

Здесь t_{1-h} - вещественный коэффициент, $\varphi^{A,B}$ - значение функции на границе со стороны слоя A (GaAs) или B (AlAs), $x \parallel [100]$, $y \parallel [010]$, $z \parallel [001]$,

$$\nabla_z^{\pm 3/2} = a_0 \frac{m_0}{m_{hh}} \frac{\partial}{\partial z}, \quad \nabla_z^{\pm 1/2} = a_0 \frac{m_0}{m_{lh}} \frac{\partial}{\partial z},$$

где m_0 - масса свободного электрона, m_{hh} и m_{lh} - эффективные массы тяжелой дырки (различием которых в слоях A и B мы для простоты пренебрегаем),

a_0 - постоянная решетки, J_α - матрицы углового момента в базе представления Γ_8 группы T_d объемного кристалла. У матрицы $[J_x J_y] = (J_x J_y + J_y J_x)/2$ отличны от нуля лишь недиагональные компоненты с $|j - j'| = 2$. Заметим, что дополнительное слагаемое в (1) эквивалентно учету в дырочном гамильтониане вклада вида $\pm V_{i-h} a_0 ([J_x J_y]/\sqrt{3}) \delta(z - z_i)$ для гетеропереходов AB и BA соответственно, где z_i - координата граничной плоскости, $V_{i-h} = t_{i-h} \hbar^2 / (m_0 a_0^2)$.



Энергетическая диаграмма и вид огибающих электронной и дырочных волновых функций для экситона AB в сверхрешетке GaAs/AlAs типа II.

Сплошная и штриховая линии - пространственная зависимость потолка зоны Γ_8^+ и дна зоны X_5^- . Пунктиром показаны электронная (φ_e) и дырочные огибающие $\varphi_{\pm 3/2}$, $\varphi_{\pm 1/2}$, которые в слое A имеют вид $C_h \cos kz$, $C_l \sin qz$, где $\hbar k = (2m_{hh} E_1)^{1/2}$, $\hbar q = (2m_{lh} E_1)^{1/2}$, E_1 - энергия размерного квантования дырки. Для структуры $17\text{\AA}/17\text{\AA}$ $C_l/C_h \approx 0$, $1t_{i-h}$

Покажем теперь, что такое смешивание состояний дырки приводит к анизотропному обменному расщеплению. Экситон в сверхрешетке типа II представляет собой электрон в слое A и дырку в соседнем с ним слое B , связанные между собой кулоновским взаимодействием (рисунок), поскольку из-за больших значений массы тяжелой дырки и продольной массы X -электрона можно пренебречь туннелированием носителей между соседними слоями одного типа. Тогда локализованный экситон квазидвумерен и его волновую функцию можно представить в виде

$$\Psi_{exc} = f(\vec{R}) \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\rho_0} \exp(-\rho/\rho_0) \psi_e(z_e) \psi_h(z_h), \quad (2)$$

где $\psi_{e,h}$ - спинорные функции, описывающие движение электрона и дырки вдоль оси сверхрешетки, ρ_0 - радиус квазидвумерного экситона, $\vec{\rho}$, \vec{R} - соответственно относительное положение электрона и дырки и положение центра масс экситона в плоскости слоя, функция $f(\vec{R})$ характеризует движение центра масс экситона. Пара дырочных функций, удовлетворяющих граничным условиям (1) и преобразующихся по спинорному представлению Γ_6 , имеет вид

$$\psi_h^{(\pm)}(z_h) = C(z_h) | \mp 3/2 \rangle \pm i S(z_h) | \pm 1/2 \rangle, \quad (3)$$

где C , S - вещественные функции причем $C(-z) = C(z)$, $S(-z) = -S(z)$, за начало отсчета координат выбран центр слоя, в котором локализована дырка (рисунок). Выберем гамильтониан обменного взаимодействия \mathcal{H}_{exch} в виде

$$\mathcal{H}_{exch} = a_0^3 V_0 \delta(\vec{r}_e - \vec{r}_h) \left(1 - \frac{2}{3} \vec{\sigma}_e \vec{\sigma}_h\right), \quad (4)$$

где V_0 – константа. При этом характер обменного расщепления не зависит от функции движения центра масс экситона. Действуя оператором (4) на функции (2), (3), получим для отношения анизотропного обменного расщепления Δ и основного расщепления Δ_0 в наинизшем по t_{l-h} приближении

$$\frac{\Delta}{\Delta_0} = \frac{4 \int C(z)S(z)\varphi_c^2(z)dz}{\sqrt{3} \int C^2(z)\varphi_c^2(z)dz}. \quad (5)$$

Если X -электрон равномерно распределен между двумя слоями B , то соответствующий экситон обладает симметрией D_{2d} и, естественно, никакого расщепления излучательного дублета не происходит. Однако в низкотемпературной люминесценции участвуют экситоны, локализованные на несовершенствах гетероструктуры (например, на флуктуациях ширины слоя B). Пусть потенциал, локализуящий экситон, асимметричен относительно центра слоя A и энергия локализации превышает интеграл перекрытия, определяющий ширину X -минизоны в идеальной сверхрешетке. Тогда электрон в локализованном экситоне с подавляющей вероятностью расположен либо справа, либо слева от слоя, в котором возбуждена дырка (рис.). В этом случае отношение (5) отлично от нуля, а его знак противоположен для экситонов AB и BA . Поэтому два типа экситонов с противоположными знаками обменного расщепления суть локализованные экситоны AB и BA . В этом состоит основное утверждение данной работы. Оси анизотропии обменного взаимодействия задаются направлением плоскостей отражения группы C_{2v} , то есть направлением химических связей на интерфейсе.

Для сверхрешетки $17\text{\AA}/17\text{\AA}$ и зонных параметров, использованных в ^{1,6}, отношение (5) составляет $\approx 0,2t_{l-h}$. Вопрос о вычислении t_{l-h} из первых принципов остается открытым, однако из сравнения с экспериментом ² можно получить оценку $t_{l-h} = 1 \div 2$.

В заключение отметим, что предложенные нами граничные условия (1) описывают смешивание на интерфейсе блоховских состояний u_x и u_y представления Γ_{15} группы T_d . Граничные условия сходны по структуре с полученными в ⁷ (см. также ⁶) для описания смешивания электронных состояний Γ_1^c и X_3^c в сверхрешетках GaAs/AlAs. Согласно расчету, проведенному в ⁷ в рамках метода сильной связи, $t_{\Gamma-X} \sim 1$. Поэтому приведенная выше оценка t_{l-h} представляется реалистичной.

Авторы благодарны В.П.Кочерешко, Ф.Лавалларду, Г.Е.Пикусу и И.Н.Уральцеву за полезные обсуждения.

-
1. G.Dannan, B.Étienne, F.Mallot et al., Phys. Rev. B **35**, 6207 (1987).
 2. H.W. van Kesteren, E.C.Cosman, and W.A.J.A. van der Poel, Phys. Rev. B **41**, 5283 (1990).
 3. S.Permogorov, A.Naumov, C.Gourdon, and P. Lavallard, Sol. St. Commun., **74**, 1057 (1990).
 4. E.L.Ivchenko, V.P.Kochereshko, A.Yu.Naumov et al., Superlatt. Microstruct. **10**, 497 (1991).
 5. E.L.Ivchenko, and G.E.Pikus, Symmetry and Optical Phenomena in Superlattices and Other Heterostructures. Springer-Verlag, to be published.
 6. J.-B.Xia, Phys. Rev. B **41**, 3117 (1990).
 7. T.Ando, H.Akera, Phys. Rev. B **40**, 11609 (1989).