

УДК 538.958

©1993

ВЛИЯНИЕ ДЕФОРМАЦИИ НА ТОНКУЮ СТРУКТУРУ ЭКСИТОННЫХ УРОВНЕЙ В СВЕРХРЕШЕТКАХ GaAs/AlAs ТИПА II

А.Ю.Каминский

Для сверхрешеток GaAs/AlAs (001) типа II рассмотрено влияние одноосной деформации, приложенной перпендикулярно оси сверхрешетки, на огибающие волновых функций нижнего дырочного состояния. Показано, что возникающие при этом изменения тонкой структуры экситонных уровней нарушают эквивалентность двух классов экситонов, существующих в сверхрешетке. Описано влияние деформации на поляризацию рекомбинационного излучения.

В сверхрешетках GaAs/AlAs типа II нижнее экситонное состояние формируется из связанных между собой кулоновским взаимодействием X -электрона в слое AlAs и Γ -дырки в соседнем слое GaAs [1]. Носители считаются локализованными в пределах одного слоя сверхрешетки, так как из-за больших значений продольных масс тяжелой дырки и электрона в X -долине можно пренебречь их туннелированием между слоями. Это экситонное состояние, четырехкратно вырожденное с учетом спина электрона ($\pm 1/2$) и углового момента тяжелой дырки ($\pm 3/2$), расщепляется на четыре подуровня, два из которых оптически неактивны, а два других дипольно активны в направлениях $[110]$ и $[1\bar{1}0]$ (см. рисунок). Экспериментально установлено, что в одной структуре одновременно существуют два класса экситонов, для которых энергетический зазор между уровнями $\delta_2 = E_{[110]} - E_{[1\bar{1}0]}$ имеет одинаковое абсолютное значение и противоположные знаки [2].

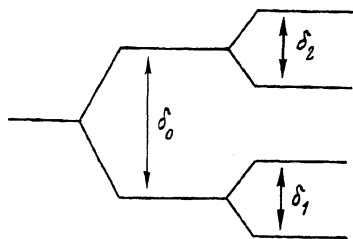
Это явление было теоретически объяснено в [3,4] с учетом низкой симметрии C_{2v} идеальной гетерограницы и связанного с этим смешивания состояний тяжелой и легкой дырок при нормальном падении дырки на гетерограницу. В результате пара волновых функций нижнего дырочного состояния имеет вид

$$\varphi_h^\pm(z) = C(z) |\pm 3/2\rangle \pm iS(z) |\pm 1/2\rangle, \quad (1)$$

где $C(z) = A_h \cos k_h z$, $S(z) = A_l \sin k_l z$ в слое GaAs, в котором локализована дырка (точка $z = 0$ лежит в центре этого слоя), а в прилегающих слоях AlAs функции $C(z)$, $S(z)$ экспоненциально затухают. Здесь $k_{l,h} = (2m_{l,h} E_{hh1} / \hbar^2)^{1/2}$; E_{hh1} — энергия размерного квантования тяжелой дырки; m_l , m_h — массы легких и тяжелых дырок в объемном GaAs.

Тонкая структура уровней в сверхрешетках GaAs/AlAs типа II

δ_2 — анизотропное расщепление радиационного дублета,
 δ_1 — расщепление оптически неактивных состояний,
 δ_0 — расщепление между этими парами состояний.



Здесь и далее мы будем использовать базис блоховских функций представления Γ_8 группы T_d в виде

$$|3/2 \rangle = -\uparrow(X + iY)/\sqrt{2}, |1/2 \rangle = [2\uparrow Z - \downarrow(X + iY)]/\sqrt{6},$$

$$|-1/2 \rangle = [2\downarrow Z + \uparrow(X - iY)]/\sqrt{6}, |-3/2 \rangle = \downarrow(X - iY)/\sqrt{2}, \quad (2)$$

где \uparrow и \downarrow — спиновые столбцы; X, Y, Z — координатные функции представления Γ_{15} группы T_d .

Как показано в [4], величина анизотропного обменного расщепления описывается формулой

$$\delta_2 = \varepsilon_0 \frac{16a_0^3}{\sqrt{3}\pi a_{\perp}^2} \int C(z)S(z)\Phi_e^2(z + d/2)dz, \quad (3)$$

где a_0 — постоянная решетки (в GaAs $a_0 = 5.6 \text{ \AA}$); a_{\perp} — радиус экситона в плоскости сверхрешетки; ε_0 — параметр, характеризующий обменное взаимодействие; Φ_e^2 — квадрат огибающей волновой функции X -электрона; d — период сверхрешетки. Видно, что для экситонов, в которых электрон локализован по разные стороны от дырки, знаки δ_2 будут противоположными, а абсолютное значение одинаковым, что и объясняет, согласно [3,4], наличие двух классов экситонов.

В данной работе показано, что одноосная деформация, приложенная перпендикулярно оси сверхрешетки, изменяет тонкую структуру экситонных уровней и поляризацию излучения радиационного дублета. В зависимости от направления оси деформации это изменение может оказаться различным для двух классов экситонов, в результате чего их эквивалентность нарушается.

Деформационная добавка к эффективному гамильтониану в объемном GaAs имеет вид

$$\delta H = (a + \frac{5}{4}b)u - b \sum_{\alpha} J_{\alpha}^2 u_{\alpha\alpha} - \frac{d}{\sqrt{3}} \sum_{\alpha \neq \beta} [J_{\alpha} J_{\beta}] u_{\alpha\beta}, \quad (4)$$

где a, b, d — константы деформационного потенциала; J_{α} — матрицы углового момента $3/2$; $u_{\alpha\beta}$ — тензор деформации; $u = \text{Sp} \hat{u}$. Если сжатие (или растяжение) произведено по осям $[110]$ и $[\bar{1}\bar{1}0]$, то, введя обозначение $u' = u_{[110]} - u_{[\bar{1}\bar{1}0]}$, получим в базисе $|3/2 \rangle, |1/2 \rangle, |-1/2 \rangle, |-3/2 \rangle$

$$\delta H = 1/2 \begin{bmatrix} b & 0 & -id & 0 \\ 0 & -b & 0 & id \\ id & 0 & -b & 0 \\ 0 & -id & 0 & b \end{bmatrix} u', \quad (5)$$

где вклад, описывающий общий сдвиг по энергии, для простоты опущен.

Видно, что к тяжелой дырке с угловым моментом $\pm 3/2$ подмешивается легкая дырка с моментом $\mp 1/2$. В сверхрешетке оператор (5) обеспечивает смешивание огибающих одинаковой четности по z , в результате чего волновые функции для нижнего дырочного состояния приобретают вид

$$\varphi_h^{\pm}(z) = C(z)|\pm 3/2\rangle \pm i(S(z) + \tilde{C}(z))|\mp 1/2\rangle. \quad (6)$$

Здесь \tilde{C} — четная вещественная функция, зависящая от величины приложенной деформации. В этом случае для анизотропного обменного расщепления получаем вместо (3)

$$\delta_2 = \varphi_0 \frac{16a_0^3}{\sqrt{3}\pi a_1^2} \int C(z)[S(z) + \tilde{C}(z)]\Phi_e^2(z \pm d/2)dz. \quad (7)$$

Вследствие асимметричности огибающей волновой функции легкой дырки δ_2 будет иметь разную абсолютную величину для двух классов экситонов. Это может быть объяснено различным взаимным расположением оси деформации и направлениями межатомных связей на интерфейсе на двух соседних гетерограницах. Что касается поляризации света, излучаемого при рекомбинации экситонов, то она остается прежней, так как оба фактора, влияющих на ее направление (деформация и низкая симметрия гетерограницы), в данном случае действуют согласованно и симметрия C_{2v} отдельной гетерограницы не понижается.

Ситуация изменится, если одноосная деформация направлена по осям $[110]$ и $[1\bar{1}0]$. Положив $u'' = u_{[100]} - u_{[010]}$, имеем, согласно (4),

$$\delta H = 1/2 \begin{bmatrix} b & 0 & \sqrt{3}b & 0 \\ 0 & -b & 0 & \sqrt{3}b \\ \sqrt{3}b & 0 & -b & 0 \\ 0 & \sqrt{3}b & 0 & b \end{bmatrix} u'', \quad (8)$$

$$\varphi_h^{\pm}(z) = C(z)|\pm 3/2\rangle + (\pm iS(z) + \tilde{C}(z))|\mp 1/2\rangle, \quad (9)$$

где, как и в (6), \tilde{C} — четная вещественная функция z . Абсолютная величина расщепления

$$\delta_2 = \varepsilon_0 \frac{16a_0^3}{\sqrt{3}\pi a_1^2} \left| \int C(z)[\pm iS(z) + \tilde{C}(z)]\Phi_e^2(z + d/2)dz \right| \quad (10)$$

изменится, но будет одинаковой для обоих классов экситонов. Одновременно произойдет поворот направлений поляризации излучения в плоскости (001) от осей $[110]$ и $[1\bar{1}0]$ к осям $[100]$ и $[010]$, при этом у двух классов экситонов поворот будет происходить в противоположные стороны.

Экситонные состояния рассчитывались с помощью вариационного метода аналогично [4]. Учитывалось индуцированное деформацией подмешивание к состоянию $hh1$ нижнего состояния $lh1$ легкой дырки с огибающей $\tilde{C}(z) = A \cos \tilde{k}z$ внутри слоя $GaAs$ ($\tilde{k} = (2m_l E_{lh1} / \hbar^2)^{1/2}$, E_{lh1} — энергия

размерного квантования легкой дырки). Использовались следующие значения параметров: $b = -1.96$ эВ, $d = -5.4$ эВ, $\varepsilon_0/a_{\perp}^2 = 3.55 \cdot 10^{-5}$ эВ/Å (для сверхрешетки $17\text{Å}/17\text{Å}$). Расчет показывает, что деформация $u = 10^{-3}$, приложенная по оси $[110]$ (или $[1\bar{1}0]$), приведет к тому, что величина анизотропного обменного расщепления δ_2 у экситонов с различным взаимным расположением электрона и дырки будет отличаться в два раза. Если же такая деформация направлена по оси $[100]$ (или $[010]$), то плоскости поляризации экситонных состояний повернутся примерно на угол $\pi/10$.

В [4] было обращено внимание на близость экспериментально полученных значений δ_1 обменного расщепления нерадиационного дублета со значениями, вычисленными по формуле

$$\delta_1 = \varepsilon_0 \frac{16a_0^3}{3\pi a_{\perp}^2} \int S^2(z) \Phi_e^2(z \pm d/2) dz. \quad (11)$$

При деформации по оси $[110]$ функция $S^2(z)$ в подынтегральном выражении заменится на $(S(z) + \tilde{C}(z))^2$. Поэтому если расщепление δ_1 действительно связано со смешиванием тяжелых и легких дырок во втором порядке, то такая деформация приведет к различию в величине δ_1 для двух классов экситонов.

Что же касается изотропного расщепления δ_0 , не зависящего в первом приближении от степени подмешивания легкой дырки к тяжелой, то на него деформация не окажет существенного влияния.

Автор благодарен Е.Л.Ивченко за постановку задачи и полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Danan G., Etienne B., Mollot F., Planel R., Jean-Louis A.M., Alexandre F., Jusserand B., Le Roux G., Marzin J.Y., Savary H., Sermage B. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. P. 6207–6212.
- [2] van Kesteren H.W., Cosman E.C., van der Poel W.A.J.A., Foxon C.T. // Phys. Rev. B. 1990. V. 41. P. 5283–5292.
- [3] Алейнер И.Л., Ивченко Е.Л. // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 55. С. 662–664.
- [4] Ивченко Е.Л., Каминский А.Ю., Алейнер И.Л. // ЖЭТФ. 1993. Т. 104 (в печати).

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
31 мая 1993 г.