

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ УСИЛЕНИЕ МАГНИТОЭКСИТОНОВ В ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ

А.Л.Яблонский, А.Б.Дзюбенко, С.Г.Тиходеев, Л.В.Кулик*,
В.Д.Кулаковский*

Институт общей физики РАН
117942 Москва, Россия

*Институт физики твердого тела РАН
142432 Черноголовка, Московской обл., Россия

Поступила в редакцию 17 июня 1996 г.

Теоретически и экспериментально исследованы магнитоэкситоны в приповерхностных квантовых ямах InGaAs/GaAs в квантующем магнитном поле. Продемонстрирован эффект диэлектрического усиления экситона при уменьшении толщины барьера слоя и количественно проанализирована его зависимость от величины магнитного поля для 1s- и 2s-состояний.

PACS: 78.66.Fd

Экситоны в тонких полупроводниковых пленках, нитях и точках, окруженных диэлектриком или вакуумом, значительно усиливаются благодаря уменьшению экранирования кулоновского потенциала в окружающей полупроводник среде с меньшей диэлектрической проницаемостью, ϵ [1, 2]. С формальной точки зрения этот эффект, называемый диэлектрическим усилением, описывается учетом дополнительного взаимодействия электрона и дырки в экситоне с зарядами изображений. Он детально исследован теоретически для разнообразных типов структур (см., например, [3–6]). Однако вплоть до недавнего времени экспериментальных доказательств этого явления в полупроводниковых наноструктурах не было. Основная причина заключается в том, что скачки ϵ и, следовательно, величина эффекта диэлектрического усиления малы. В структурах полупроводник/диэлектрик из-за их невысокого качества экситонные линии неоднородно уширены, и выделить вклад от эффекта диэлектрического усиления также весьма затруднительно. Исключение могут составлять самоорганизующиеся сверхрешетки полупроводник/диэлектрик на основе PbI [6], но из-за малых размеров экситона (порядка трех межатомных расстояний) приближение Ванье–Мотта в таких структурах находится на границе применимости.

Недавно было найдено, что для исследования эффекта диэлектрического усиления экситонов перспективными являются InGaAs/GaAs-квантовые ямы, расположенные вблизи поверхности с вакуумом. Такая структура является простейшей реализацией системы, в которой ϵ в ближайшей окрестности экситона изменяется сильно, больше чем на порядок величины. В работе [7] по спектрам фотолюминесценции и фотовозбуждения были измерены зависимости частот 1s- и 2s-экситонных переходов от толщины разделяющего яму и вакуум барьера слоя и найдено значительное усиление экситона при уменьшении толщины барьера слоя, в хорошем количественном согласии с расчетами, учитывающими взаимодействие носителей с их изображениями.

В настоящей работе исследовано поведение экситона в приповерхностной квантовой яме (КЯ) в перпендикулярном магнитном поле $B < 14$ Тл. Магнит-

ное поле позволяет контролируемым образом управлять размером экситонных состояний и, следовательно, открывает возможность для количественного исследования эффекта диэлектрического усиления экситона.

При теоретическом рассмотрении проблемы экситона в приповерхностной КЯ нами были учтены вклады от изменения пространственной локализации экситона (в КЯ) и от изменения диэлектрического окружения. Первый эффект ведет к увеличению частоты межзонных переходов с уменьшением толщины барьера слоя, отделяющего область локализации носителей (КЯ) от вакуума. Он обусловлен приближением к КЯ высокого потенциального барьера в вакууме и вследствие туннельной природы экспоненциально зависит от толщины барьера слоя. Иногда этот вклад называется туннельным синим сдвигом.

Изменение диэлектрического окружения КЯ – резкое уменьшение ϵ у поверхности образца – ведет к появлению на границе полупроводник–вакуум зарядов изображения. Отталкивание электронов и дырок в КЯ от собственных изображений является причиной дополнительного роста частоты межзонных электронных переходов (так называемый диэлектрический синий сдвиг) в приповерхностной КЯ. В экситоне оказывается существенным также притяжение электрона к изображению дырки и дырки к изображению электрона. Оно ведет к увеличению энергии связи экситонов и частично компенсирует диэлектрический синий сдвиг частоты межзонных электронных переходов, что и следует ожидать в силу электронейтральности экситона. Суммарная величина эффекта зависит от радиуса экситона в плоскости ямы. Перпендикулярное магнитное поле приводит к сжатию состояний экситона в плоскости ямы и, следовательно, позволяет управлять величиной диэлектрического усиления экситонных состояний при фиксированной толщине барьера слоя.

Эта качественная картина находит количественное подтверждение в теоретических расчетах и экспериментах по исследованию зависимости энергий переходов магнитоэкситонных состояний в приповерхностных КЯ. Для экспериментальных исследований нами были выбраны $In_xGa_{1-x}As/GaAs$ -гетероструктуры с $x \approx 0.18$ и толщиной КЯ $L_{QW} = 5$ нм. Экситонные состояния в такой КЯ относительно просты: в ней имеется только по одному размерно квантованному состоянию электронов и тяжелых дырок; состояние легких дырок сильно (на ≈ 50 мэВ) отщеплено из-за двуосного сжатия слоя КЯ вследствие различия в параметрах решетки GaAs и InGaAs. Кроме того, в таких структурах достаточно велики и величина скачка ϵ на границе полупроводник – ваккум, и размер экситонных состояний (боровский радиус 1_z-состояния $a_{ez,1} \approx 80$ Å).

Структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии с толщиной поверхностного барьера слоя $L_{cap} = 20$ нм. Измерения спектров фотолюминесценции и фотовозбуждения экситонов сначала выполнялись на выращенных образцах. Затем с помощью сухого травления величина поверхностного барьера слоя уменьшалась до 10 - 3 нм. Для того чтобы избежать образования дефектов, были использованы ионы Ar с малой энергией (500 эВ), малый угол между ионным пучком и поверхностью образца (20°) и низкая температура (≈ 80 К).

Для возбуждения фотолюминесценции использовался перестраиваемый Ti-сапфировый лазер. Излучение анализировалось с помощью спектрофотометра RAMANOR U-1000 и регистрировалось охлаждаемым ФЭУ в режиме счета фотонов. Образец располагался в жидком гелии в криостате со сверхпроводя-

щим соленоидом с магнитным полем до 14 Тл, направленным перпендикулярно плоскости КЯ.

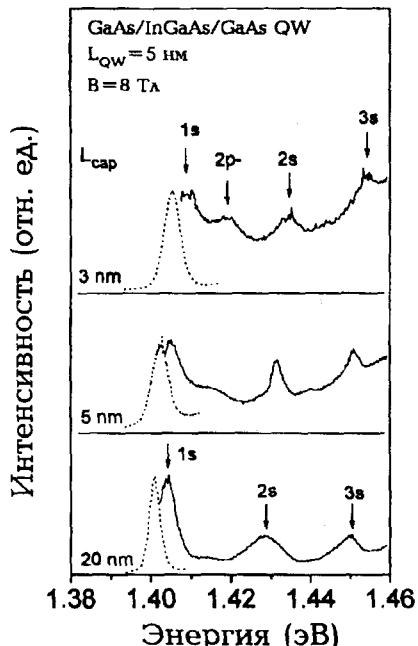


Рис.1. Спектры фотолюминесценции и фотовозбуждения магнитоэкситона в InGaAs/GaAs приповерхностных КЯ, измеренные при $B = 8$ Тл, при различных толщинах барьераного слоя L_{cap} = 3, 5 и 20 нм

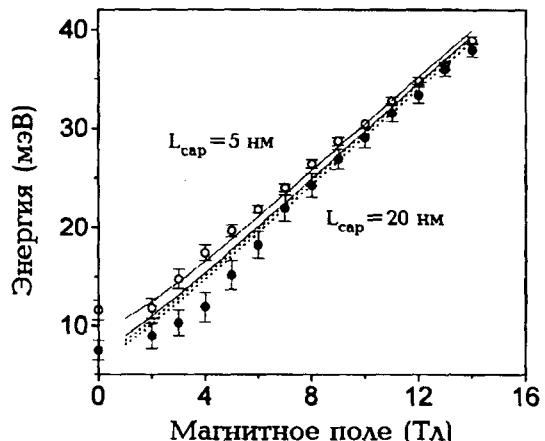


Рис.2. 2s - 1s-расщепление магнитоэкситона как функция магнитного поля, для $L_{cap} = 5$ и 20 нм: эксперимент (кружки и точки, соответственно), теория с учетом изображений (сплошные линии) и теория без учета изображений (пунктир)

На рис.1 показаны спектры фотолюминесценции и фотовозбуждения экситонов при $B = 8$ Тл для $L_{cap} = 3, 5$ и 20 нм. Наблюдаемые разрешенные переходы отвечают возбуждению экситонов в s -состояниях, у которых, в пределе сильного поля, электрон и дырка относятся к уровням Ландау с одинаковым номером, $n_e = n_h$. В спектрах фотовозбуждения видны также запрещенные переходы в $(2p^-)$ -состояние, ($n_e = 0, n_h = 1$). Появление таких переходов связано, по-видимому, с флюктуациями потенциала (вследствие флюктуаций толщины КЯ и — для приповерхностных ям — барьераного слоя), приводящими к нарушению цилиндрической симметрии в плоскости КЯ. Из рисунка видно, что энергии всех состояний экситонов возрастают с уменьшением толщины L_{cap} .

Для количественного описания эффекта рассмотрим гамильтониан магнитоэкситона в приповерхностной КЯ в магнитном поле $\mathbf{B} = (0, 0, B)$,

$$H = H_{ez} + H_{hz} + H_{2D} + U_{eh} \equiv H_0 + U_{eh}. \quad (1)$$

Здесь

$$H_{jz} = -\frac{\hbar^2}{2m_{jz}} \frac{\partial^2}{\partial z_j^2} + V_j(z_j) + V_{self}(z_j), \quad j = e, h. \quad (2)$$

Локализующие потенциалы $V_j = \infty$ ($j = e, h$) в вакууме ($z < 0$), $V_e = -113$ мэВ и $V_h = -7.5$ мэВ внутри $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$ КЯ ($L_{cap} < z < L_{cap} + L_{QW}$) и $V_j = 0$ в барьерах GaAs слоях. (L_{cap} – толщина барьера и $L_{QW} = 5$ нм – толщина ямы). Эффективные массы $m_{ez} \equiv m_e = 0.067$, $m_{hz} = 0.35$. Потенциал

$$V_{self}(z) = \frac{e^2}{2\epsilon} \left(\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 1} \right) \frac{1}{|2z|} \quad (3)$$

учитывает отталкивание заряда от собственного изображения. Мы пренебрегаем для простоты небольшой разницей между диэлектрическими проницаемостями барьера и ямы и используем $\epsilon = 12.5$. Гамильтониан H_{2D} , описывающий двумерное движение свободной $e - h$ -пары в магнитном поле, имеет вид

$$H_{2D} = \frac{1}{2m_e} \left(-i\hbar \nabla_{\rho_e} + \frac{e}{c} \mathbf{A}_e \right)^2 + \frac{1}{2m_{h\parallel}} \left(-i\hbar \nabla_{\rho_h} - \frac{e}{c} \mathbf{A}_h \right)^2, \quad (4)$$

где $\mathbf{A}_j = \frac{1}{2} \mathbf{B} \times \rho_j$ – вектор-потенциал в симметричной калибровке, $\rho = \rho_e - \rho_h = (x, y)$, а $\mathbf{r} = (\rho, z)$. Мы также пренебрегаем разницей масс в барьере и яме и используем значение $m_{h\parallel} = 0.2$. Взаимодействие

$$U_{eh}(\rho, z_e, z_h) = -\frac{e^2}{\epsilon} \left[\frac{1}{\sqrt{\rho^2 + (z_e - z_h)^2}} + \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 1} \frac{1}{\sqrt{\rho^2 + (z_e + z_h)^2}} \right] \quad (5)$$

учитывает, помимо обычного кулоновского притяжения между электроном и дыркой, дополнительное притяжение электрона к изображению дырки и дырки к изображению электрона.

Задача нахождения собственных функций и энергий гамильтониана (1) решается методом численной диагонализации матрицы потенциала (5) в базисе невзаимодействующих двухчастичных состояний гамильтониана H_0 , учитывающего локализующие потенциалы, самодействие и магнитное поле. Эффективность такого подхода была продемонстрирована ранее в задачах о двухэлектронных D^- -центрах в магнитном поле [8] и магнитоэкситонах в двойных ямах [9]. В приближении сильного квантования (в потенциалах $H_{jz}, j = e, h$) s -состояния магнитоэкситона с нулевым магнитным импульсом $K = 0$ представляются в виде

$$\Psi_{K=0, l_z=0}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = \exp \left(\frac{i[\rho \times \mathbf{R}]_z}{2\ell_B^2} \right) \zeta_1(z_e) \xi_1(z_h) \sum_n A_n \phi_n(\rho), \quad (6)$$

где ζ_1 и ξ_1 – собственные функции основного состояния гамильтонианов H_{ez} и H_{hz} , соответственно, $\ell_B = (\hbar c/eB)^{1/2}$ – магнитная длина, $\mathbf{R} = (m_e \rho_e + m_{h\parallel} \rho_h)/M$, $M = m_e + m_{h\parallel}$,

$$\phi_n(\rho) = \frac{1}{(2\pi\ell_B^2)^{1/2}} L_n \left(\frac{\rho^2}{2\ell_B^2} \right) \exp \left(-\frac{\rho^2}{4\ell_B^2} \right)$$

и $L_n(x)$ – полином Лагерра.

Результаты теоретических расчетов подтверждают приведенные выше качественные рассуждения о роли различных эффектов и находятся в хорошем согласии с данными экспериментов. Как и при $B = 0$ [7], туннельный синий сдвиг частот $1s$ экситонных переходов при уменьшении толщины барьера L_{cap} оказывается по порядку величины сравним с диэлектрическим. Заметим, однако, что туннельный сдвиг очень слабо зависит от магнитного поля и

от номера экситонного состояния. Поэтому для того, чтобы выделить диэлектрический вклад, мы исследовали энергетические зазоры между переходами ns , туннельный вклад в изменения которых пренебрежимо мал. Расщепление между $1s$ - и $2s$ -переходами в магнитоэкситоне, $\Delta_{12} = E_{2s} - E_{1s}$, оказывается наиболее чувствительным к уменьшению L_{cap} и возрастает вследствие эффекта диэлектрического окружения. Кvantующее магнитное поле, напротив, должно ослаблять зависимость этого расщепления от L_{cap} .

На рис. 2 показано сравнение экспериментальных (точки) и теоретических (линии) зависимостей энергетического зазора между $1s$ - и $2s$ -переходами в магнитоэкситоне, $\Delta_{12} = E_{2s} - E_{1s}$, при $L_{cap} = 5$ и 20 нм. Из рисунка видно, что без учета эффекта диэлектрического окружения расщепление между $1s$ - и $2s$ -переходами практически не зависит от L_{cap} (пунктирные линии на рис. 2) и не описывает экспериментальных данных. Для объяснения наблюдающегося в эксперименте увеличения Δ_{12} (с уменьшением L_{cap}) необходимо учесть влияние эффекта диэлектрического окружения. Как и следовало ожидать для экситонных переходов, величина эффекта оказывается максимальной в нулевом поле. Уменьшение эффекта с ростом поля связано с уменьшением размера экситонных состояний. Теория количественно согласуется с экспериментом, а расхождение для $L_{cap} = 20$ нм в области полей $B < 6$ Тл объясняется невозможностью в этом случае разделить в эксперименте линии, отвечающие $2s$ - и $2p \pm$ -переходам. Вопросы, связанные с $2p \pm$ -переходами, мы предполагаем обсудить в последующей публикации.

Итак, анализ энергий переходов экситонных состояний в приповерхностных квантовых ямах InGaAs/GaAs в квантующем магнитном поле однозначно показывает существенную роль эффекта диэлектрического усиления экситона при малых толщинах барьера слоя. Величина эффекта уменьшается с ростом поля вследствие сжатия волновых функций экситона и удовлетворительно согласуется с рассчитанной.

Работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований 095-02-06062а, программой МНиТП "Наноструктуры", грант 1-041, а также грантами INTAS 93-1495 и 94-2112. Авторы благодарны А.Форхелю за предоставленные образцы и полезные обсуждения, Т.Б.Борзенко и Ю.И.Коваль за ионное травление образцов, а также М. Байеру, Н.А.Гиппиусу, Л.В.Келдышу и В.Б.Тимофееву за дискуссии.

1. Н.С.Рытова, Доклады АН **163**, 118 (1965).
2. Л.В.Келдыш, Письма в ЖЭТФ **29**, 716 (1979).
3. D.B.Tran Thoai, R.Zimmermann, M.Grundmann, and D.Bimberg, Phys. Rev. B**42**, 5906 (1990).
4. Е.А.Андрюшин, А.П.Силин, ФТТ **35**, 1947 (1993).
5. T.Takagahara, Phys. Rev. B**47**, 4569 (1993).
6. Е.А.Мултаров, С.Г.Тиходеев, Н.А.Гиппиус, and T.Ishihara, Phys. Rev. B**51**, 14370 (1995).
7. L.V.Kulik, V.D.Kulekovskii, M.Bayer, Phys. Rev. B. (1996), in press.
8. A.B.Dzyubenko and A.Yu.Sivachenko, Phys. Rev. B**48**, 14690 (1993).
9. A.B.Dzyubenko and A.L.Yablonskii, Phys. Rev. B (1996), in press.