

## Экранирование экситонных состояний квазидвумерным электронным газом в квантовых ямах

Д. В. Кулаковский<sup>\*1)</sup>, С. И. Губарев\*, Ю. Е. Лозовик<sup>+1)</sup>

<sup>\*</sup> Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия,

<sup>+</sup> Институт спектроскопии РАН, 142092 Троицк, Россия

Поступила в редакцию 27 июня 2001 г.

В нелинейном приближении самосогласованным образом рассчитаны изменения энергии связи и силы осциллятора экситонного состояния в результате экранирования квазидвумерным электронным газом. Показано, что коллапс связанного состояния происходит при очень малых концентрациях  $N_s \simeq 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ , что является следствием учета нелинейности отклика системы на кулоновское возмущение.

PACS: 71.35.Cc, 78.66.Fd

Наличие подвижных электронов в селективно легированных квантовых ямах (КЯ) на основе GaAs/AlGaAs приводит к экранированию кулоновского взаимодействия в двумерных структурах и таким образом существенно влияет как на стабильность примесных и многочастичных кулоновских центров, так и на характер крупномасштабных флуктуаций в КЯ. Несмотря на то, что спектр электронов в КЯ, на которых выполнены эксперименты, действительно размерно квантован и может рассматриваться как чисто двумерный, применительно к задаче об экранировании кулоновского взаимодействия эти структуры являются квазидвумерными, так как ширина типичных КЯ 200–300 Å в несколько раз превышает экситонный боровский радиус. Поэтому экранирование кулоновского взаимодействия в реальных КЯ носит смешанный характер, изменяясь от чисто двумерного на больших расстояниях (много больших, чем ширина КЯ) до практически трехмерного на малых расстояниях. Наиболее непосредственно эффект экранировки проявляется в экспериментах по экранированию экситонных состояний при повышении плотности квазидвумерного газа. В работе [1] было экспериментально показано, что пороговая концентрация, при которой происходит коллапс экситонных состояний, сильно зависит от качества структуры и для наиболее совершенных структур наблюдается при чрезвычайно низких концентрациях,  $N_s = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ , что соответствует безразмерному параметру  $r_s$ , описывающему среднее расстояние между электронами в газе в единицах боровского радиуса  $a_B$ ,  $r_s = 1/a_B \sqrt{2\pi N_s} \approx 8$ . Это

значение в несколько раз превышает значения, ранее наблюдаемые экспериментально на структурах худшего качества [2], где коллапс экситонных состояний наблюдался при концентрациях электронного газа на порядок больших. Теоретическое рассмотрение процессов экранирования кулоновского взаимодействия двумерным электронным газом проводилось в работе Бауэра [3] в рамках теории диэлектрического экранирования, а также в работе Клейнмана [4] в приближении линейного диэлектрического отклика для чисто двумерного электронного газа. Однако оба эти подхода дают значительно большие значения пороговой концентрации, чем наблюдаемые в совершенных структурах GaAs/AlGaAs.

В настоящей работе нами развит метод самосогласованного расчета экранирования кулоновского взаимодействия квазидвумерным электронным газом, который позволил до некоторой степени учесть нелинейность экранирования, в результате чего пороговые значения концентрации сместились от  $r_s \sim 3$  в область значений  $r_s \sim 8$ , что находится в качественном согласии с результатами недавних экспериментов.

В дальнейшем нас будет интересовать энергия связи экситонного состояния в присутствии квазидвумерного электронного газа с концентрацией  $N_s$ . Как известно, задача об определении энергии связи экситона большого радиуса сводится к задаче о кулоновском центре с массой частицы, равной приведенной массе экситона  $\mu = m_e m_h / (m_e + m_h)$ , где  $m_e$  и  $m_h$  – планарные массы электрона и дырки в квантовой яме, соответственно.

Рассмотрим квантовую яму шириной  $l_0$  с бесконечно высокими стенками, такую, что волновая

<sup>1)</sup> e-mail: kulakovd@issp.ac.ru, lozovik@isan.troitsk.ru

функция электронов в  $z$ -направлении строго ограничена размерами КЯ. В качестве модели экситона рассмотрим положительно заряженный кулоновский центр, расположенный посередине КЯ при  $z = 0$ , и связанный на нем электрон с массой, равной приведенной массе экситона  $\mu$ . Гамильтониан такого центра в цилиндрической системе координат имеет следующий вид:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2\mu}\Delta + U(\rho, z), \quad (1)$$

где

$$U(\rho, z) = -\frac{e^2}{\epsilon\rho} + F(z). \quad (2)$$

Здесь  $\rho = \sqrt{r^2 + z^2}$ ,  $F(z) = 0$ ,  $z \leq |l_0/2|$  и  $F(z) = \infty$ ,  $z > |l_0/2|$ .

Энергию основного состояния будем искать вариационным методом Ритца с пробной волновой функцией связанного состояния в виде

$$\Psi(r, z) = N \cos\left(\frac{\pi z}{l_0}\right) \exp\left(-\frac{\sqrt{r^2 + \gamma^2 \cdot z^2}}{r_0}\right). \quad (3)$$

В этой функции имеется два варьируемых параметра:  $r_0$  – эффективный радиус кулоновского центра (экситона) в плоскости  $(x, y)$  и  $\gamma$  – параметр, учитывающий анизотропию, обусловленную ограниченностью движения в  $z$ -направлении. Такая волновая функция правильно описывает поведение системы как в узких КЯ,  $l_0 \ll r_0$ , при этом  $\gamma \rightarrow 0$  и функция совпадает с чисто двумерной, так и в широких КЯ,  $l_0 \geq r_0$ . В этом случае  $\gamma \sim 1$  и функция является сферически-симметричной, как в трехмерных системах.

Для вариационных расчетов удобно ввести эффективный двумерный потенциал  $U_{\text{eff}}(r)$ , который в адиабатическом приближении можно записать в следующем виде:

$$U_{\text{eff}}(r) = \int |\Psi(r, z)|^2 U(r, z) dz. \quad (4)$$

Фурье-образ этого потенциала будет иметь вид

$$U_{\text{eff}}(q) = \int \int e^{iqr} U_{\text{eff}}(r) dr = 2\pi \int J_0(q \cdot r) U_{\text{eff}}(r) r dr, \quad (5)$$

где  $J_0(x)$  – функции Бесселя первого рода.

Энергии основного состояния квазидвумерного экситона находится из минимума функционала  $F$ :

$$F = \langle \Psi(r, z) | -\frac{\hbar^2}{2\mu}\Delta | \Psi(r, z) \rangle + \langle |U_{\text{eff}}(r)| \rangle \quad (6)$$

по параметрам  $r_0$  и  $\gamma$ .

Влияние экранирования квазидвумерным электронным газом эффективного потенциала  $U_{\text{eff}}(r)$  будем учитывать через диэлектрическую функцию  $\epsilon(q)$ :

$$U_{\text{eff}}^{\text{scr}}(r) = \int J_0(q \cdot r) (U_{\text{eff}}(q) / \epsilon(q)) r dr. \quad (7)$$

В приближении хаотических фаз диэлектрическая функция определяется восприимчивостью системы  $\chi(q, \omega)$ :

$$\epsilon^{\text{RPA}}(q, \omega) = 1 - U_{\text{eff}}(q) \chi(q, \omega). \quad (8)$$

В случае невзаимодействующих электронов  $\chi(q, \omega)$  есть линхардовский поляризационный оператор  $\Pi^0(q, \omega)$  [5]:

$$\Pi^0(q, \omega) = \frac{1}{L^2} \lim_{\alpha \rightarrow 0} \sum \frac{f_0(E_k) - f_0(E_{k+q})}{E_{k+q} - E_k - \hbar\omega - i\hbar\alpha}, \quad (9)$$

где  $f_0$  – функция распределения Ферми-Дирака,  $L^2$  – площадь системы. При  $T = 0$  и фермиевском волновом векторе  $k_F = \sqrt{2\pi N_s}$  статическая диэлектрическая функция может быть записана (см., например, [6]) как

$$\epsilon^{\text{RPA}}(q) = 1 + U_{\text{eff}}(q) \times \frac{m_e}{\pi \hbar^2} \left[ 1 - \Theta(q - 2k_F) \sqrt{1 - (2k_F/q)^2} \right], \quad (10)$$

где  $U_{\text{eff}}(q)$  определяется формулой (5).

Энергия основного состояния экситона в эффективном экранированном потенциале  $U_{\text{eff}}^{\text{scr}}(r)$ , полученного численным решением интегрального уравнения (7) вычислялась путем варьирования функционала (6) по параметрам  $r_0$  и  $\gamma$ . Поскольку  $U_{\text{eff}}^{\text{scr}}(r)$  сам зависит от параметров волновой функции  $r_0$  и  $\gamma$ , то в результате последовательных итераций получались самосогласованные значения  $r_0$  и  $\gamma$  и зависящего от них  $U_{\text{eff}}^{\text{scr}}(r)$ . Надо отметить, что такая процедура самосогласованных вычислений позволяет выйти за рамки линейного отклика электронной подсистемы и до некоторой степени учесть нелинейный характер экранирования кулоновского потенциала двумерным газом.

На рис.1 приведены результаты численного расчета энергии связи экситона от безразмерного параметра  $r_s$ . Видно, что с ростом концентрации двумерного электронного газа (ДЭГ) энергия связи экситона уменьшается пороговым образом. Для КЯ шириной  $l_0 = 300 \text{ \AA}$  резкое уменьшение (коллапс) энергии связи происходит в области  $r_s \approx 8$ . С уменьшением ширины ямы значение пороговой концентрации, при которой возникает экранирование экситонных состояний, смещается в область меньших  $r_s$ ,

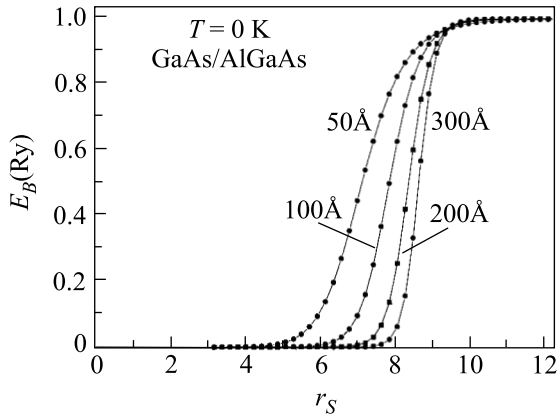


Рис.1. Зависимость энергии связи экситонного состояния  $E_B$  в GaAs/AlGaAs КЯ с разными ширинами от безразмерного параметра  $r_s$ . В расчетах использовались значения планарных масс электрона  $m_e = 0.067m_0$ , дырки  $m_h = 0.26m_0$  и статической диэлектрической проницаемости  $\epsilon = 12.8$

больших концентраций (кривые на рис.1). Полагая, для определенности, что пороговая концентрация – это концентрация, при которой энергия связи падает в  $e$  раз, можно построить зависимость критического параметра  $r_s^c$  от ширины КЯ (рис.2). GaAs/AlGaAs

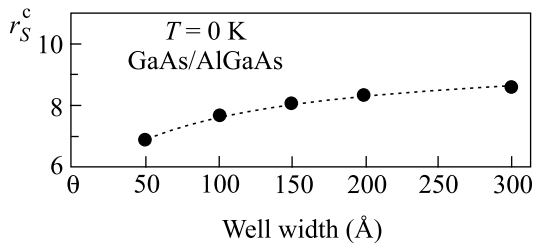


Рис.2. Зависимость критического параметра  $r_s^c$ , при котором происходит коллапс экситонных состояний, от ширины квантовой ямы

Результаты проведенных расчетов показывают, что коллапс экситонных состояний возникает при значительно меньших концентрациях электронного газа,  $r_s \approx 8$ , чем в предыдущих расчетах Бауера [3] ( $r_s = 1.8$ ), где рассматривалось диэлектрическое экранирование кулоновского взаимодействия, или в работе Клеймана [4] ( $r_s = 2.8$ ), в которой вычисления выполнялись для чисто двумерного случая в приближении линейного экранирования.

Следует обратить внимание на несколько моментов, оказавшихся очень важными в этой задаче. Во-первых, на учет зависимости диэлектрической функции от параметров эффективного взаимодействия  $U_{\text{eff}}(r)$ , то есть на нелинейное приближение для отклика системы. Если в использованной нами про-

цедуре самосогласованного счета ограничиться приближением линейного отклика, то значения пороговой концентрации, при которой наблюдается экранирование экситонных состояний, сдвигается в область более высоких концентраций, отвечающих параметру  $r_s = 3.5$ , что близко к результатам полученным в [4, 7]. Во-вторых, особенность в диэлектрической функции (10) при  $q = 2k_F$  приводит, так же как и в трехмерном случае, к осцилляциям концентрации ДЭГ. В отличие от трехмерных систем, влияние этих осцилляций оказывается существенным, поскольку в двумерном случае асимптотика экранированного потенциала носит степенной характер и вклад от осцилляторного поведения локальной концентрации в окрестности кулоновского центра оказывается заметным, приводя к более эффективному экранированию потенциала.

В экспериментах по исследованию экранирования экситонных состояний квазидвумерным электронным газом, как правило, отсутствует информация об изменении энергии связи экситонных состояний от плотности ДЭГ, поскольку для этого необходимо знать энергии некоррелированных электрона и дырки, которые не имеют характерных особенностей в спектрах люминесценции и поглощения. В то же время в оптических экспериментах четко наблюдается пороговое изменение силы осциллятора экситонного перехода при достижении плотностью ДЭГ некоторого порогового значения. Для удобства сравнения с экспериментом нами, помимо энергии связи, было также рассчитано поведение силы осциллятора  $S \propto |p_{cv}|^2 a_B^{-2} |\Psi(r=0, z=0)|^2$  [4], экситонного перехода как функции концентрации электронного газа в КЯ (рис.3). Видно, что интенсивность экситонного перехода с ростом плотности ДЭГ уменьшается менее резко, чем энергия связи экситонного состояния. Это приводит к тому, что в оптических экспериментах линия экситонного поглощения может наблюдаться даже при относительно высоких концентрациях электронов, когда энергия связи экситонов уже существенно уменьшилась в результате экранирования квазидвумерным электронным газом.

В настоящей процедуре использовалось приближение линхардовской восприимчивости, отвечающей ситуации невзаимодействующих электронов в газе. До некоторой степени межэлектронное кулоновское взаимодействие на малых расстояниях может быть учтено в приближении локального поля [8, 9] путем замены поляризационного оператора (9) более сложным оператором с учетом корреляционных поправок. Такая замена в процедуре предложенного нами самосогласованного расчета приводит к некоторому сме-

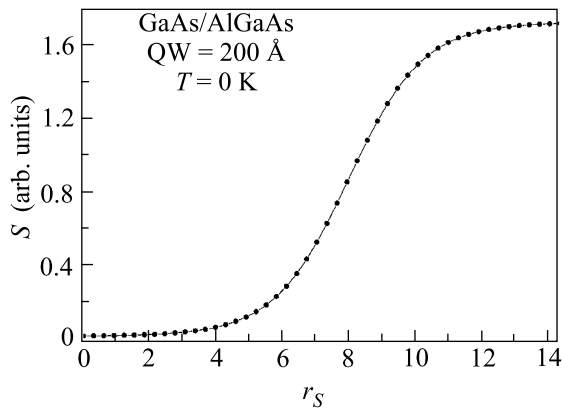


Рис.3. Изменение силы осциллятора  $S$  экситонного перехода от безразмерного параметра  $r_s$ , рассчитанное для GaAs/AlGaAs КЯ шириной 200 Å

щению пороговой плотности в сторону меньших  $r_s$ . Надо заметить, что приближение локального поля строго применимо только при  $r_s \leq 4$ , так что результаты, полученные в этом приближении, носят качественный характер в области интересующих нас значений  $r_s \sim 8$ .

Таким образом, в настоящей работе рассчитаны изменения энергии связи и силы осциллятора экситонного состояния, возникающие в результате экранирования квазидвумерным электронным газом в КЯ GaAs/AlGaAs шириной 50–300 Å. Показано, что учет нелинейного отклика приводит к более сильному экранированию кулоновского взаимодействия по сравнению с линейным приближением и, как следствие, смещает пороговую концентрацию, при которой наступает коллапс экситонных состояний в область меньших плотностей ДЭГ и соответственно больших  $r_s$  (для ямы шириной 300 Å  $r_s = 8.3$ , что значительно превышает значения, рассчитанные в рамках диэлектрического экранирования или в рамках линейного экранирования квазидвумерным электронным газом). При уменьшении ширины КЯ пороговая концентрация электронов, при которой возникает пере-

ход, смещается в область более низких параметров  $r_s$ . Интересно также отметить, что коллапс экситонных состояний сопровождается многократным увеличением эффективного боровского радиуса экситонного состояния. При этом даже в широких КЯ с  $l_0 = 300$  Å при высоких плотностях электронного газа боровский радиус экситона многократно превышает ширину КЯ и экситон является практически двумерным, в то время как при низких плотностях боровский радиус экситона существенно меньше ширины ямы и волновая функция экситона в яме мало отличается от трехмерной. Таким образом, экранирование экситонного состояния в широких КЯ помимо уменьшения энергии связи и силы осциллятора сопровождается еще “кроссовером” экситона 3D → 2D, то есть переходом экситонного состояния из трехмерного в двумерный. Это может служить дополнительной причиной, объясняющей резкость наблюдаемого процесса диссоциации экситонного состояния в широких КЯ.

Работа была выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, а также гранта ИНТАС # 99-1146.

1. С. И. Губарев, И. В. Кукушкин, С. В. Товстоног и др., Письма ЖЭТФ **72**, 469 (2000).
2. G. Finkelstein, H. Strikman, and I. Bar-Josef, Phys. Rev. Lett. **74**, 976 (1995).
3. G. E. W. Bauer, Phys. Rev. **B45**, 9153 (1992).
4. D. A. Kleinman, Phys. Rev. **B32**, 3766 (1985).
5. H. Ehrenreich and M. H. Cohen, Phys. Rev. **115**, 786 (1959).
6. F. Stern, Phys. Rev. Lett. **18**, 546 (1967).
7. Е. А. Андрюшин, А. Л. Силин, ФТТ **21**, 1, 219 (1979).
8. K. S. Singwi, M. P. Tosi, and R. H. Land, Phys. Rev. **176**, 589 (1968).
9. H. V. da Silveira, M. H. Degani, and K. S. Singwi, Phys. Rev. **B46**, 2995 (1992).