

УДК 535.37

© 1990

ЭКСИТОНЫ И БИЭКСИТОНЫ В КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ МИКРОКРИСТАЛЛАХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ, ДИСПЕРГИРОВАННЫХ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СТЕКЛЯННОЙ МАТРИЦЕ

Г. Б. Григорян, А. В. Родина, Ал. Л. Эфрос

Исследована зависимость энергии основного состояния пространственно-ограниченных экситонов и биэкситонов в квантово-размерных микрокристаллах от скачка диэлектрической проницаемости на границе полупроводник—стекло. Расчет, учитывающий вырождение валентной зоны, проводился в двух предельных случаях: малой и большой величины спин-орбитального расщепления валентной зоны Δ ($\Delta=0$ и $\Delta=\infty$). Показано, что в микрокристаллах малого размера суммарная энергия двух пространственно-ограниченных экситонов меньше, чем энергия пространственно-ограниченного биэкситона, что означает отрицательность «энергии связи» биэкситона. Скачок диэлектрической проницаемости на границе полупроводник—стекло ослабляет этот эффект для основного терма биэкситона (состояния с полным моментом дырок $J=2$ для $\Delta=\infty$ и $J=1$ для $\Delta=0$) и усиливает для возбужденных термов. Получены зависимости энергетических спектров пространственно-ограниченных экситонов и биэкситонов от радиуса микрокристалла для разных значений скачка диэлектрической проницаемости.

1. Оптические свойства полупроводниковых микрокристаллов в последние годы интенсивно исследуются [1-6]. Как показано в [2, 7, 8], эти свойства определяются энергетическими спектрами пространственно-ограниченных электронно-дырочных пар: в линейном режиме — одной пары (экситона), в нелинейном — двух (биэкситона) и более. Основная масса работ, посвященных расчетам этих спектров, не учитывала сложной структуры валентной зоны реальных полупроводников [7, 9-13].

Первые расчет пространственно-ограниченных экситонов, трионов и биэкситонов с учетом вырождения валентной зоны был выполнен в работе [14]. Оказалось, что вырождение валентной зоны вносит ряд качественных изменений в структуру их энергетических спектров. Так, например, было показано, что в случае малой величины спин-орбитального расщепления ($\Delta=0$) основные состояния всех пространственно-ограниченных экситонных комплексов являются оптически неактивными, т. е. не возбуждаются светом и не дают вклада в межзонную люминесценцию. Другим важным результатом вырождения валентной зоны является отрицательность «энергии связи» пространственно-ограниченного биэкситона в микрокристаллах малого размера.

Вопрос о величине «энергии связи» биэкситона ϵ , определяемой как разница между энергией биэкситона E_{bi} и суммарной энергией двух экситонов $2E_{ex}$ ($\epsilon=2E_{ex}-E_{bi}$), исследовался в работах [11-13] для случая простой валентной зоны, где было показано, что ϵ всегда положительна. Этот результат связан с тем, что волновые функции, описывающие электрон и дырку в режиме сильного размерного квантования, тождественны. Вследствие этого микрокристалл, содержащий одну (экситон) или две (биэкситон) электронно-дырочные пары, нейтрален в каждой точке своего объема и прямое кулоновское взаимодействие между двумя электронно-дырочными парами отсутствует. Этот результат легко получить в первом

порядке теории возмущений [11]. Второй порядок теории возмущений дает положительное значение «энергии связи» биэкситона [11-13].

В случае сложной валентной зоны основные состояния электронов и дырок описываются волновыми функциями разного вида. Поэтому в объеме микрокристалла появляются отрицательно и положительно заряженные области и прямое кулоновское взаимодействие между двумя электронно-дырочными парами отлично от нуля — в режиме сильного размерного квантования электронов и дырок прямое кулоновское отталкивание между одноименными частицами преобладает над притяжением. В результате первый порядок теории возмущений дает отрицательное значение «энергии связи» биэкситона ε в микрокристаллах малого размера [14]. Таким образом, учет реальной структуры валентной зоны приводит к изменению знака ε в малых микрокристаллах.

Однако проведенные расчеты не учитывали скачка диэлектрической проницаемости на границе полупроводник—стекло. Этот пробел мы компенсируем в настоящем исследовании.

2. Расчет проводился для полупроводников с кубической кристаллической решеткой, край валентной зоны в которых описывается блоховскими функциями симметрии Γ_7 и Γ_8 . Для таких полупроводников характерны следующие соотношения между массами электрона m_e и легкой и тяжелой дырок (m_l и m_h): $m_e \sim m_l$ и $m_e \ll m_h$, $m_l \ll m_h$. Рассматривались два предельных случая — большой величины спин-орбитального расщепления валентной зоны Δ , когда дырка описывается четырехзонным гамильтонианом Латтинжера H_L^4 [15], и малой Δ , когда дырка описывается трехзонным гамильтонианом Латтинжера H_L^3 [15]. Будем считать, что микрокристаллы имеют форму шара радиуса a с диэлектрической проницаемостью ε_s и окружены средой с диэлектрической проницаемостью ε_g . Волновые функции электронов и дырок зануляются на границе микрокристалла, что соответствует бесконечно высокому потенциальному барьеру, окружающему микрокристалл.

Хотя в нашей модели электроны и дырки не выходят за границы микрокристалла, потенциал их взаимодействия зависит не только от диэлектрической проницаемости полупроводника ε_s , но и от значения диэлектрической проницаемости стеклянной матрицы ε_g , которое обычно меньше ε_s . Это связано с проникновением электростатического поля за пределы полупроводникового микрокристалла. Потенциал взаимодействия заряженных частиц, полученный с учетом скачка диэлектрической проницаемости на границе полупроводник—диэлектрик для микрокристаллов сферической формы, имеет вид [16]

$$V(r_1, r_2) = \mp \frac{e^2}{\varepsilon_s |r_1 - r_2|} \mp \frac{e^2}{\varepsilon_s a} \sum_{k=0}^{\infty} B_k \left(\frac{r_1 r_2}{a} \right)^k P_k(\cos \theta), \quad (1)$$

где e — заряд электрона; r_1, r_2 — координаты заряженных частиц; знак «—» соответствует разноименно заряженным частицам, а знак «+» частицам одного знака; θ — угол между r_1 и r_2 ; $P_k(\cos \theta)$ — полиномы Лежандра; коэффициенты B_k имеют вид

$$B_k = (\varepsilon - 1)(k + 1)/(\varepsilon k + k + 1), \quad (2)$$

где $\varepsilon = \varepsilon_s/\varepsilon_g$, $\varepsilon > 1$. Кроме того, скачок диэлектрической проницаемости приводит к появлению дополнительных потенциалов самодействия, отвечающих взаимодействию частиц со своими изображениями

$$V^s(r_{1,2}) = \frac{e^2}{2\varepsilon_s a} \sum_{k=0}^{\infty} B_k \left(\frac{r_{1,2}}{a} \right)^{2k}. \quad (3)$$

Далее рассмотрим только случай сильного пространственного ограничения, когда энергия размерного квантования электрона $E_e = \hbar^2 \pi^2 / 2m_e a^2$

много больше энергии кулоновского взаимодействия заряженных частиц E_q . С учетом скачка диэлектрической проницаемости на границе полупроводник—стекло E_q может быть оценена сверху как $e^2/\kappa_g a$ в отличие от оценки $e^2/\kappa_s a$ в работе [14]. Таким образом, скачок диэлектрической проницаемости приводит к тому, что случай сильного пространственного ограничения реализуется в микрокристаллах меньшего размера $a < \kappa_g \hbar^2 / m_e e^2$. Так как при условии $m_e \ll m_h$ энергия размерного квантовая электрона E_e всегда много больше энергии размерного квантования дырки, то потенциал, действующий на дырку со стороны электрона, может быть получен в адиабатическом приближении [9]

$$V_a(r_h) = \int dr_e \Psi_e^2(r_e) V(r_e, r_h), \quad (4)$$

где $\Psi_e = (1/\sqrt{2\pi a}) [\sin(\pi r_e/a)/r_e]$ — волновая функция основного состояния размерно-квантованного электрона; $V(r_e, r_h)$ описывается выражением (1). Этот потенциал имеет сферически-симметричный вид

$$V_a(r_h) = -\frac{e^2}{\kappa_s} \int dr_e \frac{\Psi_e^2(r_e)}{|r_e - r_h|} - \frac{e^2}{\kappa_s a} (x - 1), \quad (5)$$

Кроме того, как указывалось выше, на электрон и дырку действуют потенциалы самодействия (3), обусловленные скачком диэлектрической проницаемости. В рамках рассматриваемого приближения потенциал самодействия электрона может быть учтен по теории возмущений. Он приводит к сдвигу уровня размерного квантования электрона на величину

$$\Delta E_e = \frac{e^2}{2\kappa_s a} (x - 1) + \frac{e^2}{\kappa_s a} h(x), \quad (6)$$

$$h(x) = \int_0^1 \sin^2(\pi x) dx \sum_{k=1}^{\infty} B_k x^{2k},$$

где $x=r/a$. Значения функции $h(x)$ приведены в таблице. При рассмотрении движения дырки ее потенциал самодействия должен быть добавлен

Значения функций $h(x)$, $f(x)$, $g(x)$

		x									
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
h		0.	0.126	0.198	0.244	0.277	0.302	0.321	0.336	0.348	0.358
f		0.	0.296	0.464	0.573	0.649	0.706	0.749	0.784	0.812	0.835
g		0.	0.311	0.488	0.603	0.684	0.744	0.790	0.826	0.856	0.881

к адиабатическому потенциалу (5); полный потенциал, действующий на дырку, сферически-симметричен

$$V_2(r_h) = V_a(r_h) + V^s(r_h). \quad (7)$$

3. Рассмотрим сначала энергетический спектр пространственно-ограниченного экситона в пределе $\Delta \rightarrow \infty$. Уравнение для волновой функции дырки в таком экситоне имеет вид

$$\hat{H}_3^d \Psi = [\hat{H}_L^d + \hat{V}_2(r)] \Psi = E \Psi \quad (8)$$

с граничным условием $\Psi(r)|_{r=a}=0$. В пренебрежении гофрировкой изоэнергетических поверхностей основное состояние дырки характеризуется полным моментом $F=3/2$ и четырехкратно вырождено по проекции

момента $M = \pm 3/2, \pm 1/2$. Соответствующие основному состоянию волновые функции имеют вид [17]

$$\Psi_M = 2 \sum_{l=0,2} (-1)^{l-3/2+M} R_l(r) \sum_{m+\mu=M} \binom{l \ 3/2 \ 3/2}{m \ \mu \ -M} Y_{l, m}^{\mu} \quad (9)$$

где u_{μ} — блоховские функции четырехкратно вырожденной валентной зоны Γ_8 ($\mu = \pm 1/2, \pm 3/2$); $Y_{l, m}$ — нормированные шаровые функции; $\binom{i \ j \ k}{n \ m \ p}$ — $3j$ -символы; $R_{0,2}$ — радиальные волновые функции, удовлетворяющие системе дифференциальных уравнений второго порядка, приведенной в [17]. В пределе $m_l/m_h \ll 1$ эти функции связаны соотношением [18]

$$dR_0/dr + (3/r + d/dr) R_2 = 0. \quad (10)$$

Явный вид волновых функций R_0 и R_2 был найден в случае сильного размерного квантования дырки, когда $a < a_h = \kappa_g \hbar^2 / m_h e^2$ по теории возмущений [14]

$$R_0 = C [j_0(\varphi_2 r/a) - j_0(\varphi_2)], \quad R_2 = C j_2(\varphi_2 r/a), \quad (11)$$

где j_l — сферические функции Бесселя; $\varphi_2 \approx 5.76346$ — первый корень функции Бесселя j_2 ; $C = 6.041/a^{3/2}$. Соответствующая этому решению энергия основного состояния экситона E_{ex} есть

$$E_{ex} = \frac{\hbar^2 \varphi_2^2}{2m_h a^2} - 1.765 \frac{e^2}{\kappa_s a} + \frac{e^2}{\kappa_s a} f(x), \quad (12)$$

где E_{ex} отсчитывается от энергии нижнего уровня размерного квантования электрона $\hbar^2 \pi^2 / 2m_e a^2$,

$$f(x) = \int_0^1 \sin^2(\pi x) dx \sum_{k=1}^{\infty} B_k x^{2k} + \frac{1}{2} \int_0^1 x^2 dx [R_0^2(x) + R_2^2(x)] \sum_{k=1}^{\infty} B_k x^{2k}, \quad (13)$$

$x = r/a$. Значения функции $f(x)$ приведены в таблице.

При произвольном соотношении a_h и a решение уравнения (8) может быть найдено вариационным образом. Пробные функции R_0 и R_2 выбираем в виде [14]

$$R_2 = C \exp(-ar^2/L^2) j_2(\varphi_2 r/a), \quad R_0 = -R_2 + 3 \int_r^a R_2(r') (dr'/r'), \quad (14)$$

где $L = a^2 \sqrt{3\hbar^2 \kappa_s / 2\pi m_h e^2 a}$, α — безразмерный вариационный параметр. Рассчитанная таким образом зависимость энергии основного состояния экситона E_{ex}/E_B ($E_B = e^2/2\kappa_s a_h$ — боровская энергия тяжелой дырки) от радиуса микросталла a/a_h для разных значений скачка диэлектрической проницаемости κ приведена на рис. 1. Видно, что в отсутствие скачка диэлектрической проницаемости ($\kappa = 1$) зависимость E_{ex} от a хорошо описывается выражением (12) для всех $a < 20a_h$ (вариационный параметр α при этом стремится к нулю) [14]. Наличие скачка диэлектрической проницаемости ($\kappa > 1$) приводит к тому, что случай сильного размерного квантования дырки реализуется при меньших $a < \kappa_g \hbar^2 / m_h e^2$ и выражение (12) тем хуже описывает зависимость E_{ex} от a , чем больше κ (вариационный параметр α возрастает). Таким образом, скачок диэлектрической проницаемости на границе полупроводник—стекло усиливает эффект локализации дырки в потенциале электрона.

Перейдем теперь к рассмотрению пространственно-ограниченного би-экситона — экситонного комплекса, состоящего из двух дырок и двух электронов. В адиабатическом приближении движение двух дырок в би-экситоне описывается гамильтонианом

$$\hat{H}_{b_2} = \hat{H}_{\frac{1}{2}}^{\dagger}(r_1) + \hat{H}_{\frac{1}{2}}^{\dagger}(r_2) + \hat{V}(r_1, r_2), \quad \hat{H}_{\frac{1}{2}}^{\dagger} = \hat{H}_L^{\dagger}(r) + 2\hat{V}_a(r) + \hat{V}^s(r), \quad (15)$$

где V_a определяется выражением (5), а V^* — выражением (3); $V(r_1, r_2)$ — потенциал кулоновского отталкивания двух дырок (4). Кроме того, при расчете полной энергии биэкситона E_b , необходимо учитывать энергию отталкивания двух электронов на нижнем уровне размерного квантования, равную

$$E_{ee} = 1.786 (e^2/\kappa_s a) + (e^2/\kappa_s a) (x - 1). \quad (16)$$

Будем искать основное состояние гамильтониана (15) вариационным образом, считая, что основной вклад в энергию биэкситона дают дырки

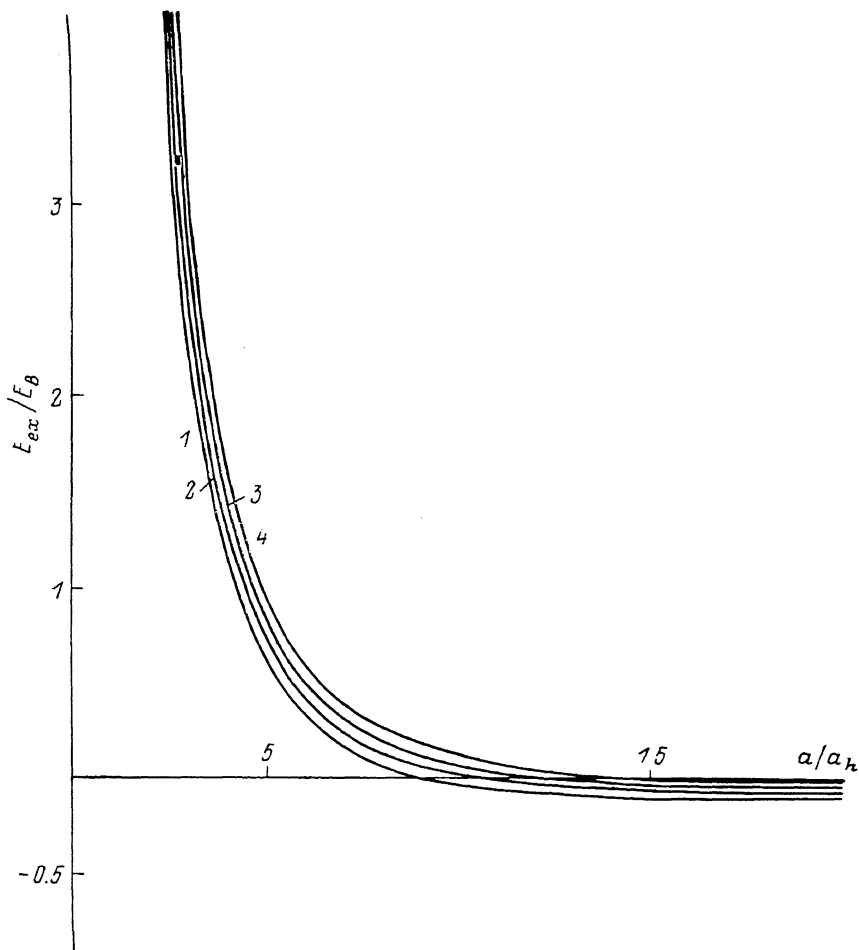


Рис. 1. Зависимость энергии основного состояния экситона в полупроводниках с четырехкратно вырожденной валентной зоной ($\Delta \rightarrow \infty$) от радиуса микрокристалла a .

x : 1 — 1, 2 — 2, 3 — 4, 4 — 10 (и на рис. 2—4).

с моментом $F=3/2$, волновые функции которых имеют вид (9). Из таких дырок можно сформировать два типа состояний биэкситона, удовлетворяющих условию антисимметричности полной двухчастичной волновой функции относительно перестановки дырок: одно с полным моментом дырок $J=2$, а другое — с $J=0$. Соответствующие этим состояниям волновые функции имеют вид

$$\Phi_{J_z}^{1,2}(r_1, r_2) = (-1)^{J_z} \sqrt{2J+1} \sum_{M_1+M_2=J_z} \begin{pmatrix} 3/2 & 3/2 & J \\ M_1 & M_2 & -J_z \end{pmatrix} \Psi_{M_1}^1(r_1) \Psi_{M_2}^2(r_2), \quad (17)$$

где J_z — проекция момента J . Здесь у $\Psi_M^{1,2}$ введен верхний индекс, отражающий возможность двух наборов радиальных функций $R_0^{1,2}$ и $R_2^{1,2}$, входящих в (9) и отличающихся параметром α (α_1 и α_2). Если радиальные

функции отличаются ($\alpha_1 \neq \alpha_2$), то пробная двухчастичная функция выбирается в виде антисимметричной комбинации собственных функций полного момента [14]

$$\zeta_{J, J_z} = (1/2) [\Phi_{J_z}^{J, 2}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) - \Phi_{J_z}^{J, 2}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1)], \quad (18)$$

где $J=0, 2$.

В случае сильного размерного квантования дырок ($a < x_g \hbar^2 / m_h e^2$) энергию пространственно-ограниченного биэкситона E_{bi} легко получить по теории возмущений. Используя для R_0 и R_2 выражения (11), находим

$$E_{bi} = 2 \left[\frac{\hbar^2 \varphi_3^2}{2m_h a^2} - 2 \cdot 1.765 \frac{e^2}{x_s a} + \frac{e^2}{x_s a} f(x) - \frac{e^2}{x_s a} (x-1) \right] + E_{ee} + E_{qq}(J), \quad (19)$$

где $f(x)$ определена выражением (13), E_{ee} — выражением (16); $E_{qq}(J)$ — энергия кулоновского отталкивания двух дырок

$$E_{qq}(J) = (1.793 - 0.023J) \frac{e^2}{x_s a} + \frac{e^2}{x_s a} (x-1) + \frac{e^2}{x_s a} \frac{x-1}{2x+3} (0.009 - 0.007J), \quad (20)$$

где $J=0, 2$. Окончательное выражение для энергии пространственно-ограниченного биэкситона в микрокристаллах малого радиуса имеет вид

$$E_{bi}(J) = 2 \left[\frac{\hbar^2 \varphi_3^2}{2m_h a^2} - (1.741 + 0.011J) \frac{e^2}{x_s a} + \frac{e^2}{x_s a} f(x) \right] + \frac{e^2}{x_s a} \frac{x-1}{2x+3} (0.009 - 0.007J). \quad (21)$$

Здесь энергия биэкситона E_{bi} отсчитывается от энергии двух электронов на нижнем уровне размерного квантования $\hbar^2 \pi^2 / m_e a^2$. Используя выражения (21) и (12), найдем «энергию связи» пространственно-ограниченного биэкситона $\varepsilon = 2E_{ex} - E_{bi}$ в микрокристаллах малого радиуса

$$\varepsilon(J) = -(0.049 - 0.023J) \frac{e^2}{x_s a} - \frac{e^2}{x_s a} \frac{x-1}{2x+3} (0.009 - 0.007J). \quad (22)$$

Видно, что в малых микрокристаллах ε отрицательна для всех значений скачка диэлектрической проницаемости x . Наличие скачка диэлектрической проницаемости ($x > 1$) усиливает эффект отрицательности «энергии связи» биэкситона для возбужденного терма ($J=0$) и ослабляет для основного ($J=2$): $\varepsilon(0) = -0.049 (e^2/x_s a)$ при $x=1$ и $\varepsilon(0) = -0.053 (e^2/x_s a)$ при $x=10$; $\varepsilon(2) = -0.003 (e^2/x_s a)$ при $x=1$ и $\varepsilon(2) = -0.001 (e^2/x_s a)$ при $x=10$.

На рис. 2 представлены результаты вариационного расчета зависимости энергии биэкситона E_{bi}/E_B от радиуса микрокристалла a/a_h для разных значений скачка диэлектрической проницаемости x , проведенного с двухпараметрической пробной функцией (18). Выражение (21) тем лучше описывает рассчитанную зависимость, чем меньше x .

Величина «энергии связи» основного терма биэкситона составляет от 0.01 до 0.1 % от энергии экситона E_{ex} , поэтому точности вариационного расчета недостаточно для описания зависимости ε от радиуса микрокристалла.

4. Рассмотрим случай $\Delta=0$. Движение дырки в пространственно-ограниченном экситоне описывается теперь гамильтонианом

$$\hat{H}_0^3 = \hat{H}_L^3 + \hat{V}_\Sigma(r). \quad (23)$$

В пренебрежении гофрировкой изоэнергетических поверхностей основное состояние дырки характеризуется полным моментом $F=1$ и трехкратно вырождено по проекции момента $M=\pm 1, 0$. Соответствующие основному состоянию волновые функции имеют вид [14]

$$\Psi_M = \sqrt{3} (-1)^M R_1(r) \sum_{m=-1}^1 \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ m & \mu & -M \end{pmatrix} Y_{1, m}^{\mu}, \quad (24)$$

где u_μ — блоховская функция трехкратно вырожденной зоны (мы опускаем ее спиновую компоненту); $\mu=0, \pm 1$. Радиальная функция R_1 удовлетворяет уравнению, аналогичному уравнению Шредингера для состояний с орбитальным моментом $l=1$ и эффектививной массой, равной массе тяжелой дырки m_h [14]. В случае сильного размерного квантования дырки ($a < a_h$) был найден явный вид волновой функции R_1 , удовлетворяющий граничному условию $\Psi(r)|_{r=a}=0$ [14]

$$R_1 = C j_1(\varphi_1 r/a), \quad (25)$$

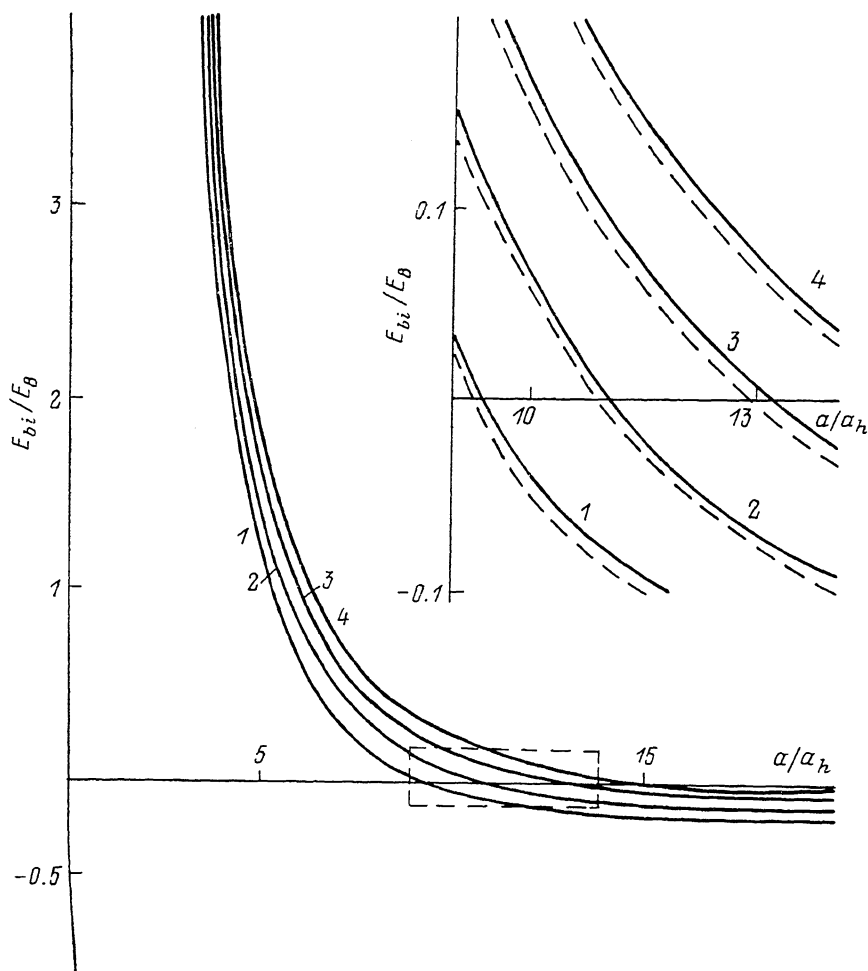


Рис. 2. Зависимость энергии основного состояния биэкситона E_{bi} в полупроводниках с четырехкратно вырожденной зоной ($\Delta \rightarrow \infty$) от радиуса микрокристалла a . На вставке — ход кривых 1-4 в увеличенном масштабе. $J=0$ (сплошные кривые), $J=2$ (штриховые).

где $\varphi_1 \approx 4.49341$ — первый корень функции Бесселя j_1 , $C=6.376/a^{3/2}$. Этому решению соответствует энергия основного состояния экситона

$$E_{ex} = \frac{\hbar^2 \varphi_1^2}{2m_h a^2} - 1.620 \frac{e^2}{\epsilon_s a} + \frac{e^2}{\epsilon_s a} g(x), \quad (26)$$

где E_{ex} отсчитывается от энергии электрона на нижнем уровне размерного квантования $\hbar^2 \pi^2 / 2m_e a^2$,

$$g(x) = \int_0^1 \sin^2(\pi x) dx \sum_{k=1}^{\infty} B_k x^{2k} + \frac{1}{2} \int_0^1 R_1^2(x) x^2 dx \sum_{k=1}^{\infty} B_k x^{2k}. \quad (27)$$

Значения функции $g(x)$ приведены в таблице. Для вариационного расчета использовалась пробная функция вида

$$R_1 = C \exp(-\alpha r^2/L^2) j_1(\varphi_1 r/a). \quad (28)$$

Зависимость энергии основного состояния пространственно-ограниченного экситона E_{ex}/E_B от радиуса микрокристалла a/a_h для разных значений скачка диэлектрической проницаемости χ приведена на рис. 3. Отметим, что, как и в случае большой Δ , наличие скачка диэлектрической проницаемости на границе полупроводник—стекло ($\chi > 1$) усиливает эффект локализации дырки в потенциале электрона.

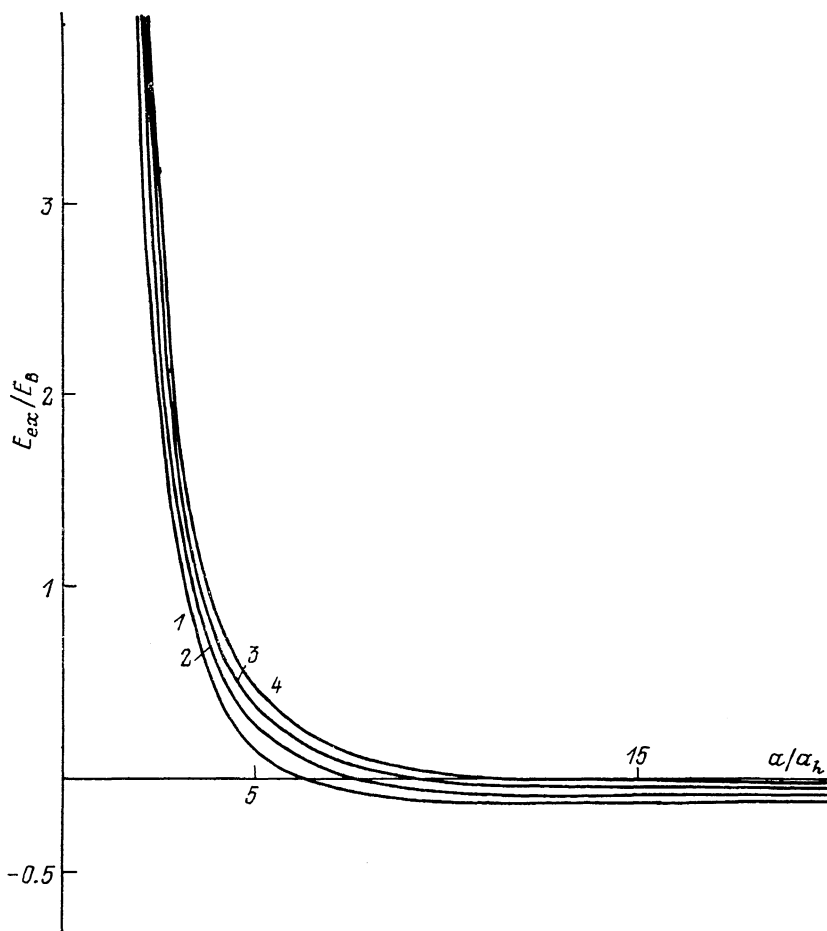


Рис. 3. Зависимость энергии основного состояния экситона E_{ex} в полупроводниках с $\Delta=0$ от радиуса микрокристалла a для разных значений скачка диэлектрической проницаемости χ .

Будем считать, что основной вклад в энергию пространственно-ограниченного биэкситона дают дырки с моментом $F=1$. Из таких дырок с учетом спинового вырождения можно образовать три типа состояний биэкситона, описываемых антисимметричными относительно перестановки дырок волновыми функциями с полными моментами дырок $J=0, 1$ и 2 . Первый порядок теории возмущений дает для энергии пространственно-ограниченного биэкситона E_{bi} и «энергия связи» $\varepsilon = 2E_{ex} - E_{bi}$ в микрокристаллах малого радиуса следующие выражения:

$$E_{bi}(J) = 2 \left[\frac{\hbar^2 \varphi_1^2}{2m_h a^2} + \frac{e^2}{\chi_s a} g(x) - 1.620 \frac{e^2}{\chi_s a} \right] + \frac{e^2}{\chi_s a} A_0(J) + \frac{e^2}{\chi_s a} \frac{x-1}{2x+3} A_1(J), \quad (29)$$

$$\varepsilon(J) = -A_0(J) \frac{e^2}{\chi_s a} - \frac{e^2}{\chi_s a} \frac{x-1}{2x+3} A_1(J), \quad (30)$$

где $A_0(0)=0.127$, $A_0(1)=0.027$, $A_0(2)=0.081$, $A_1(0)=0.023$, $A_1(1)=-0.019$, $A_1(2)=0.039$. Видно, что, как и в случае $\Delta=\infty$, в малых микрокристаллах «энергия связи» пространственно-ограниченного биэкситона ε отрицательна для всех значений скачка диэлектрической проницаемости κ . Наличие скачка диэлектрической проницаемости на границе полупроводник—стекло ($\kappa > 1$) усиливает этот эффект для возбужденных термов (состояния с $J=0$ и $J=2$) и ослабляет для основного ($J=1$). На рис. 4 представлены рассчитанные вариационным образом зависимости энергии

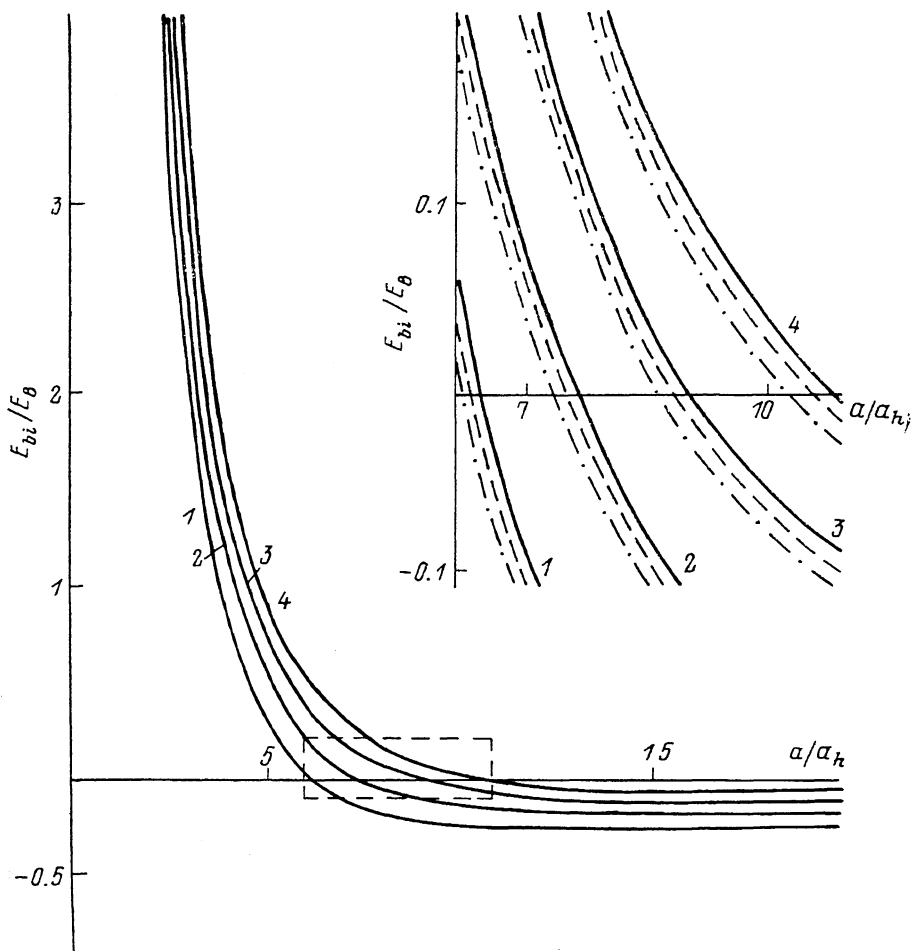


Рис. 4. Зависимость энергии основного состояния биэкситона E_{bi} в полупроводниках с $\Delta=0$ от радиуса микрокристалла a .

На вставке — ход этих кривых 1—4 в увеличенном масштабе. $J=0$ (сплошные кривые), $J=2$ (штриховые), $J=1$ (штрихпунктирные).

пространственно-ограниченного биэкситона E_{bi}/E_B от радиуса микрокристалла a/a_h для разных значений скачка диэлектрической проницаемости κ .

5. В заключение отметим, что скачок диэлектрической проницаемости на границе полупроводник—стекло усиливает эффект локализации дырки в центре микрокристалла и приводит к тому, что режим сильного размерного квантования дырок реализуется в микрокристаллах меньшего размера. Однако величина «энергии связи» пространственно-ограниченного биэкситона в малых микрокристаллах оказалась отрицательной для всех значений скачка диэлектрической проницаемости. Это означает, что для возбуждения второй электронно-дырочной пары в них требуется дополнительная энергия, что может проявиться в сдвиге края поглощения при высоких интенсивностях возбуждения.

Список литературы

- [1] Екимов А. И., Онущенко А. А. // ФТП. 1982. Т. 16. № 7. С. 1215—1219.
- [2] Ekimov A. I., Efros Al. L., Onushchenko A. A. // Sol. St. Comm. 1985. V. 56. N 11. P. 921—924.
- [3] Itoh T., Iwabuchi Y., Kirihara T. // Phys. St. Sol. B. 1988. V. 146. N 2. P. 531—543.
- [4] Rossetti R., Hull R., Gibson J. M., Brus L. E. // J. Chem. Phys. 1985. V. 82. N 1. P. 552—559.
- [5] Itoh T., Iwabuchi Y., Katacka M. // Phys. St. Sol. B. 1988. V. 145. N 2. P. 567—577.
- [6] Chesinoy N., Hull R., Brus L. E. // J. Chem. Phys. 1986. V. 85. N 4. P. 2237—2242.
- [7] Brus L. E. // J. Chem. Phys. 1984. V. 80. N 9. P. 4403—4409.
- [8] Ekimov A. I., Efros Al. L. // Phys. St. Sol. B. 1988. V. 150. N 2. P. 627—633.
- [9] Эфрос Ал. Л., Эфрос А. Л. // ФТП. 1982. Т. 16. № 7. С. 1209—1214.
- [10] Kayanuma Y. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 14. P. 9797—9805.
- [11] Bahayal L. // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. N 11. P. 8022—8024.
- [12] Takagahara T. // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. N 14. P. 10206—10231.
- [13] Koch S. W., Hu Y. Z., Lindberg M., Peyghambarian N. Coulomb effects in semiconductor quantum dots. NOEKS II, Bad Stuer (GDR), 1989.
- [14] Efros Al. L., Rodina A. V. // Sol. St. Comm. 1989. V. 72. N 7. P. 645—649.
- [15] Luttinger J. M. // Phys. Rev. B. 1956. V. 102. N 4. P. 1030—1041.
- [16] Батыгин В. В., Топтыгин И. Н. Сборник задач по электродинамике. М.: Наука, 1970. 480 с.
- [17] Гельмонт Б. Л., Дьяконов М. И. // ФТП. 1971. Т. 5. № 11. С. 2191—2193.
- [18] Гельмонт Б. Л., Дьяконов М. И. // ФТП. 1973. Т. 7. № 10. С. 2013—2016.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
22 мая 1990 г.