

Макроскопические объемные локальные состояния носителей заряда в квазиульмерных структурах

© С.И. Покутний

Украинский государственный морской университет,
327025 Николаев, Украина

(Получена 7 августа 1996 г. Принята к печати 20 мая 1997 г.)

Построена теория размерного квантования носителей заряда в малом полупроводниковом микрокристалле в условиях, когда поляризационное взаимодействие играет существенную роль. Исследован спектр носителей заряда в малом микрокристалле и его зависимость от радиуса микрокристалла, эффективной массы носителей заряда, относительной диэлектрической проницаемости. Показано, что возникновение локальных состояний в зависимости от размера микрокристалла носит пороговый характер.

В последние годы широко исследуются оптические свойства квазиульмерных структур, представляющих собой сферические полупроводниковые микрокристаллы (ПМ) с размерами $a \simeq 1 \div 10^2$ нм, диспергированные в различных прозрачных диэлектрических средах [1–4]. Подобные гетерофазные системы являются новым объектом для исследования размерных квантовых эффектов в полупроводниках.

Большие нелинейности оптических характеристик и малые времена жизни фотовозбужденных носителей заряда в квазиульмерных структурах [1–4] позволяют рассматривать такие неоднородные системы как материалы, перспективные для создания новых элементов нелинейной оптоэлектроники (в частности, элементов, управляющих оптическими сигналами) [3,4].

В излучаемых квазиульмерных структурах размеры микрокристаллов a сравнимы с характерными размерами квазичастиц в полупроводниках. В этих условиях влияние границы раздела ПМ может вызвать размерное квантование энергетического спектра его квазичастиц, связанное как с чисто пространственным ограничением области квантования [5–7], так и с поляризационным взаимодействием носителей заряда с поверхностью ПМ [8–13]. Оптические свойства квазиульмерных структур в значительной степени определяются энергетическим спектром носителей заряда, локализованных силами электростатического изображения вблизи границы раздела двух различных диэлектрических сред [8–13].

В работах [5,6] было обнаружено, что структура спектров поглощения и люминесценции исследованных ПМ определялась размерным квантованием энергетического спектра свободных квазичастиц. Влияние поляризационного взаимодействия на спектры носителей заряда и на спектры экситонов большого радиуса вблизи сферической границы раздела двух различных диэлектрических сред изучалось в работах [8–19].

В работах [20–23] было экспериментально исследовано явление фотоионизации микрокристаллов CdS, выращенных в матрице силикатного стекла, и ПМ CdS и TiO₂, помещенных в водные растворы. Было установлено, что неравновесный электрон, создаваемый излучением, соответствующим межзонному возбуждению, выходит из

объема ПМ и захватывается на ловушки матрицы. В результате в объеме ПМ остается избыточный носитель заряда (дырка).

Авторы работы [8], используя простую модель квазиульмерной структуры, проанализировали условия локализации носителей заряда в окрестности сферической поверхности раздела двух диэлектрических сред. Эта модель представляет собой сферический ГМ радиусом a , в объеме которого движется квазичастица с зарядом e и эффективной массой m , с диэлектрической проницаемостью (ДП) ε_2 , диспергированный в диэлектрической среде с ДП ε_1 . В результате получено аналитическое выражение для возникающего в такой среде поляризационного взаимодействия носителей заряда $U(r, a)$ с поверхностным зарядом, индуцированным на сферической поверхности раздела двух сред с различной ДП. Взаимодействие $U(r, a)$ зависит от величины относительной ДП $\varepsilon = \varepsilon_1/\varepsilon_2$; r — расстояние носителя заряда до центра микрокристалла. Для носителей заряда, движущихся вблизи ПМ, существует две возможности: 1) поляризационное взаимодействие приводит к притяжению носителей заряда к поверхности ПМ (при $\varepsilon < 1$ — к внешней поверхности ПМ, а при $\varepsilon > 1$ — к внутренней поверхности ПМ) и соответственно к образованию внешних поверхностных [8–10] или внутренних поверхностных [8,11] состояний; 2) при $\varepsilon < 1$ поляризационное взаимодействие вызывает отталкивание носителей заряда от внутренней поверхности ПМ и возникновение в ПМ объемных локальных состояний (ОЛС) [12,13].

В работе [8] также было показано, что с уменьшением радиуса ПМ a возникал размерный квантовый эффект, препятствующий локализации носителей заряда из-за относительного уменьшения вклада потенциальной энергии по сравнению с кинетической. Наименьший критический размер ПМ a_c , при котором появлялось локальное состояние, был близок к величине b_i — среднему расстоянию носителей заряда (от центра ПМ), локализованных над плоской поверхностью раздела, находящихся в основном состоянии

$$a_c \simeq b_i = 6 \left| \frac{\varepsilon_2 + \varepsilon_1}{\varepsilon_2 - \varepsilon_1} \right| a_B^{(i)}, \quad (1)$$

где $a_B^{(i)} = \varepsilon_i \hbar^2 / m_i e^2$ — боровский радиус в среде с ДП ε_i и эффективной массой m_i ($i = 1, 2$).

Поскольку выражения для поляризационного потенциала $U(r, a)$ были получены в [8] в рамках макроскопической электростатики, возникающие в поле этого потенциала вышеуказанные локальные состояния носителей заряда имели макроскопический характер, для которых $b_i \gg d$ (d — расстояние порядка межатомного).

К настоящему времени влияние границы ПМ на спектр его одночастичных состояний является мало изученным. В работах [12,13] был получен спектр ОЛС только для случая низколежащих состояний осцилляторного типа при произвольном значении относительной ДП $\varepsilon < 1$. Чтобы заполнить пробел в теории, в настоящем сообщении будет найден методом ВКБ спектр ОЛС для носителей заряда при произвольных значениях параметров квазиульмерной структуры, но при сильной разности ДП граничащих сред ($\varepsilon_2 \gg \varepsilon_1$ или $\varepsilon \ll 1$).

1. Расчет методом ВКБ спектра объемных локальных состояний

Выражение для энергии поляризационного взаимодействия $U(r, a)$ носителя заряда с индуцированным на сферической поверхности раздела двух различных диэлектрических сред поверхностным зарядом (потенциал самодействия) при $\varepsilon \ll 1$ принимает вид [8,12]

$$U(x, S) = \frac{1}{S_2(1-x^2)} + \frac{\varepsilon_2}{S_2\varepsilon_1}. \quad (2)$$

Здесь и далее энергия измеряется в единицах боровской энергии в среде $i = 2$:

$$Ry^{(2)} = \hbar^2 / 2m_2 \left(a_B^{(2)} \right)^2$$

и используются безразмерные величины длины $0 \leq x = (r/a) \leq 1$ и $S_2 = a/a_B^{(2)}$. При этом потенциальная энергия носителей заряда в объеме малого ПМ

$$\begin{aligned} V_l(x, S_2) &= U(x, S_2) + \frac{L^2}{S_2^2 x^2} \\ &= \frac{1}{S_2(1-x^2)} + \frac{1}{S_2\varepsilon} + \frac{L^2}{S_2^2 x^2} \end{aligned} \quad (3)$$

обладает минимальным значением

$$\begin{aligned} V_l^{\min}(S_2) &= V_l(x = x_0, S_2) \\ &= \frac{1}{S_2} \left[\frac{1}{\varepsilon} + 4 \left(\frac{(1-2\varepsilon)L^2}{2S_2} \right)^{1/2} + \frac{(1+\varepsilon)L^2}{2S_2} \right] \end{aligned} \quad (4)$$

в точке $x = x_0$, при этом

$$x_0^2 = \left(\frac{1+2\varepsilon}{2} \right)^{1/2} \left(\frac{L^2}{S_2} \right)^{1/2} < 1. \quad (5)$$

Член $L^2/S_2^2 x^2$ в выражении (3) определяет центробежную энергию носителя заряда, а $L^2 = l(l+1)$, l — орбитальное квантовое число. Согласно выражению (5), состояния будут хорошо локализованы в центре ПМ только при $(L^2/S_2)^{1/2} \ll 1$.

Образование ОЛС, так же как и в случае $\varepsilon < 1$ [12,13], носит пороговый характер и возможно лишь в достаточно больших ПМ, радиус которых S_2 превышает некоторый критический радиус S_c .

Критерий Йоста–Пайса [24]

$$S_2^2 \int_0^1 U(x, S_2)(1-x) dx \geq (2l+1) \quad (6)$$

для состояния носителя заряда с радиальным квантовым числом $n_r = 0$ и произвольным значением l дает для критического радиуса ПМ S_c такое выражение

$$S_c = (2l+1) [\ln 2 + (1/2\varepsilon)]^{-1}. \quad (7)$$

Критерий (6) является лишь необходимым условием возникновения связанного состояния и поэтому может давать заниженные значения S_c .

При малых размерах ПМ $S_2 \ll S_c$ состояния носителей заряда будут делокализованными, благодаря подавляющему вкладу кинетической (и центробежной) энергии ($\sim S_2^{-2} x^{-2}$). При этом спектр носителей заряда $E_{nl}(S_2)$ (n — главное квантовое число) будет совпадать со сплошным (или квазидискретным) спектром

$$E_{nl}(S_2) = \varphi_{nl}^2 / S_2^2, \quad (8)$$

который соответствует "свободному" движению носителей заряда в непроницаемой сферической яме (φ_{nl} — корни функции Бесселя $J_{l+1/2}(\varphi_{nl}) = 0$).

При больших радиусах ПМ $S_2 \gg S_c$ могут возникнуть состояния, лежащие ниже сплошного спектра в потенциальной яме $V_l(x, S_2)$ (3). В дальнейшем такие низколежащие состояния носителей заряда будем называть ОЛС. Размер области локализации таких состояний в указанной потенциальной яме (3) должен быть достаточно мал по сравнению с радиусом самого ПМ S_2 .

Исследуем спектр объемных локальных состояний $E_{nl}(S_2)$ методом ВКБ для произвольных значений параметров задачи S_2, n, l . При этом правило квантования можно представить в виде

$$\begin{aligned} &\frac{2}{\pi} (1 - u_1/u_2) (u_1)^{-1/2} \\ &\times \int_0^1 \frac{dz z^2 \sqrt{1-z^2}}{[(u_2-1)/(1-u_1/u_2) + z^2] \sqrt{1-(1-u_1/u_2)z^2}} \\ &= \sqrt{\frac{2N^2}{3S}}. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь $N = n_r + 1/2$ [25]. Переменная

$$z^2 = 1 - (u_2^{-1} - u_2^{-1}x^2 - u_1u_2^{-1}) / (1 - u_1u_2^{-1}),$$

а $u_{1,2}$, связанные с точками поворота $x_{1,2}$ в потенциале (3) выражением $u_{1,2} = 1 - x_{1,2}^2$, определяются соотношениями

$$\lambda_{NI}(S) = \frac{6}{S_2} \left(\frac{1 - u_1}{u_1} + \frac{L^2}{6S_2(1 - u_1)} \right),$$

$$\frac{u_1}{u_2} = u_1 + \frac{L^2 u_1^2}{6S_2(1 - u_1)} \leq 1. \quad (10)$$

Будем отсчитывать энергию носителя заряда от минимального значения энергии $V_I^{\min}(S_2)$ (4). Поэтому в формулах (10) величина

$$\lambda_{NL}(S_2) = E_{NI}(S_2) - V_I^{\min}(S_2). \quad (11)$$

Величина $(u_1/u_2)(u_1)$ (10) равна 1 при $u_1 = u_1^0 = [1 + (L^2/6S_2)]^{-1}$. Поэтому для выполнения неравенства $u_1/u_2 \leq 1$ необходимо, чтобы

$$0 \leq u_1 \leq u_1^0 = \left[1 + \left(\frac{L^2}{6S_2} \right) \right]^{-1}. \quad (12)$$

Если выполняется соотношение

$$1 - \frac{u_1}{u_2} = 1 - u_1 - \frac{L^2 u_1^2}{6S_2(1 - u_1)} \ll 1, \quad (13)$$

тогда, считая в подынтегральном выражении (9)

$$\sqrt{1 - (1 - u_1/u_2)z^2} \simeq 1,$$

правило квантования (9) запишем в виде

$$(1 - u_1/u_2)u_1^{-1/2} \left[\frac{1}{2} + \frac{(u_2^{-1} - 1)}{1 - u_1/u_2} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{1 - u_1/u_2}{u_2^{-1} - 1}} \right) \right]$$

$$= \sqrt{\frac{2N^2}{3S}}. \quad (14)$$

Рассмотрим случай, в котором

$$\frac{1 - u_1/u_2}{u_2^{-1} - 1} = \frac{6S_2(1 - u_1)^2}{L^2 u_1} - u_1 \ll 1. \quad (15)$$

Сначала будем считать, что

$$u_1 \leq u_1^0 \simeq 1 - \sqrt{L^2/6S_2} < 1. \quad (16)$$

При этом, как легко показать, решение уравнения (14) запишется так:

$$u_1 \simeq 1 \sqrt{\frac{L^2}{6S_2}} \left(1 + \sqrt{\frac{N}{L}} \right)^2. \quad (17)$$

Требование на одновременное выполнение соотношений (13), (15) и (16) приводит к условию

$$2\sqrt{\frac{N}{L}} \ll 1 \ll \sqrt{\frac{6S_2}{L^2}}. \quad (18)$$

Условие (18) выполняется для состояний носителей заряда с большими значениями орбитальных квантовых чисел L (таких, что $2\sqrt{N/L} \ll 1$). При этом носители заряда совершают движение в ПМ с большими радиусами S_2 (такими, что $\sqrt{6S_2/L^2} \gg 1$).

Спектр $\lambda_{NI}(S_2)$ (11) с учетом (17) в области параметров задачи (S_2, N, L) , определяемой условием (18), имеет вид

$$\lambda_{NI}(S_2) = \omega_I(S_2) \left(\frac{1}{2} + \frac{N}{L} \right),$$

$$\omega_I(S_2) = 4\sqrt{6} (L/S_2^{3/2}), \quad \frac{N}{L} \ll 1. \quad (19)$$

В спектр объемных локальных состояний $\lambda_{NI}(S_2)$ (19) основной вклад вносит 1-й член, который пропорционален $(L/S_2^{3/2})$. 2-й член в (19) выступает лишь в качестве малой поправки (порядка $N/S_2^{3/2}$). При этом спектр $\lambda_{NI}(S_2)$ (19) является спектром осцилляторного типа с частотой колебаний носителей заряда $\omega_I(S_2)$.

Будем, как и прежде, считать, что выполняются условия (13) и (15), но при этом

$$u_1 < u_1^0 \simeq \sqrt{\frac{6S_2}{L^2}} < u_2 \ll 1. \quad (20)$$

Решение уравнения (14) при таком условии принимает вид

$$u_1 = \sqrt{\frac{6S_2}{L^2}} \sqrt{1 - 4 \left(\frac{N}{L} \right)^{1/2} \left(\frac{L^2}{6S_2} \right)}. \quad (21)$$

При этом требование на одновременное выполнение условий (13), (15) и (20) сводится к неравенству

$$\left(\frac{16N}{L} \right)^{2/3} \ll \left(\frac{6S_2}{L^2} \right)^{1/2} \ll 1. \quad (22)$$

Спектр объемных локальных состояний $\lambda_{NI}(S_2)$ (11) с учетом (21) в области параметров задачи, определяемых условиями (22), имеет вид

$$\lambda_{NI}(S_2) = \frac{L^2}{S_2^2} \left[1 + \left(\frac{6S_2}{L^2} \right)^{1/2} \right]. \quad (23)$$

Следует отметить, что спектр $\lambda_{NI}(S_2)$ (23) в основном определяется зависимостью вида $\lambda_{NI}(S_2) \sim L^2/S_2^2$, которая является частным случаем зависимости от S_2 спектра $\lambda_{NI}(S_2)$ (8). Полюсный характерен для носителей заряда, совершающих финитное движение в сферической потенциальной яме с непроницаемыми стенками. При этом 2-й член вносит в спектр (23) лишь малую добавку.

Рассмотрим случай, в котором выполняются условия (13), (16), а также условие

$$\left(\frac{1 - u_1 u_2^{-1}}{u_2^{-1} - 1} \right)^{1/2} \gg 1. \quad (24)$$

В этом случае уравнение (14) имеет своим решением

$$u_1 = 1 - \sqrt{\frac{2N^2}{3S_2}} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{L^2}{4N^2}} \right). \quad (25)$$

Требование на одновременное выполнение неравенств (13), (16) и (24) сводится к условию

$$1 \ll 1 \frac{N}{L} \ll \sqrt{\frac{6S_2}{L^2}}, \quad (26)$$

которое выполняется для состояний с большими значениями квантовых чисел N ($2N/L \gg 1$) при больших размерах микрокристаллов S_2 ($\sqrt{6S_2/L^2} \gg 1$). В области параметров (S_2, N, L) , определяемой неравенствами (26), спектр $\lambda_{NI}(S_2)$ (11) с учетом (25) имеет осцилляторный вид

$$\lambda_{NI}(S_2) = \omega_l(S_2) \left(\frac{1}{2} + \frac{L}{N} \right),$$

$$\omega_l(S_2) = 4\sqrt{6} \left(N/S_2^{3/2} \right), \quad L/N \ll 1, \quad (27)$$

с частотой колебаний носителей заряда $\omega_l(S_2)$.

Следует подчеркнуть, что формулы (19), (23) и (27) являются частными выражениями более общих формул (10), которые описывают спектр низколежащих объемных локальных состояний носителей заряда осцилляторного типа.

Рассмотрим случай, в котором

$$\frac{u_1}{u_2} = u_1 + \frac{L^2 u_1^2}{6S_2(1-u_1)} \ll 1. \quad (28)$$

При этом, считая в подынтегральном выражении (9) $\sqrt{1 - (1 - u_1 u_2^{-1})z^2} \simeq \sqrt{1 - z^2}$, правило квантования (9) можно свести к выражению

$$u_1^{-1/2} (1 - u_1/u_2) \left[1 - \sqrt{\frac{u_2^{-1} - 1}{1 - u_1/u_2}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{1 - u_1/u_2}{u_2^{-1} - 1}} \right] = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{2N}{3S_2}}. \quad (29)$$

Пусть кроме неравенства (28) выполняется также и условие

$$\sqrt{\frac{1 - u_1/u_2}{u_2^{-1} - 1}} = u_1^{1/2} \sqrt{\frac{6S_2}{L^2} \left(\frac{1 - u_1}{u_1} \right)^2} - 1 \ll \frac{1}{2}. \quad (30)$$

Разложив уравнение (29) в ряд по параметру (30), с учетом 1-х двух членов разложения, для u_1 будем иметь

$$u_1 = \left(\frac{6S_2}{L^2} \right)^{2/3} \left(\frac{2}{3\pi^2} \frac{S_2}{N^2} \right)^{1/3} \ll 1. \quad (31)$$

При этом одновременное выполнение неравенств (28) и (30) сводится к условию

$$\frac{1}{\sqrt{3}} \left(\frac{6S}{L^2} \right)^{1/2} < \left(\frac{3\pi N}{L} \right)^{2/3} \ll \frac{1}{\sqrt{3}}, \quad (32)$$

которое выполняется для состояний с большими значениями орбитального квантового числа L , таких, что

$$\sqrt{6S_2/L^2} \ll 1 \quad \text{и} \quad (3\pi N/L)^{2/3} \ll 1.$$

В области параметров $(S_2, N$ и $L)$, определяемой условиями (31) и (32), носители заряда движутся в поле потенциала $U(u_1, S_2) \sim (L^2/6S_2)(1 + u_1)$. Поскольку этот потенциал $U(u_1, S_2) \sim u_1$ зависит линейно от переменной u_1 , спектр объемных локальных состояний $\lambda_{NI}(S)$ (11) с учетом (31) имеет вид

$$\lambda_{NI}(S) = \frac{L^2}{S^2} \left[1 + \left(\frac{3\pi N}{L} \right)^{2/3} \right], \quad \left(\frac{3\pi N}{L} \right)^{2/3} \ll 1 \quad (33)$$

и такую же зависимость от квантовых чисел N и L , т.е. $\lambda_{NI}(S) \sim (N/L)^{2/3}$, как и в случае движения носителей заряда в центральном поле вида $U(u_1) \sim u_1$ [26].

Если кроме неравенства (28) выполняется также неравенство

$$\sqrt{\frac{1 - u_1/u_2}{u_2^{-1} - 1}} = u_1^{1/2} \sqrt{\frac{6S}{L^2} \left(\frac{1 - u_1}{u_1} \right)} - 1 \gg 1, \quad (34)$$

то в уравнении (29) можно сделать замену

$$\operatorname{arctg} \sqrt{\frac{1 - u_1 u_2^{-1}}{u_2^{-1} - 1}} \approx \frac{\pi}{2}.$$

В этом случае

$$u_1 = \frac{4}{\pi^2} \left(\frac{6S}{L^2} \right) \left(1 + \frac{2N}{L} \right)^{-2} \ll 1. \quad (35)$$

Требование одновременного выполнения условий (28) и (34) сводится к неравенству

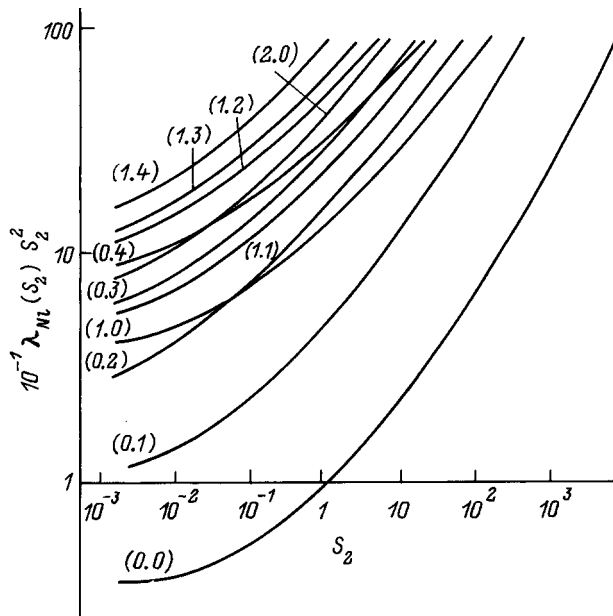
$$\pi^2 \left(\frac{1}{2} + \frac{N}{L} \right)^2 \gg 1 \gg \frac{4}{\pi^2} \left(\frac{6S}{L^2} \right) \left(1 + \frac{2N}{L} \right)^{-2}. \quad (36)$$

В области (36) спектр объемных локальных состояний $\lambda_{NI}(S)$ (11) с учетом (35) принимает вид

$$\lambda_{NI}(S_2) = \frac{\pi^2 N^2}{S^2} \left(1 + \frac{N}{L} \right) + \frac{L^2}{S_2^2}; \quad \frac{N}{L} \ll 1, \quad (37)$$

т.е. вид спектра частицы, совершающей финитное движение в сферической потенциальной яме бесконечной глубины (8).

Используя правило квантования (9), выше мы получили спектр объемных локальных состояний $\lambda_{NI}(S_2)$ (11) при выполнении условий на параметры N , l и S_2 (18),



Спектр объемных локальных состояний $\lambda_{NI}(S_2)$ в зависимости от радиуса S_2 малого полупроводникового микрокристалла. Цифры у кривых указывают состояния (n_r, l) .

(22), (26), (32) и (36). Очевидно, при $S_2 \ll S_c \simeq 1$ (как и в случае внешних и внутренних поверхностных состояний [8–11] спектры объемных локальных состояний $\lambda_{NI}(S_2)$ (23), (33), (37) представляют собой спектр частицы $\lambda_{NI}(S_2) \sim S_2^{-2}$, совершающей финитное движение в бесконечно глубокой сферической яме. В другом предельном случае, определяемом условиями (18), (26) при $S_2 \gg S_c \simeq 1$, спектры объемных локальных состояний (19) и (27) имеют осцилляторный характер $\lambda_{NI}(S_2) \sim S_2^{-3/2}$ [12,13].

Таким образом, для произвольных параметров задачи (S_2, N, l) спектр объемных локальных состояний $\lambda_{NI}(S_2)$ (11) носителей заряда в объеме малого полупроводникового микрокристалла радиуса S_2 , полученный методом ВКБ, принимает вид $\lambda_{NI}(S_2) \sim S_2^{-j(S_2)}$. При этом параметр $j(S_2)$ для малых $S_2 \ll 1$ составляет $j(S_2) = 2$, а для больших $S_2 \gg 1$ параметр $j(S_2) = 3/2$ принимает такое же значение, как и в случае низколежащих объемных локальных состояний [12,13].

Такую зависимость $\lambda_{NI}(S_2) \sim S_2^{-j(S_2)}$ также подтверждают результаты численных расчетов $\lambda_{NI}(S_2)$ (9)–(11), которые представлены на рисунке. Здесь приведены спектры $\lambda_{NI}(S_2)$ (11) объемных локальных состояний с квантовыми числами $n_r = 0, 1, 2, 3, 4$ и $l = 0, 1, 2, 3, 4$ в зависимости от размера микрокристалла S_2 в интервале его радиусов от $S_2 = 10^{-3}$ до $S_2 = 10^3$. Из приведенных результатов расчетов следует, что влияние границы микрокристалла на спектр носителей заряда, движение которого ограничено бесконечной сферической ямой радиуса S_2 , сводится к размерным квантовым эффектам, связанным с чисто пространственным ограничением области квантования только для микрокри-

сталлов с размерами $S_2 \leq 10^{-2}$. Для микрокристаллов с радиусами $S_2 \geq 10^{-1}$ спектр носителей заряда $\lambda_{NI}(S_2)$ (11) в основном определяется поляризационным взаимодействием заряда со сферической поверхностью раздела 2-х диэлектрических сред. При этом для больших микрокристаллов с $S_2 \geq 10^2$ спектр носителей заряда имеет осцилляторный характер $\lambda_{NI}(S_2) \sim S_2^{-3/2}$.

В экспериментальной работе [6] исследовались спектры межзонного поглощения диспергированных в прозрачной диэлектрической матрице ($\epsilon_1 \approx 1.5$) ПМ сульфида кадмия ($\epsilon_2 \approx 9.3$) размером a от 15 до 300 Å. В [6] было обнаружено, что структура спектров поглощения и люминесценции ПМ определяется размерным квантованием энергетического спектра электронов. В области размеров ПМ $a \leq 40$ Å в [6] наблюдалась зависимость спектра электрона $E(a)$ от радиуса ПМ a , которая отличалась от зависимости, определяемой формой [8], вызванной квантовым размерным эффектом. Полученная в условиях эксперимента [6] зависимость спектра электрона $E(a)$ качественно описывается зависимостью вида $E_{1/2,0} = f(a^{-1}, a^{-3/2})$, определяемой формулами (11), (4) и (27).

В работах [27–29] теоретически исследовалась зависимость спектра электрона в квантово-размерных ПМ сульфида кадмия от радиуса ПМ a . Проведенные в [27–29] расчеты энергетического спектра электронов, учитывающие вырождение валентной зоны в ПМ сульфида кадмия в условиях эксперимента [6], показывают слабое отличие (порядка 6%) от спектра электрона $E_{1/2,0}(a)$, описываемого формулами (11), (4) и (27).

Таким образом, неучет поправок к спектру электрона $E_{1/2,0}(a)$, определяемого формулами (11), (4) и (27), связанных с вырождением валентной зоны в малом ПМ, в настоящей работе является, по-видимому, оправданным.

Автор признателен В.М. Аграновичу и Н.А. Ефремову за обсуждение полученных результатов.

Список литературы

- [1] A. Ekimov, Al. Efros. Phys. St. Sol. (b), **150**, 627 (1988).
- [2] V. Gribkovskii, V. Zyul'kov, A. Kazachenko. Phys. St. Sol. (b), **150**, 641 (1988).
- [3] U. Woggon, F. Henneberger. Phys. St. Sol. (b), **150**, 641 (1988).
- [4] Н.Р. Кулиш, В.П. Кунец, М.П. Лисица. УФЖ, **35**, 200 (1990).
- [5] А.И. Екимов, А.А. Онущенко. Письма в ЖЭТФ, **34**, 363 (1981).
- [6] А.И. Екимов, А.А. Онущенко. Письма в ЖЭТФ, **40**, 337 (1984).
- [7] Ал.А. Эфрос, А.Л. Эфрос. ФТП, **16**, 1209 (1982).
- [8] Н.А. Ефремов, С.И. Покутний. ФТТ, **27**, 48 (1985).
- [9] Н.А. Ефремов, С.И. Покутний. ФТТ, **32**, 2921 (1990).
- [10] Н.А. Ефремов, С.И. Покутний. ФТТ, **33**, 2845 (1991).
- [11] S.I. Pokutnyi, N.A. Efremov. Phys. St. Sol. (b), **165**, 109 (1991).
- [12] S.I. Pokutnyi. Phys. St. Sol. (b), **172**, 573 (1992).

- [13] С.И. Покутний. ФТТ, **35**, 257 (1993).
- [14] Н.А. Ефремов, С.И. Покутний. ФТТ, **32**, 1637 (1990).
- [15] С.И. Покутний. ФТП, **25**, 628 (1991).
- [16] С.И. Покутний. ФТТ, **34**, 2386 (1992).
- [17] С.И. Покутний. ФТП, **30**, 1952 (1996).
- [18] S.I. Pokutnyi. Phys. Lett. A, **168**, 433 (1992).
- [19] S.I. Pokutnyi. Phys. St. Sol. (b), **173**, 607 (1992).
- [20] В.Я. Грабовскис, Я.Я. Дзенис, А.И. Екимов. ФТТ, **31**, 272 (1989).
- [21] D. Cherpic, A. Efros, A. Ekimov. J. Luminesc., **47**, 113 (1990).
- [22] T. Kutzynski, J. Thomas. Chem. Phys. Lett., **88**, 445 (1982).
- [23] D. Duoghong, J. Ransden. J. Amer. Chem. Soc., **104**, 2977 (1982).
- [24] А.И. Бязь, Я.Б. Зальдович, А.М. Переломов. *Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике* (М., Наука, 1971).
- [25] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Квантовая механика* (М., Наука, 1974).
- [26] З. Флюгге. *Задачи по квантовой механике* (М., Наука, 1973) т. 1.
- [27] Г.В. Григорян, А.В. Родина, Ал.Л. Эфрос. ФТТ, **32**, 3512 (1990).
- [28] T. Richard, P. Lefebvre, H. Mathieu. Phys. Rev. B, **53**, 7287 (1996).
- [29] Al.L. Efros, M. Rosen, M. Kuno. Phys. Rev. B, **54**, 4843 (1996).

Редактор Т.А. Полянская

Macroscopic bulk local states of carriers in quazi-zero-dimensional structures

S.I. Pokutnyi

Department of Mathematics,
State Marine University,
327025 Nikolaev, Ukraine

Abstract A theory of size-quantization of carriers in a small semiconductor sphere is developed under the conditions when the polarization interaction is dominant. The energy spectrum of carriers in the small semiconductor sphere and its dependences on the radius of the sphere, on the effective mass of carriers, and on the relative permittivity are studied. It is shown that there is a threshold radius of the sphere for the formation of local states of carriers.