Известия НАН Армении, Физика, т.38, №2, с.87-96 (2003)

УДК 621.315.592

ЭЛЕКТРОННЫЕ И ПРИМЕСНЫЕ СОСТОЯНИЯ В СФЕРИЧЕСКОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ С ПОКРЫТИЕМ

А.Х. МАНАСЕЛЯН, А.А. КИРАКОСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 7 августа 2002 г.)

В рамках метода эффективной массы исследованы электронные состояния в сферической квантовой точке, состоящей из полупроводниковой сферы с покрытием с учетом различия эффективной массы носителей заряда в сфере и в покрытии, как при отсутствии, так и при наличии водородоподобной примеси в центре квантовой точки. Рассмотрено влияние разности диэлектрических постоянных сферы, покрытия и окружающей среды на примесные состояния. Численные оценки проведены для системы $GaAs - Ga_{1-x}Al_xAs - AlAs$ (или вакуум) при различных значениях радиусов сферы, покрытия и концентрации сплава x.

1. Введение

Низкоразмерные электронные системы, в которых реализуется квантовый режим поведения носителей заряда (НЗ), весьма чувствительны к изменениям размеров, геометрической формы и состава [1]. Для понимания происходящих в низкоразмерных полупроводниковых гетероструктурах физических процессов и для конкретных расчетов характеристик таких систем необходимо адекватное описание электронных и донорных (акцепторных) состояний при наличии в системе примесных центров. Ввиду огромных возможностей прикладных применений низкоразмерных полупроводниковых систем, а также с точки зрения фундаментальной науки, исследования примесных состояний в них проводятся весьма интенсивно [2,3].

В настоящее время, благодаря значительным успехам в области техники роста кристаллов, стало возможным создание и исследование низкоразмерных многослойных полупроводниковых систем. Так, в [3-10] исследованы спектры поглощения и флуоресценции квантоворточечных квантовых ям, в [11-15] рассмотрены электронные и примесные состояния в многослойных квантовых проволоках (КП) и квантовых точках (КТ). В работах [5,8,11,16] определение волновых функций и примесных состояний проведено в рамках метода эффективной массы с помощью точного решения уравнения Шредингера.

Следует отметить, что в большинстве работ, посвященных расчету энергии связи в низкоразмерных гетероструктурах, пренебрегается различием диэлектрических постоянных (ДП) составляющих систему компонент или системы и окружающей среды. Отчасти это обусловлено тем, что, как правило, рассматриваются гетероструктуры из GaAs и $Ga_{1-x}Al_xAs$ при значениях $x \le 0.4$. Однако даже для данной пары разность между ДП увеличивается с ростом x, достигая при $x = 1$ значения, составляющего почти 24% ДП GaAs [17].

Влияние диэлектрической неоднородности на энергию связи НЗ в размерно квантованных пленках исследовано в [18-21], а в квантовых проволоках – в [15,22-24]. Полученные результаты свидетельствуют, что с уменьшением как размерности, так и характерных размеров системы пренебрежение диэлектрической неоднородностью системы приводит к значительным ошибкам.

В данной работе в рамках метода эффективной массы рассмотрены электронные и примесные донорные состояния в полупроводниковой сфере, покрытой сферическим слоем из другого полупроводника и помещенной в диэлектрическую среду (или вакуум), с учетом различия как эффективной массы НЗ в сфере и в покрытии, так и диэлектрических постоянных сферы, покрытия и окружающей среды. С помощью точного решения уравнения Шредингера найдены уровни энергии и волновые функции электрона в поле водородоподобной примеси, помещенной в центре квантовой точки.

2. Спектр энергии и состояния электрона в сфере с покрытием

Рассмотрим состояния электрона в сферически симметричной потенциальной яме

$$V(r) = \begin{cases} 0, & r < R_1, \\ V_0, & R_1 \le r \le R_2, \\ \infty, & r > R_2. \end{cases} \qquad (1)$$

Эффективная масса электрона принимает различные значения в сфере и в области покрытия:

$$m(r) = \begin{cases} m_1, & r < R_1, \\ m_2, & R_1 \le r \le R_2. \end{cases} \qquad (2)$$

Вследствие сферической симметрии КТ решения уравнения Шредингера можно представить в виде произведения сферической функции $Y_{lm}(\theta,\varphi)$ и радиальной функции $g_{nl}(r)$, которая удовлетворяет уравнению

$$\frac{d^2 g_{nl}}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{dg_{nl}}{dr} + \left\{\frac{2m(r)}{\hbar^2}\left[E - V(r)\right] - \frac{l(l+1)}{r^2}\right\} g_{nl} = 0. \qquad (3)$$

Удобно перейти к безразмерным величинам, используя эффективный боровский радиус $a_B = \hbar^2 \chi_1 / m_1 e^2$ и эффективную ридберговскую энергию $E_R = m_1 e^4 / 2\hbar^2 \chi_1^2$.

1. В области сферы $(0 \le r \le R_1)$ для радиальной функции получаем

$$\frac{d^2 g_1}{dx^2} + \frac{2}{x}\frac{dg_1}{dx} + \left[\alpha^2 - \frac{l(l+1)}{x^2}\right] g_1 = 0, \tag{4}$$

где

$$\alpha^2 = \frac{E}{E_R}. \tag{5}$$

Решение (4), удовлетворяющее условию конечности в центре сферы $r = 0$, имеет вид

$$g_1(x) = C_1 x^{-1/2} J_{l+1/2}(\alpha x), \tag{6}$$

где C_1 – постоянная нормировки, $J_{l+1/2}$ – функция Бесселя первого рода.

2. В области покрытия $(R_1 \le r \le R_2)$ для радиальной функции получим

$$\frac{d^2 g_2}{dx^2} + \frac{2}{x}\frac{dg_2}{dx} - \left[\beta^2 + \frac{l(l+1)}{x^2}\right] g_2 = 0, \tag{7}$$

где

$$\beta^2 = \frac{m_2}{m_1}\frac{V_0 - E}{E_R}. \tag{8}$$

На границе покрытия с окружающей средой $(r = R_2)$ потенциал бесконечен, поэтому решение (7) на границе должно обращаться в нуль. Удовлетворяющее этому условию решение уравнения (7) имеет вид

$$g_2(x) = C_2 x^{-1/2}\left[I_{l+1/2}(\beta x) - \frac{I_{l+1/2}(\beta x_2)}{K_{l+1/2}(\beta x_2)} K_{l+1/2}(\beta x)\right], \tag{9}$$

где C_2 – постоянная нормировки, а $I_{l+1/2}$ и $K_{l+1/2}$ – модифицированные сферические функции Бесселя, соответственно, первого и третьего рода, порядка $l + 1/2$.

Уровни энергии электрона определяются из условия непрерывности логарифмической производной волновой функции при $r = R_1$. Для состояний с $l = 0$ (s-состояния) оно имеет следующий вид:

$$\frac{m_1}{m_2}\frac{\beta}{\alpha}\frac{J_{1/2}(\alpha x_1)}{J_{3/2}(\alpha x_1)} = \frac{I_{1/2}(\beta x_2)K_{1/2}(\beta x_1) - K_{1/2}(\beta x_2)I_{1/2}(\beta x_1)}{I_{1/2}(\beta x_2)K_{3/2}(\beta x_1) + K_{1/2}(\beta x_2)I_{3/2}(\beta x_1)}. \tag{10}$$

В случае отсутствия покрытия $(R_1 = R_2)$ из (10) следует, что

$J_{1/2}(\alpha x_1) = 0$, откуда получаем спектр энергии электрона в сферической яме [25].

3. Потенциал примесного центра

Рассмотрим КТ, состоящую из полупроводниковой сферы радиуса R_1 с диэлектрической постоянной χ_1 и покрытия с радиусом R_2 и диэлектрической постоянной χ_2, в среде с диэлектрической постоянной χ_3.

Решая уравнение Пуассона в области сферы, покрытия и окружающей среды, и воспользовавшись граничными условиями на поверхности "сфера–покрытие" ($r = R_1$) и "покрытие – окружающая среда" ($r = R_2$), получим выражение для потенциальной энергии электрона в поле находящейся в центре КТ примеси в диэлектрически неоднородной системе:

$$U(r) = \begin{cases} -\dfrac{e^2}{\chi_1 r} + \dfrac{e^2}{\chi_1 R_1}\left(1 - \dfrac{\chi_1}{\chi_2}\right) + \dfrac{e^2}{\chi_2 R_2}\left(1 - \dfrac{\chi_2}{\chi_3}\right), & r < R_1, \\ -\dfrac{e^2}{\chi_2 r} + \dfrac{e^2}{\chi_2 R_2}\left(1 - \dfrac{\chi_2}{\chi_3}\right), & R_1 \le r \le R_2, \\ -\dfrac{e^2}{\chi_3 r}, & r > R_2. \end{cases} \qquad (11)$$

При $\chi_1 = \chi_2 = \chi$ из (11) следует выражение для потенциальной энергии электрона в поле кулоновского центра в диэлектрически однородной среде: $U(r) = -e^2/\chi_1 r$. Слагаемые, пропорциональные $(1 - \chi_1/\chi_2)$ и $(1 - \chi_2/\chi_3)$, учитывают различие ДП покрывающего слоя и окружающей среды. Следует заметить, что наибольшее изменение $U(r)$ претерпевает при $\chi_3 = 1$, т.е. когда КТ находится в вакууме.

4. Примесные состояния в КТ

Рассмотрим состояния электрона в потенциальной яме, представляющей собой наложение потенциальных энергий (1) и (11) (рис.1).

1. В области сферы ($r \le R_1$) для радиальной части волновой функции электрона с учетом (1) и (11) получаем:

$$\frac{d^2 f}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{df}{dr} + \left[\frac{2m_1}{\hbar^2}\left(E_1 + \frac{e^2}{\chi_1 r}\right) - \frac{l(l+1)}{r^2}\right] f = 0, \qquad (12)$$

где

$$E_1 = E + \frac{e^2}{\chi_1 R_1}\left(\frac{\chi_1}{\chi_2} - 1\right) + \frac{e^2}{\chi_2 R_2}\left(\frac{\chi_2}{\chi_3} - 1\right). \qquad (13)$$

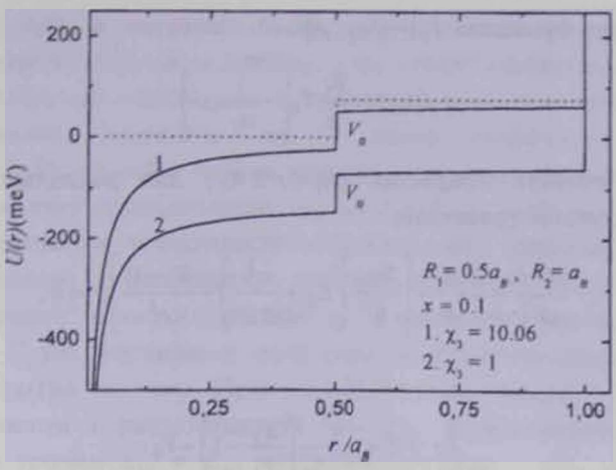

Рис.1 Зависимость потенциальной энергии электрона от расстояния в квантовой точке: 1 – квантовая точка находится в AlAs, 2 – квантовая точка находится в вакууме (пунктиром показана потенциальная энергия в отсутствие примесного центра).

В рассматриваемой системе возможны связанные состояния как с отрицательной, так и с положительной энергиями, поэтому рассмотрим два случая.

1а. Отрицательные энергии: $E_1 < 0$. Обозначим через $\alpha_1^2 = -E_1/E_R > 0$ и введем функцию $W(z) = zf(z)$ $(z = 2\alpha_1 r/a_B)$, для которой получаем уравнение

$$\frac{d^2W}{dz^2} + \left[-\frac{1}{4} + \frac{1}{\alpha_1 z} - \frac{l(l+1)}{z^2}\right]W = 0, \qquad (14)$$

решениями которого являются функции Уиттекера [26]. Удовлетворяющее условию конечности в точке $z = 0$ $(r = 0)$ решение имеет вид

$$f_1(z) = B_1 e^{-z/2} z^l F\left(1 + l - \frac{1}{\alpha_1}, 2l + 2; z\right), \qquad (15)$$

где $F(a, b; t)$ – вырожденная гипергеометрическая функция [26].

1б. Положительные энергии: $E_1 > 0$. Обозначим через $\alpha_1^2 = E_1/E_R > 0$ и введем функцию $W(\rho) = \rho f(\rho)$ $(\rho = \alpha_1 x = \alpha_1 r/a_B)$, для которой получаем уравнение

$$\frac{d^2W}{d\rho^2} + \left[1 + \frac{2}{\alpha_1 \rho} - \frac{l(l+1)}{\rho^2}\right]W = 0, \qquad (16)$$

два линейно независимых решения которого выражаются через волновые функции Кулона $F_l(-1/\alpha_1, \rho)$ и $G_l(-1/\alpha_1, \rho)$ [27]. Ввиду сингулярности $G_l(-1/\alpha_1, \rho)$ в точке $\rho = 0$ $(r = 0)$, конечное в сфере решение (12) вы-

ражается через функцию $F_l(-1/\alpha_1, \rho)$:

$$f_1(\rho) = \frac{B_1}{\rho} F_l\left(-\frac{1}{\alpha_1}, \rho\right). \tag{17}$$

2. В области покрытия $(R_1 \le r \le R_2)$ для радиальной волновой функции получаем уравнение

$$\frac{d^2 f}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{df}{dr} + \left[\frac{2m_2}{\hbar^2}\left(E_2 + \frac{e^2}{\chi_2 r}\right) - \frac{l(l+1)}{r^2}\right] f = 0, \tag{18}$$

где

$$E_2 = E + \frac{e^2}{\chi_2 R_2}\left(\frac{\chi_2}{\chi_3} - 1\right) - V_0. \tag{19}$$

2а. Отрицательные энергии: $E_2 < 0$. (18) можно привести к уравнению Уиттекера (14) с заменой α_1^{-1} на $\lambda_1 = (m_2\chi_1/m_1\chi_2)\beta_1$, где $\beta_1^2 = m_2|E_2|/m_1 E_R$. Решение (18), удовлетворяющее условию $f_2(r = R_2) = 0$, имеет вид:

$$f_2(x) = B_2 e^{-\beta x}(2\beta_1 x)^l \left[\left[F(l+1-\lambda_1, 2l+2; 2\beta_1 x) - \right.\right.$$
$$\left.\left. - \frac{F(l+1-\lambda_1, 2l+2; 2\beta_1 x_2)}{U(l+1-\lambda_1, 2l+2; 2\beta_1 x_2)} U(l+1-\lambda_1, 2l+2; 2\beta_1 x)\right]\right], \tag{20}$$

где $U(a, b; t)$ – второе решение уравнения для вырожденной гипергеометрической функции [26].

2б. Положительные энергии: $E_2 > 0$. В этом случае (18) приводится к уравнению для волновых функций Кулона с заменой α_1^{-1} на $\lambda_1 = m_1\chi_2\beta_1 / m_2\chi_1$, где $\beta_1^2 = m_2 E_2/m_1 E_R$. Удовлетворяющее условию $f_2(r = R_2) = 0$ решение (18) имеет вид:

$$f_2(x) = \frac{c_2}{x}\left[F_l\left(-\frac{1}{\lambda}, \beta_1 x\right) - \frac{F_l\left(-\frac{1}{\lambda}, \beta_1 x_2\right)}{G_l\left(-\frac{1}{\lambda}, \beta_1 x_2\right)} G_l\left(-\frac{1}{\lambda}, \beta_1 x\right)\right], \tag{21}$$

где $G_l(-1/\lambda, \beta_1 x)$ – иррегулярная волновая функция Кулона [27]. Уровни энергии примесных состояний определяются из условия непрерывности логарифмической производной на границе сферы и покрытия: $r = R_1$.

5. Обсуждение результатов

Численные расчеты проведены для КТ, состоящей из сферы GaAs, покрытого слоем из $Ga_{1-x}Al_xAs$, находящейся в диэлектрической

среде AlAs или в вакууме. Были использованы следующие значения параметров [17]: $m_1 = 0.067m_0$, $m_2 = (0.067 + 0.083x)m_0$, $\chi_1 = 13.18$, $\chi_2 = 13.18 - 3.12x$, $\chi_3 = 10.06$ или 1, при изменении концентрации сплава в пределах $0 \le x \le 0.4$, m_0 – масса свободного электрона, $V_0 = 1.247xQ_e$ (эВ), $Q_e = 0.6$ – доля разрыва потенциальной энергии, приходящаяся на зону проводимости, $E_R = 5.2$ мэВ, $a_B = 104$ Å.

Исследование зависимости энергетических уровней E_{n0} от концентрации сплава x показывает, что для значений $x \ge x_1 = 0.0571$ уровень E_{10} "входит" в яму и с ростом x "поднимается" из-за роста высоты барьера. С увеличением x этот рост замедляется ввиду того, что в области покрытия $m_2 > m_1$. При $x \ge 0.2830$ в яму "входит" уровень E_{20}, который с ростом x растет быстрее, чем E_{10}. В рассматриваемой области $0 \le x \le 0.4$ уровни E_{30} и E_{40} находятся вне ямы.

Согласно [15], в случае КП с покрытием при той же толщине проволоки и покрывающего слоя ($R_1 = 0.75a_B$, $R_2 = 1.5a_B$) первый уровень "входит" в яму при меньшем, чем x_1, значении. Этот факт указывает на усиление роли размерного квантования в случае шара, поскольку первый уровень в сферической яме появляется при большей, чем в проволоке, глубине ямы.

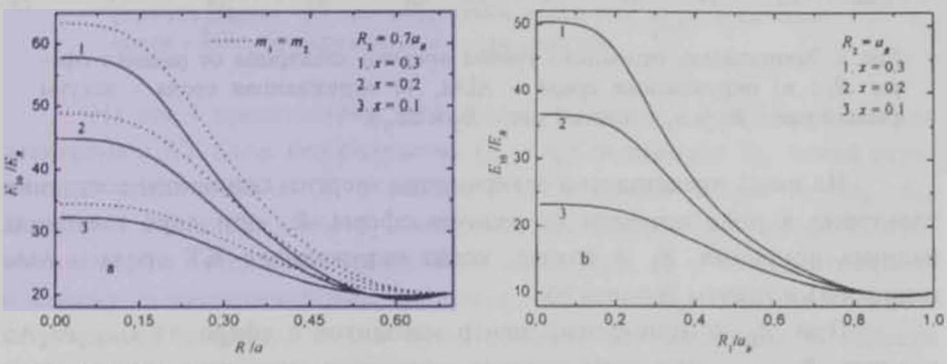

Рис.2. Зависимость энергии основного состояния электрона от радиуса сферы R_1 при различных значениях радиуса покрытия: а) $R_2 = 0.7a_B$, б) $R_2 = a_B$. Пунктирная кривая соответствует модельному расчету при $m_1 = m_2$.

На рис.2 представлена зависимость энергии основного состояния электрона от радиуса шара R_1 в КТ при отсутствии примесного центра для различных фиксированных значений радиуса покрывающего слоя и концентрации x Al.

При $R_1 = 0$ уровень E_{10} совпадает с энергией основного состояния в сфере из $Ga_{1-x}Al_xAs$ с радиусом $R_2 = 0.7a_B$. С увеличением радиуса сферы уровень энергии опускается все ниже и при $R_1 = R_2$ совпадает с основным уровнем в сфере из GaAs с непроницаемыми стенками $E_1 \approx 20.14E_R \approx 104.74$ мэВ. При стремлении R_1 к R_2 уровни энергии про-

ходят через минимум, что является результатом конкуренции двух факторов: увеличения ширины квантовой ямы из GaAs, приводящего к понижению уровней, и увеличения массы в области покрытия (барьера), приводящего к их повышению. Модельный расчет в предположении $m_1 = m_2$ обнаруживает отсутствие немонотонных участков на кривых $E_{n0}(R_1)$.

С увеличением радиуса покрытия R_2 уровни энергии понижаются, т.к. вследствие туннелирования в область барьера увеличивается область локализации электрона. При $R_2 = 1.3a_B$ значение $E_{10}(R_2)$ практически совпадает с асимптотическим значением $E_{10}(R_2 \to \infty)$.

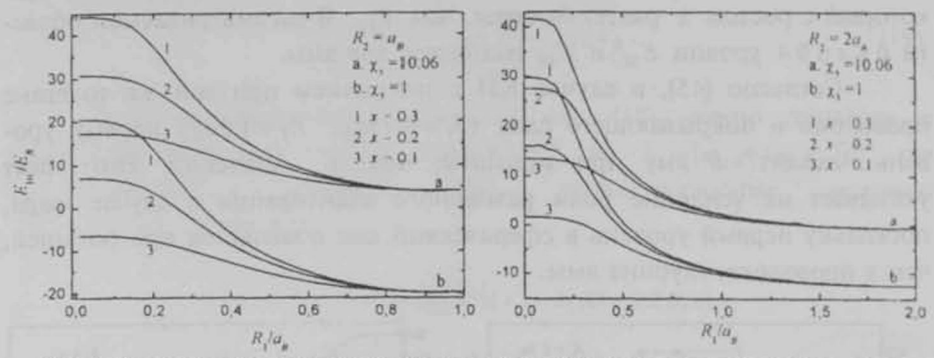

Рис.3. Зависимость основного уровня энергии электрона от радиуса сферы R_1 : a) окружающая среда – AlAs, b) окружающая среда – вакуум (левый рис.: $R_2 = a_B$, правый рис.: $R_2 = 2a_B$).

На рис.3 представлена зависимость энергии основного состояния электрона в поле примеси от радиуса сферы R_1 при двух значениях радиуса покрытия R_2 в случае, когда окружающая КТ среда – AlAs (кривая a) и вакуум (кривая b).

При $R_1 = 0$ примесный центр находится в сфере из $Ga_{1-x}Al_xAs$ радиуса $R_2 = a_B$, при этом энергия основного состояния уменьшается приблизительно в 2,25 раза при замене окружения AlAs на вакуум. Этот факт четко указывает на усиление кулоновского взаимодействия электрона с примесным центром, что осуществляется в основном через вакуум. При значении $R_2 = 2a_B$ (рис.3, правый) энергия основного состояния (при $R_1 = 0$) уменьшается почти 1.4 раза при замене AlAs на вакуум. Это указывает на ослабление роли кулоновского взаимодействия с увеличением радиуса покрытия R_2. С уменьшением концентрации x уменьшаются и высота барьера V_0, и диэлектрическая неоднородность КТ, что приводит к опусканию основного примесного уровня с увеличением радиуса сферы R_1. Такое поведение энергии основного состояния приводит к зависимости энергии связи примесного центра E_b от R_1, подтверждающей ослабление взаимодействия электрона с примесным центром при замене AlAs на вакуум.

Интересно сравнить роль диэлектрической неоднородности в случае КП [15] и КТ. Согласно оценкам, при равных значениях радиусов проволоки и сферы $R_1 = 0.5a_B$ (радиус покрытия $R_2 = a_B$), отношение энергий связи в проволоке и в сфере $E_b^{wire}/E_b^{sphere} = 0.532$ для $x = 0.3$ и $\chi_3 = 10.06$ (AlAs), и $E_b^{wire}/E_b^{sphere} = 0.495$ для $x = 0.3$ и $\chi_3 = 1$ (вакуум), что свидетельствует об усилении влияния различия ДП с уменьшением размерности наноструктуры.

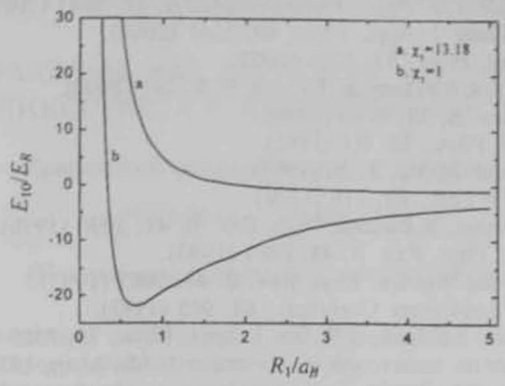

Рис.4. Зависимость энергии основного уровня электрона от радиуса сферы R_1 при отсутствии покрытия: a) окружающая среда – AlAs, b) окружающая среда – вакуум.

На рис.4 представлена зависимость энергии основного состояния электрона в КТ GaAs без покрытия $(R_2 = R_1)$ от радиуса R_1, когда окружающая среда – GaAs (a) и вакуум (b). На кривой a при $R_1 < a_B$ E_{10} возрастает с уменьшением R_1 ввиду наличия бесконечно высокого ограничивающего потенциала на границе шара. При $R_1 \to \infty$ E_{10} стремится к своему асимптотическому значению $E_{10}(\infty) = -E_R$. Кривая b, соответствующая вакууму, имеет ярко выраженный минимум в области $R_{1\min} = 0.75a_B$ и затем стремительно возрастает с уменьшением R_1, что обусловлено усилением роли размерного квантования. При увеличении R_1 $E_{10}(R_1)$ монотонно возрастает, стремясь к значению $E_{10}(\infty) = -E_R$ при $R_1 \to \infty$ (сфера из GaAs в вакууме).

Работа выполнена при поддержке грантов INTAS 99-00928, INTAS 2001-175 и ANSEF PS 24-01.

ЛИТЕРАТУРА

1. **P.Harrison**. Quantum wells, wires, and dots. Theoretical and computational physics. John Wiley & Sons ltd, New York, 1999.
2. **G.Bastard**. Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures. Les e'ditions de Physique. Les Ulis, Cedex, France, 1988.
3. **D.K.Ferry** and **S.M.Goodnick**. Transport in Nanostructures. Cambridge, U.K., Cambridge University Press, 1997.
4. **G.Weber, P.A.Schulz**, and **L.E.Oliveira**. Phys. Rev. B, **38**, 2179 (1988).

5. N.Porras-Montenegro, S.T.Peres-Merchancano, A.Latge. J. Appl. Phys., **74**, 7624 (1993).
6. D.Schooss, A.Mews, A.Eychmuler, and H.Weller. Phys. Rev. B, **49**, 17072 (1994).
7. A.Eychmuler, A.Mews, H.Weller. Chem. Phys. Lett., **208**, 59 (1993).
8. A.Mews, A.Eychmuler, M.Giersig, D.Schooss, and H.Weller. J. Phys. Chem., **98**, 934 (1994).
9. A.Mews, A.V.Kadavaich, U.Banin, and A.P.Aliviastos. Phys. Rev. B, **53**, R13242 (1996).
10. Н.В.Ткач, И.В.Пронишин, А.М.Маханец. ФТТ, **40**, 557 (1998).
11. C.Y.Hsieh. Chin. J. Phys. (Taipei), **38**, 478 (2000).
12. C.Y.Hsieh, D.S.Chuu. J. Phys.: Condens. Matter, **12**, 8641 (2000).
13. C.Y.Hsieh, D.S.Chuu. J. Appl. Phys., **89**, 2241 (2001).
14. C.Y.Hsieh. J. Appl. Phys., **91**, 2326 (2002).
15. M.M.Aghasyan, A.A.Kirakosyan. Physica E, **8**, 281 (2000).
16. J.L.Zhu. Phys. Rev. B, **39**, 8780 (1989).
17. S.Adachi. J. Appl. Phys., **58**, R1 (1985).
18. N.S.Rytova. Vestnik MGU, **3**, 30 (1967).
19. L.V.Keldysh. JETP Lett., **29**, 716 (1979).
20. S.Fraizzoli, F.Bassani, R.Buczko. Phys. Rev. B, **41**, 5096 (1990).
21. J.Cen, K.K.Bajaj. Phys. Rev. B, **48**, 8061 (1993).
22. Zhen-Yan Deng, Shi-Wei Gu. Phys. Rev. B, **48**, 8083 (1993).
23. D.B.Tran Thoai. Solid State Commun., **81**, 945 (1992).
24. Z.Y.Deng, T.R.Lai, J.K.Guo, S.W.Gu. J. Appl. Phys., **75**, 7389 (1994).
25. З.Флюгге. Задачи по квантовой механике, т.1. М., Мир, 1974.
26. Г.Бейтман, А.Эрдейи. Высшие трансцендентные функции. М., Наука, 1974.
27. А.Р.Кертис. Волновые функции Кулона. М., ВЦ АН СССР, 1969.

ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԵՎ ԽԱՌՆՈՒՐԴԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԸ ԾԱԾԿՈՒՅԹՈՎ ԳՆԴԱՅԻՆ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԿԵՏՈՒՄ

Ա.Խ. ՄԱՆԱՍԵԼՅԱՆ, Ա.Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ

Արդյունարար զանգվածի մեթոդի շրջանակներում հետազոտված են էլեկտրոնային վիճակները ծածկույթով կիսահաղորդչային գնդից կազմված գնդային քվանտային կետում, գնդում և ծածկույթում լիցքակրի արդյունարար զանգվածի տարբերության հաշվառմամբ, ինչպես ջրածնանման խառնուրդի բացակայության, այնպես էլ քվանտային կետի կենտրոնում նրա առկայության դեպքում: Դիտարկված է գնդի, ծածկույթի և շրջապատող միջավայրի դիէլեկտրական հաստատունների տարբերության ազդեցությունը խառնուրդային վիճակների վրա: Թվային գնահատումները կատարված են GaAs - $Ga_{1-x}Al_xAs$ - AlAs (կամ վակուում) համակարգի համար՝ գնդի, ծածկույթի շառավիղների և x համածուլվածքային կոնցենտրացիայի տարբեր արժեքների դեպքում:

ELECTRONIC AND IMPURITY STATES IN A SPHERICAL QUANTUM DOT WITH COATING

A.KH. MANASELYAN, A.A. KIRAKOSYAN

Within the framework of the effective mass method the electronic states in a spherical quantum dot consisting of a semiconductor sphere with coating are investigated, taking into account the difference of effective mass of charge carriers in the sphere and coating both in the absence and presence of a hydrogen-like impurity at the center of the quantum dot. The effect of dielectric constant mismatch between the sphere, coating and surrounding medium on impurity states is considered. The numerical estimations are carried out for the system GaAs– $Ga_{1-x}Al_xAs$ – AlAs (or vacuum) for different values of radii of the sphere, coating and alloy concentration x.