Размерный эффект Штарка и электропоглощение в полупроводниковом сферическом слое

© В.А. Арутюнян, К.С. Арамян*, Г.Ш. Петросян*

Гюмрийский образовательный комплекс государственного инженерного университета Армении, 377503 Гюмри, Армения
* Арцахский государственный университет, Армения

(Получена 16 июля 2003 г. Принята к печати 26 августа 2003 г.)

Рассмотрено влияние однородного внешнего электрического поля на состояния носителей заряда в квантованном сферическом слое. Получена зависимость величины энергетического сдвига от напряженности внешнего поля и геометрических размеров образца. Рассчитан коэффициент электрооптического поглощения для межзонных дипольных переходов.

1. Введение

В настоящее время интенсивно исследуются оптические и электрооптические свойства различных квазинульмерных структур со сферической симметрией — как квантовых точек (см., например, обзор [1]), так и многослойных сферических наногетероструктур [2–6]. Эти исследования стимулированы тем, что подобные гетерофазные системы являются очень перспективными материалами для создания новейших элементов современной оптоэлектроники. Ясно, что в ряду исследований подобных структур необходимым звеном является исследование физических свойств „отдельно взятого“ нанокристаллического сферического слоя. Как с чисто физической, так и с прикладной точек зрения подобный нанокристалл интересен прежде всего тем, что „синтезирует“ в себе как свойства квантованных пленок (КП), так и сферических квантовых точек (КТ), и в силу „комбинирования“ их уникальных свойств может иметь применение как в „чистом“ виде, так и в качестве составной компоненты при создании многослойных сферических наногетероструктур с требуемыми характеристиками. В этой связи определенный интерес представляет, в частности, исследование влияния внешнего электрического поля на состояния носителей заряда в таком слое. Штарковскому расщеплению уровней и электрооптическим явлениям в КП посвящено множество как экспериментальных, так и теоретических работ (см., например, обзор [7]). В ряде работ рассмотрен также квантово-размерный эффект Штарка в квантовых точках сферической формы [8–10]. Так, в работах [8,9] экспериментально выявлена зависимость величины штарковского сдвига энергетических уровней от геометрических размеров образца, обусловленная квантованием движения электронов и дырок, а в работе [10] развита теория эффекта Штарка в КТ при условиях, когда, помимо отдельного квантования движения каждого из носителей, возможно также и связывание электронно-дырочной пары в объемный экситон, и предложен новый электрооптический метод для определения „критических“ размеров сферы, выше которых становится возможным образование в ней трехмерного экситона.

Цель данной работы — теоретическое рассмотрение перестройки энергетического спектра носителей заряда в квантованном сферическом слое под действием однородного электрического поля и соответствующего влияния внешнего поля на форму полосы межзонного оптического поглощения.

2. Электронные состояния в слое

Рассмотрение проведем для случая, когда слой достаточно „тонкий“ и имеет место так называемый „режим сильного квантования“, т. е. когда толщина слоя L много меньше боровского радиуса трехмерного экситона a_{ex} в слое. С другой стороны, — в смысле технической реализуемости — наиболее реалистичным представляется слой „большого“ радиуса, когда толщина собственного слоя L существенно меньше также радиусов „ядра“ (R_1) и внешней среды (R_2):

$$L^2 \ll R_{1,2}^2, \qquad R_{1,2} \approx a_{\text{ex}}. \tag{1}$$

В этом случае для слоя физически достаточно адекватной будет являться модель „потенциальной ямы, свернутой в сферу“ (см., например, [11]):

$$U(r) = \begin{cases} 0, & \text{при} \quad R_1 \le r \le R_2, \\ \infty, & \text{при} \quad r \ge R_2, \quad r \le R_1. \end{cases} \tag{2}$$

Подобный модельный подход будет оправданным, если материал слоя по сравнению с материалом ядра и среды является узкозонным, а разрыв зон на интерфейсе (при перекрывающихся запрещенных зонах контактирующих материалов) будет значительно больше энергии размерного квантования носителей заряда в слое. Типичной в этом смысле является, например, композиция CdS/HgS/CdS (см. *Приложение*). В рамках этой модели для энергии и огибающих волновых функций невозмущенных одноэлектронных состояний в слое в приближении изотропной эффективной массы (μ) получаем

$$E^{(0)}_{n,l} = \frac{\pi^2\hbar^2 n^2}{2\mu L^2} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R_0^2}$$
$$\equiv E^{(0)}_{1,0}\, n^2 + U_l(R_0) \equiv E_{\mathrm{conf}} + E_{\mathrm{rot}}, \qquad (3)$$

$$\psi^{(0)}_{n,l,m}(r,\vartheta,\varphi) = \Phi^{(0)}_n(r)\, \mathrm{Y}_{l,m}(\vartheta,\varphi)$$
$$\equiv \sqrt{\frac{2}{L}}\,\frac{1}{r}\,\mathrm{Y}_{l,m}(\vartheta,\varphi)\sin\frac{\pi n}{L}\,(r-R_1), \qquad (4)$$

где n, l, m — соответственно радиальное, орбитальное и азимутальное квантовые числа, $\mathrm{Y}_{l,m}(\vartheta,\varphi)$ — нормированные шаровые функции, r, ϑ, φ — переменные сферической системы координат, а эффективный „ротационный“ радиус R_0 определяется из условия

$$U_l(R_0) = \frac{1}{2}\big[U_l(R_1) + U_l(R_2)\big]. \qquad (5)$$

Предположим, что внешнее однородное поле напряженностью $\mathbf{F}$ направлено вдоль оси Z: $\mathbf{F} = \mathbf{F}(0,0,F)$. В общем случае, когда диэлектрические проницаемости „ядра“ (ε_1), слоя (ε_2) и внешней среды (ε_3) различны, для электростатического потенциала $\varphi(\mathbf{r})$ в пределах слоя получаем [12]

$$\varphi(\mathbf{r}) = \Big(Br + \frac{C}{r^2}\Big)F\cos\vartheta, \qquad (6)$$

$$B = \frac{C}{R_1^3}\,\frac{\varepsilon_3 + 2\varepsilon_2}{\varepsilon_2 - \varepsilon_1},$$

$$C = \frac{3\varepsilon_1(\varepsilon_2-\varepsilon_1)R_1^3R_2^3}{(\varepsilon_2+2\varepsilon_1)(\varepsilon_3+2\varepsilon_2)R_2^3 + 2(\varepsilon_1-\varepsilon_2)(\varepsilon_2-\varepsilon_3)R_1^3}.$$

Из общих соображений ясно, что в данном случае внешнее поле можно будет рассматривать как возмущение, если энергия, сообщаемая частице полем $\Delta E(F)$, будет много меньше ее энергии размерного квантования $E^{(0)}_{n,l}$:

$$\Delta E(F) \ll E^{(0)}_{n,l}. \qquad (7)$$

Соответствующий оператор возмущения имеет вид

$$\hat{V} = qF\Big(Br + \frac{C}{r^2}\Big)\cos\vartheta, \qquad (8)$$

где q — заряд частицы.

Отсюда нетрудно видеть, что линейный эффект Штарка в системе отсутствует.

Для поправки 2-го порядка $\Delta E^{(2)}_{n,l}$ к энергии произвольного состояния $|n,l,m\rangle$ в общем виде получаем

$$\Delta E^{(2)}_{n,l} = |V_{l,l-1}|^2 \sum_{n\neq n'} \frac{|V_{n,n'}|^2}{E^{(0)}_{n,l} - E^{(0)}_{n',l-1}}$$
$$+ |V_{l,l+1}|^2 \sum_{n\neq n'} \frac{|V_{n,n'}|^2}{E^{(0)}_{n,l} - E^{(0)}_{n',l+1}}$$
$$+ |V_{n,n}|^2 \left(\frac{|V_{l,l-1}|^2}{E^{(0)}_{n,l} - E^{(0)}_{n,l-1}} + \frac{|V_{l,l+1}|^2}{E^{(0)}_{n,l} - E^{(0)}_{n,l+1}}\right), \qquad (9)$$

где $V_{n,n'}$ — матричный элемент оператора (8), построенный на радиальных волновых функциях $\Phi^{(0)}_n(r)$ из (4):

$$V_{n,n'} = q\,\frac{FL}{\pi^2}\,\frac{8nn'}{(n^2-n'^2)^2}\left[-B + C\,\frac{R_1^3+R_2^3}{R_1^3R_2^3}\right]$$
$$\equiv V(R_1,R_2)\,\frac{nn'}{(n^2-n'^2)^2}\,qFL \quad \text{при} \quad n\neq n',$$
$$V_{n,n} = \frac{qFC}{R_1^3}\left\{1 + \varepsilon + \Big(\frac{\varepsilon}{2}-1\Big)\frac{L}{R_1} + \frac{L^2}{R_1^2}\right\}$$
$$\equiv qFd \quad \text{при} \quad n = n', \qquad (10)$$

где

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon_3 + 2\varepsilon_2}{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}.$$

Для $V_{l,l\pm1}$ соответственно имеем

$$V_{l,l\pm1} = \begin{cases} i\sqrt{\frac{(l+m)(l-m)}{(2l+1)(2l-1)}} \\ \quad \text{при} \quad l\to l-1 \quad (l=1,2,\ldots), \\ -i\sqrt{\frac{(l+m+1)(l-m+1)}{(2l+3)(2l+1)}} \\ \quad \text{при} \quad l\to l+1 \quad (l=0,1,2,\ldots). \end{cases} \qquad (11)$$

Подставляя (10) и (11) в (9) и проведя суммирование по n' [13], для поправки $\Delta E^{(2)}_{n,l}$ получаем

$$\Delta E^{(2)}_{n,l} = \frac{(qFL)^2}{48n^2E^{(0)}_{n,0}}\,|V(R_1,R_2)|^2(f_{n,l} + g_{n,l}) + \frac{(qFd)^2}{2U_l(R_0)}\,t_l$$
$$\equiv \Delta E^{(2)}_{n,l}(FL) + \Delta E^{(2)}_l(Fd), \qquad (12)$$

где $f_{n,l}$, $g_{n,l}$, t_l имеют следующий вид:

$$f_{n,l} = \Big(1 - \frac{15}{\pi^2n^2}\Big)\Big(|V_{l,l-1}|^2 + |V_{l,l+1}|^2\Big), \qquad (13)$$

$$g_{n,l} = \Big(\frac{1}{5} + \frac{1}{2\pi^2n^2} - \frac{21}{\pi^4n^4}\Big)\Big(\frac{L}{R_0}\Big)^2$$
$$\times\Big[(l+1)\,|V_{l,l+1}|^2 - l|V_{l,l-1}|^2\Big], \qquad (14)$$
$$t_l = (l+1)|V_{l,l-1}|^2 - l|V_{l,l+1}|^2.$$

Для возмущенной части волновой функции $\psi^{(1)}_{n,l,m}(r,\vartheta,\varphi)$ в общем виде соответственно получаем

$$\psi^{(1)}_{n,l,m}(r,\vartheta,\varphi)\simeq \mathrm{Y}_{l,m}(\vartheta,\varphi)\cos\vartheta$$
$$\times\frac{1}{E^{(0)}_{1,0}}\sum_{n\neq n'}\frac{V_{n,n'}\Phi^{(0)}_{n'}(r)}{n^2-n'^2}+\frac{V_{n,n}\Phi^{(0)}_{n}(r)}{2U_l(R_0)}$$
$$\times\left[(l+1)V_{l,l-1}\,\mathrm{Y}_{l-1,m}(\vartheta,\varphi)-lV_{l,l+1}\,\mathrm{Y}_{l+1,m}(\vartheta,\varphi)\right]. \quad (15)$$

3. Межзонные переходы в присутствии однородного электрического поля

Для определенности положим, что падающая волна с частотой ω поляризована линейно и вектор поляризации $\mathbf{e}$ ориентирован по оси Z: $\mathbf{e}=e(0,0,1)$. Тогда для возмущения $\hat{A}$, связанного со световой волной, в дипольном приближении будем иметь

$$\hat{A}=-i\hbar\frac{|e|A_0}{m_0c}\left(\cos\vartheta\frac{\partial}{\partial r}-\frac{\sin\vartheta}{r}\frac{\partial}{\partial\vartheta}\right), \quad (16)$$

где A_0 — амплитуда световой волны, m_0 — масса свободного электрона, e — его заряд, c — скорость света в вакууме. Для матричного элемента межзонных переходов $v\to c$ в общем виде можем записать

$$M_{c,v}=A_{c,v}\int\left[\psi^{(0)}_c(\mathbf{r})+\psi^{(1)}_c(\mathbf{r})\right]^*\left[\psi^{(0)}_v(\mathbf{r})+\psi^{(1)}_v(\mathbf{r})\right]d\mathbf{r}, \quad (17)$$

где $A_{c,v}$ — матричный элемент оператора (16), построенный на блоховских амплитудах валентной зоны (v) и зоны проводимости (c). Подставляя (4), (15) в (17) и сохраняя члены 1-го порядка малости, для $M_{c,v}$ получаем

$$M_{c,v}\simeq A_{c,v}\,\delta_{|m_c|,|m_v|}\left(M^{(0)}+M^{(1)}_1+M^{(1)}_2\right), \quad (18)$$

где

$$M^{(0)}=\delta_{n_c,n_v}\,\delta_{l_c,l_v}, \quad (19)$$

$$M^{(1)}_1=\frac{qFd}{2\hbar^2}(\mu_c+\mu_v)R_0^2\frac{V_{l_c,l_v\pm1}}{l_v+\frac12\pm\frac12}\,\delta_{n_c,n_v}\,\delta_{l_c,l_v\pm1}, \quad (20)$$

$$M^{(1)}_2=\left(l+\frac12\pm\frac12\right)V_{l_c,l_v\pm1}V(R_1,R_2)(qFL)$$
$$\times\left[\frac{S_{n_c}}{E^{(0)}_{n_c,0}}+\frac{S_{n_v}}{E^{(0)}_{n_v,0}}\right]\delta_{l_c,l_v\pm1}, \quad (21)$$

$$S_{n_{c,v}}=\psi'(-z_{c,v})-\psi'(z_{c,v})+\frac{z_{c,v}}{2}\left[\psi''(-z_{c,v})+\psi''(z_{c,v})\right],$$

$z_{c,v}=n_{c,v}-\frac12$; $\psi'(z)$ и $\psi''(z)$ — соответственно первая и вторая производные от логарифмической производной Г-функции Эйлера $\psi(z)=\Gamma'(z)/\Gamma(z)$; $\delta_{i,k}$ — символ Кронекера. Верхний знак в (20), (21) соответствует переходам $l\to l+1$, а нижний — переходам $l\to l-1$.

Выясним, какую полосу межзонного поглощения формируют матричные элементы (18)–(21). Ввиду различия правил отбора (кроме общего для всех переходов правила $\Delta m=0$) в переходах (19)–(21) при расчете коэффициента поглощения матричные элементы $M^{(0)}$, $M^{(1)}_1$, $M^{(1)}_2$ не „интерферируют“ и полоса межзонного поглощения представляет собой совокупность серий со следующими пороговыми частотами:

1) переходы $n_c=n_v$, $l_c=l_v$:

$$\hbar\omega=E^L_g+\frac{\pi^2\hbar^2n^2}{2\mu_{c,v}L^2}+\frac{\hbar^2l(l+1)}{2\mu_{c,v}R_0^2}+\frac{(\mu_c+\mu_v)R_0^2}{\hbar^2l(l+1)}$$
$$\times\left[(l+1)|V_{l,l-1}|^2-l|V_{l,l+1}|^2\right](qFd)^2, \quad (22)$$

2) переходы $n_c=n_v$, $l_c=l_v\pm1$;

2a) $n_c=n_v$, $l_c=l_v-1$:

$$\hbar\omega=E^L_g+\frac{\pi^2\hbar^2n^2}{2\mu_{c,v}L^2}+\frac{\hbar^2l}{2R_0^2}\left(\frac{l+1}{\mu_c}+\frac{l-1}{\mu_v}\right)$$
$$+\left[\mu_v\left(\frac{|V_{l,l-1}|^2}{l}-\frac{|V_{l,l+1}|^2}{l+1}\right)\right.$$
$$\left.+\mu_c\left(\frac{|V_{l-1,l-2}|^2}{l-1}-\frac{|V_{l,l-1}|^2}{l}\right)\right]\frac{(qFd)^2R_0^2}{2\hbar^2}, \quad (23)$$

2b) $n_c=n_v$, $l_c=l_v+1$:

$$\hbar\omega=E^L_g+\frac{\pi^2\hbar^2n^2}{2\mu_{c,v}L^2}+\frac{\hbar^2l(l+1)}{2R_0^2}\left(\frac{l+2}{\mu_c}+\frac{l}{\mu_v}\right)$$
$$+\left[\mu_v\left(\frac{|V_{l,l-1}|^2}{l}-\frac{|V_{l,l+1}|^2}{l+1}\right)\right.$$
$$\left.+\mu_c\left(\frac{|V_{l,l+1}|^2}{l+1}-\frac{|V_{l+1,l+2}|^2}{l}\right)\right]\frac{(qFd)^2R_0^2}{2\hbar^2}, \quad (24)$$

3) переходы $n_c\neq n_v$, $l_c=l_v\pm1$;

3a) $n_c\neq n_v$, $l_c=l_v-1$:

$$\hbar\omega=E^L_g+\frac{\pi^2\hbar^2}{2L^2}\left(\frac{n_c^2}{\mu_c}+\frac{n_v^2}{\mu_v}\right)+\frac{\hbar^2l}{2R_0^2}\left(\frac{l-1}{\mu_c}+\frac{l+1}{\mu_v}\right)$$
$$+\Delta E^{(2)}_{n_v,l}(FL)+\Delta E^{(2)}_{n_c,l-1}(FL), \quad (25)$$

3b) $n_c\neq n_v$, $l_c=l_v+1$:

$$\hbar\omega=E^L_g+\frac{\pi^2\hbar^2}{2L^2}\left(\frac{n_c^2}{\mu_c}+\frac{n_v^2}{\mu_v}\right)+\frac{\hbar^2l(l+1)}{2R_0^2}\left(\frac{l+2}{\mu_c}+\frac{l}{\mu_v}\right)$$
$$+\Delta E^{(2)}_{n_v,l}(FL)+\Delta E^{(2)}_{n_c,l+1}(FL), \quad (26)$$

где E^L_g — ширина запрещенной зоны массивного полупроводника из материала слоя; $\mu^{-1}_{c,v}=\mu^{-1}_c+\mu^{-1}_v$; μ_c и μ_v — эффективные массы электронов и дырок.

Материал	a, нм	ε_0	E_g, эВ	μ_c/m_0	μ_v/m_0	U^c, эВ	U^v, эВ	ΔU^c, эВ	ΔU^v, эВ	a_{ex}, нм
CdS	0.5818	9.1	2.5	0.2	0.7	−3.8	−6.3	–	–	~ 3
HgS	0.5851	18.2	0.5	0.036	0.044	−5	−5.5	1.2	−0.8	~ 50

4. Обсуждение результатов и заключение

В рамках предложенной модели относительно результатов, полученных в работе, можно заключить следующее.

1. Ввиду явной зависимости величины энергетического сдвига от m внешнее поле частично снимает вырождение по азимутальному числу. Энергетические уровни при наличии поля оказываются двукратно вырожденными, исключая состояния с $m = 0$, которые являются невырожденными.

2. Сделанные приближения позволяют „разделить" в невозмущенной системе орбитальное и радиальное движения, и величина штарковского сдвига в большой степени оказывается зависящей от конфигурации и геометрических размеров образца. С одной стороны, энергетический сдвиг определяется величиной

$$\Delta E_l^{(2)}(Fd) = \frac{(qFd)^2}{2U_l(R_0)}\left[(l+1)|V_{l,l-1}|^2 - l|V_{l,l+1}|^2\right], \quad (27)$$

характерной для возмущенного однородным полем ротационного движения по сфере. В частности, при $\varepsilon_1 = \varepsilon_3$, $\varepsilon_2 = 2\varepsilon_1$ из (27) для поправки к основному состоянию с $l = 0$ приходим к известному результату (см., например, [14]):

$$\Delta E_0(Fd) \simeq \frac{(qFR_1)^2 \mu R_0^2}{3\hbar^2}. \quad (28)$$

С другой стороны, вклад в штарковский сдвиг вносит также поправка к энергии радиального движения $\Delta E_{n,l}^{(2)}(FL)$. Из (12), (13) нетрудно видеть, что эта слагаемая полевого сдвига определяется степенью „сферичности" слоя по отношению к плоскопараллельной пленке, определяемой в нашем случае отношением $\lambda = L/R_0$. На примере основного уровня нетрудно видеть, что в предельном случае $\lambda \to 0$ поправка $\Delta E_{n,l}^{(2)}(FL)$ из (12) переходит в выражение, аналогичное результату для эффекта Штарка в „обычной" квантованной пленке [7]:

$$\Delta E_{1,0}^{(2)} \simeq \frac{1}{3}\left(\frac{qFL}{\varepsilon}\right)^2 \frac{1}{48\,E_{1,0}^{(0)}}\left(1 - \frac{15}{\pi^2}\right).$$

3. Полоса межзонного оптического поглощения состоит из двух серий: „основной" — (19), (22), в которой возможны только диагональные переходы по всем трем квантовым числам (n, l, m), и „полевых сателлитов" — (20), (21) и (23)–(26), где по „угловым" квантовым числам действуют правила отбора $\Delta m = 0$, $\Delta l = \pm 1$. Эти серии не перекрываются и для каждой из них имеют место свои собственные правила отбора, которыми определяются соответствующие пороговые частоты. Поглощение (20), (21), обусловленное сугубо наличием внешнего поля, модулируется в каждой из серий полевыми факторами $(Fd)^2$ и $(FL)^2$ соответственно.

4. Наличие поля приводит также к явной зависимости от эффективных масс носителей заряда, что может быть использовано для экспериментального определения значений „оптической" эффективной массы носителей заряда.

5. Из „законов" эффективного изменения ширины запрещенной зоны

$$\Delta_g^{c,v} = \hbar\omega - E_g^L,$$

определяемых для каждого случая выражениями (22)–(26), видно, что путем варьирования величины поля и геометрических размеров образца можно добиться желаемого и регулируемого изменения ряда параметров образца, что может быть использовано для создания как „одинарных" слоев, так и композиционных многослойных наногетероструктур с заданными (и регулируемыми) характеристиками.

Приложение

Рассмотрим развитый в работе модельный подход применительно к композиции CdS/HgS/CdS. В таблице приведены соответствующие физические характеристики для β-модификации полупроводниковых кристаллов CdS и HgS (данные взяты из работ [2–4,15,16]).

Обозначения в таблице следующие: μ_c, μ_v — эффективные массы носителей заряда; a — постоянная решетки; E_g — ширина запрещенной зоны массивного образца; U^c — минимум зоны проводимости, отсчитанный от вакуумного уровня; U^v — максимум валентной зоны; ΔU^c, ΔU^v — значения энергетических разрывов для этих зон; a_{ex} — боровский радиус трехмерного экситона в данном материале; ε_0 — статическая диэлектрическая проницаемость.

I. Применимость предложенной модели

Если взять для HgS толщину $L \approx 5-10$ нм, то $L^2/a_{ex}^2 \approx 0.01-0.04$ и кулоновским взаимодействием можно пренебречь. В слое будет реализован для носителей заряда режим „сильного" квантования. Если для радиуса ядра взять интервал значений $R_1 \approx 15-30$ нм, то, с одной стороны, в среде ядра (и внешней оболочки) будут отсутствовать размерные эффекты для носителей. С другой стороны, одновременно будут выполняться условия (1), так как $L^2/R_1^2 \approx 0.1$ и „разделение“ движения частицы на радиальную и ротационную части при этом также будет оправданным. Для выбранных размеров системы оценки значений E_{conf} и E_{rot} для электронов (c) и дырок (v) дают следующие значения:

а) $L = 5$ нм, $R_1 = 15$ нм, $R_2 = 20$ нм,

$$E^c_{\text{conf}} \approx 42.4 \cdot 10^{-3}\,\text{эВ}, \quad E^v_{\text{conf}} \approx 34.7 \cdot 10^{-3}\,\text{эВ}, \quad (\text{П.I.1})$$

$$E^c_{\text{rot}} \approx 3.7 \cdot 10^{-3}\,\text{эВ}, \qquad E^v_{\text{rot}} \approx 3 \cdot 10^{-3}\,\text{эВ};$$

б) $L = 10$ нм, $R_1 = 30$ нм, $R_2 = 40$ нм,

$$E^c_{\text{conf}} \approx 10.6 \cdot 10^{-3}\,\text{эВ}, \quad E^v_{\text{conf}} \approx 8.7 \cdot 10^{-3}\,\text{эВ}, \quad (\text{П.I.2})$$

$$E^c_{\text{rot}} \approx 10^{-3}\,\text{эВ}, \qquad E^v_{\text{rot}} \approx 0.82 \cdot 10^{-3}\,\text{эВ}.$$

Сравнение энергии квантования носителей $E^{c,v}_{\text{conf}}$ из (П.I.1), (П.I.2) с величиной разрыва зон $\Delta U^{c,v}$ из таблицы наглядно показывает, что для несильно возбужденных состояний модель квантовой ямы (2) для выбранной композиции также будет выполняться с достаточно хорошей точностью.

II. Внешнее поле как возмущение

Для композиции из выбранных материалов условие (7) принимает вид

$$(qFR_1)^2 \frac{\mu R_0^2}{3\hbar^2} + \frac{(qFL)^2}{18E^{(0)}_{1,0}\pi^4}\left(1 + \frac{4L}{2R_1}\right) \ll E^{(0)}_{1,0}. \quad (\text{П.II.1})$$

Для определения верхнего предела допустимых значений напряженности поля как возмущения из (П.II.1) удобно получить следующую, довольно точную „рабочую“ формулу:

$$F \ll \frac{6 \cdot 10^{-18}}{LR_1^2}. \qquad (\text{П.II.2})$$

Отсюда для напряженности поля как возмущения при

$$L \approx 5{-}10\,\text{нм}, \qquad R_1 \approx 15{-}30\,\text{нм}$$

получаем следующую оценку:

$$F \approx 10^3{-}10^2\,\text{В/см}.$$

Для величины штарковского сдвига основного уровня соответственно получаем

$$\Delta E^{(2)}_{1,0} \approx 6 \cdot 10^{-4}\,\text{эВ}$$

$$\text{при } L = 5\,\text{нм}, \quad R_1 = 15\,\text{нм}, \quad F = 2 \cdot 10^3\,\text{В/см};$$

$$\Delta E^{(2)}_{1,0} \approx 1.2 \cdot 10^{-4}\,\text{эВ}$$

$$\text{при } L = 10\,\text{нм}, \quad R_1 = 30\,\text{нм}, \quad F = 2 \cdot 10^2\,\text{В/см}.$$

Список литературы

[1] С.В. Гапоненко. ФТП, **30**, 577 (1996).
[2] J. W. Haus, H.S. Zhou, I. Honma, H. Komiyama. Phys. Rev. B, **47**, 1359 (1993).
[3] D. Schooss, A. Mews, A. Eychmuller, H. Weller. Phys. Rev. B, **49**, 17 072 (1994).
[4] A. Mews, A.V. Kadavanich, U. Banin, A.P. Alivasatos. Phys. Rev. B, **51**, 13 242 (1996).
[5] Н.В. Ткач. ФТТ, **39**, 373 (1997).
[6] Н.В. Ткач, В.А. Головацкий, О.Н. Войцеховская. ФТП, **34**, 602 (2000).
[7] S. Schmitt-Rink, D.S. Chemia, D.A. Miller. Edv. Phys., **38**, 89 (1989).
[8] А.И. Екимов, П.А. Скворцов, Т.В. Шубина. ЖТФ, **59** (3), 202 (1989).
[9] S. Nomura, T. Kobayashi. Sol. St. Commun., **74** (10), 1153 (1990).
[10] С.И. Покутний. ФТП, **34**, 1120 (2000).
[11] В.В. Роткин, Р.А. Сурис. ФТТ, **36** (12), 3569 (1994).
[12] В. Смайт. *Электростатика и электродинамика* (М., ИЛ, 1954).
[13] А.П. Прудников, Ю.А. Брычков, О.И. Маричев. *Интегралы и ряды* (М., Наука, 1981).
[14] В.М. Галицкий, Б.М. Карнаков, В.И. Коган. *Задачи по квантовой механике* (М., Наука, 1981).
[15] Н.В. Ткач, А.М. Маханец, Г.Г. Зегря. ФТП, **36**, 543 (2002).
[16] *Таблицы физических величин.* Справочник, под ред. И.К. Кикоина (М., 1976).

Редактор Т.А. Полянская

Stark's confinement effect and electrical absorption in the semiconductor spherical layer

V.A. Arutunjan, K.S. Aramjan, G.Sh. Petrosjan**

The Humrial Educational Complex
of the Armenian State Engineering University,
377503 Humri, Armenia
* Arzahski State University,
Armenia