

Перенормировка электронного спектра ограниченными и интерфейсными фононами в сферической наногетеросистеме (β -HgS/CdS)

© Н.В. Ткач, В.А. Головацкий, О.М. Войцехивская, М.Я. Михальова, Р.Б. Фартушинский

Черновицкий национальный университет,
58012 Черновцы, Украина

E-mail: theormyk@chdu.cv.ua

(Поступила в Редакцию 10 августа 2000 г.
В окончательной редакции 5 декабря 2000 г.)

Исследованы механизмы перенормировки электронного спектра ограниченными L - и интерфейсными I -фононами в сферической квантовой точке (КТ) во внешней полупроводниковой сфере на примере наносистемы β -HgS/CdS.

Показано, что из-за отсутствия взаимодействия электрона в сферически-симметричных состояниях с интерфейсными фононами в КТ малых размеров образующих только одно связанное состояние, сдвиг Δ этого единственного уровня формируется лишь ограниченными фононами. С увеличением размеров КТ вклады L - и I -фононов в Δ изменяются соразмерно (L -фононы несколько преобладают), а сам сдвиг изменяется между Δ_{CdS}^{3D} и Δ_{HgS}^{3D} .

Электрон-фононное взаимодействие в низкоразмерных наногетеросистемах исследуется на основе различных теоретических моделей, которые не всегда дают близкие результаты. Детальный анализ преимуществ и недостатков трех основных моделей электрон-фононного взаимодействия на примере квазиодномерной цилиндрической квантовой проволоки выполнен в работе [1]. Авторы показали, что полумикроскопическая модель Хуанга–Цу (XZ) и модель диэлектрического континуума (DC) дают близкие между собой результаты, причем лучшие, чем модель гидродинамического континуума (HC).

Поскольку модель DC значительно проще, чем XZ, то неудивительно, что именно она является базовой при изучении электрон-фононного взаимодействия в полупроводниковых простых наногетеросистемах: квантовых точках (КТ) [2–5], квантовых проволоках (КП) [1,6–10], плоских квантовых ямах (КЯ) [11–15]. Однако несмотря на относительную (по сравнению с XZ) простоту модели DC, исследование электрон-фононного взаимодействия на ее основе оказывается достаточно сложной задачей даже для простейших упомянутых выше гетеросистем. Главными причинами математических затруднений является наличие в системе нескольких веток фононов и особенно многоуровневость (в КТ) и многозонность (в КП и КЯ) электронных систем.

В некоторых работах [1,2,6,9], в которых изучалась перенормировка электронного спектра поляризационными фононами в низкоразмерных гетеросистемах, использовалось приближение бесконечно глубокой потенциальной ямы. Это облегчало громоздкие математические расчеты, но автоматически игнорировало взаимодействие электрона с фононами внешней среды–барьера, а также уменьшало реальный вклад интерфейсных фононов, так как соответствующее им потенциальное поле имеет мак-

симум именно на бесконечной высоте потенциального барьера.

Роль различных фононных механизмов в перенормировке основной энергетической зоны в квазидвумерной КЯ GaAs/Al_xGa_{1-x}As наиболее полно и последовательно исследована в [15]. В приближении эффективной массы и конечной глубины потенциальной ямы в модели DC авторы работы [15] показали, что с увеличением ширины КЯ от нуля до бесконечности сдвиг дна зоны и эффективная масса электрона плавно изменяются в пределах, близких к их соответствующим трехмерным аналогам.

Цель настоящей работы — с помощью аппарата функций Грина детально исследовать все фононные механизмы перенормировки электронного спектра сферической КТ на примере системы HgS/CdS. При этом используется модель DC для фононов и приближение эффективной массы и конечной глубины потенциальной ямы для электрона. Преимущества аппарата функций Грина [16,17] на базе гамильтониана системы в представлении вторичного квантования [15] не только позволили решить сформулированную задачу, но в дальнейшем дадут возможность исследовать влияние многофононных процессов и температуры на перенормированный спектр электрон-фононной системы в квантовой точке.

1. Электрон-фононная система в сферической квантовой точке в массивной сфере. Гамильтониан

Будем изучать электрон-фононную систему в полупроводниковой сферической КТ радиуса r_0 , которая помещена в массивную полупроводниковую среду (рис. 1).

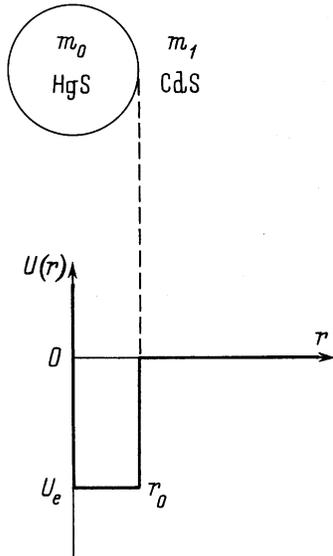


Рис. 1. Геометрическая схема и потенциал наносистемы HgS/CdS.

В приближении эффективной массы и прямоугольного потенциала

$$m(r) = \begin{cases} m_0, & r \leq r_0, \\ m_1, & r \geq r_0, \end{cases} \quad U(r) = \begin{cases} -U_e, & r \leq r_0, \\ 0, & r \geq r_0 \end{cases} \quad (1)$$

уравнение Шредингера решается точно [5]. В результате гамильтониан электрона в представлении вторичного квантования имеет вид

$$\hat{H} = \sum_{nlm} E_{nl} \hat{a}_{nlm}^+ \hat{a}_{nlm}, \quad (2)$$

где \hat{a}_{nlm}^+ , \hat{a}_{nlm} — фермиевские операторы рождения и уничтожения. Энергетические уровни E_{nlm} вырожденных стационарных состояний (nlm) находятся из уравнений

$$\frac{l}{kr_0} - \frac{j_{l+1}(kr_0)}{j_l(kr_0)} = i \frac{\chi m_0}{k m_1} \left[\frac{l}{i\chi r_0} - \frac{h_{l+1}^+(i\chi r_0)}{h_l^+(i\chi r_0)} \right], \quad (l = 0, 1, 2, \dots), \quad (3)$$

где

$$k = \hbar^{-1} \sqrt{2m_0(U - |E|)}, \quad \chi = \hbar^{-1} \sqrt{2m_0|E|}, \quad (4)$$

j_l , h_l^+ , h_l^- — сферические функции Бесселя и Ханкеля.

Ортонормированная система волновых функций (nlm) в сферической системе координат имеет вид

$$|nlm\rangle = \Psi_{nlm}(\mathbf{r}) = R_{nl}(r) Y_{lm}(\theta, \varphi), \quad (5)$$

где

$$R_{nl}(r) = R_{nl}^0(r) \Big|_{r \leq r_0} + R_{nl}^1(r) \Big|_{r \geq r_0} = \frac{j_l(k_0 r) / j_l(k_0 r_0) \Big|_{r \leq r_0} + h_l^+(i\chi_1 r) / h_l^+(i\chi_1 r_0) \Big|_{r \geq r_0}}{\sqrt{\frac{r_0^3}{2} \left[1 + \left| \frac{j_{l+1}(k_0 r_0)}{j_l(k_0 r_0)} \right|^2 \right] + |h_l^+(i\chi r_0)|^{-2} \int_0^\infty r^2 |h_l^+(i\chi r)|^2 dr}} \quad (6)$$

Фоннный спектр и потенциал поля поляризации системы определяются в модели диэлектрического континуума [5], где считается, что КТ (0) и внешняя среда (1) характеризуются известными величинами диэлектрических проницаемостей ε_{00} , $\varepsilon_{0\infty}$, ε_{10} , $\varepsilon_{1\infty}$ и энергиями оптических фононов Ω_{L0} , Ω_{L1} . В такой модели гамильтониан фононной системы в представлении чисел заполнения имеет вид

$$\hat{H}_{ph} = \hat{H}_L + \hat{H}_I, \quad (7)$$

где

$$\hat{H}_L = \sum_{i=0}^1 \sum_{silm} \Omega_{Li} (\hat{b}_{silm}^+ \hat{b}_{silm} + 1/2) \quad (8)$$

гамильтониан ограниченных фононов,

$$\hat{H}_I = \sum_{lms=\pm} \Omega_l^{(s)} (\hat{b}_{slm}^+ \hat{b}_{slm} + 1/2) \quad (9)$$

гамильтониан интерфейсных фононов, энергии ($\Omega_l^{(s)}$) двух веток ($s = \pm$) которых определяются дисперсионными уравнениями

$$l\varepsilon_{0\infty} \frac{\Omega^2 - \Omega_{L0}^2}{\Omega^2 - \Omega_{T0}^2} + (l+1)\varepsilon_{0\infty} \frac{\Omega^2 - \Omega_{L1}^2}{\Omega^2 - \Omega_{T1}^2} = 0, \quad (l = 1, 2, \dots, \infty), \quad (10)$$

где

$$\Omega_{Ti} = \Omega_{Li} \sqrt{\frac{\varepsilon_{i\infty}}{\varepsilon_{i0}}}, \quad (i = 0, 1) \quad (11)$$

энергии продольных оптических фононов массивных кристаллов i -й сферы.

Гамильтониан электрон-фононного взаимодействия в представлении вторичного квантования по всем переменным системы находится через потенциал поля поляризации на ортонормированной системе волновых функций связанных стационарных состояний [5]

$$\hat{H}_{int} = \hat{H}_{e-L} + \hat{H}_{e-1}. \quad (12)$$

Здесь гамильтониан взаимодействия электрона с ограниченными фононами

$$\hat{H}_{e-L} = \sum_{i=0}^1 \sum_{\substack{n_1 l_1 m_1 \\ n_2 l_2 m_2}} \sum_{silm} \Phi_{n_1 l_1 m_1}^{n_2 l_2 m_2}(silm) \times \hat{a}_{n_2 l_2 m_2}^+ \hat{a}_{n_1 l_1 m_1} (\hat{b}_{silm}^+ + \hat{b}_{silm}) \quad (13)$$

содержит функции связи

$$\Phi_{n_1 l_1 m_1}^{n_2 l_2 m_2}(s; l m) = (Y_{lm})_{l_1 m_1}^{l_2 m_2} (F_{l s})_{n_1 l_1}^{n_2 l_2}, \quad (i = 0, 1), \quad (14)$$

где

$$(Y_{lm})_{l_1 m_1}^{l_2 m_2} = \int_0^\infty \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi Y_{l_2 m_2}^*(\theta, \varphi) Y_{lm}(\theta, \varphi) Y_{l_1 m_1}(\theta, \varphi), \quad (15)$$

$$(F_{l s_0})_{n_1 l_1}^{n_2 l_2} = \sqrt{\frac{4\pi\Omega_{L0}e^2}{r_0} \left(\frac{1}{\varepsilon_{0\infty}} - \frac{1}{\varepsilon_{00}} \right)} (k_{s_0} r_0 j_{l-1}(k_{s_0} r_0))^{-1} \times \int_0^{r_0} r^2 j_l(k_{s_0} r) R_{n_2 l_2}^{0*}(r) R_{n_1 l_1}^0(r) dr, \quad (16)$$

$$(F_{l s_1})_{n_1 l_1}^{n_2 l_2} = \sqrt{\frac{4\pi\Omega_{L1}e^2}{r_1} \left(\frac{1}{\varepsilon_{1\infty}} - \frac{1}{\varepsilon_{10}} \right)} \times \frac{k_{s_1} r_1}{\sqrt{|1 - r_1 n_l^2(k_{s_1} r_1) / r_0 n_l^2(k_{s_1} r_0)|}} \int_{r_0}^\infty R_{n_2 l_2}^*(r) R_{n_1 l_1}(r) r^2 \times [n_l(k_{s_1} r_1) j_l(k_{s_1} r) - j_l(k_{s_1} r_1) n_l(k_{s_1} r)] dr. \quad (17)$$

Значения коэффициентов k_{s_0} и k_{s_1} находятся из уравнений

$$j_l(k_{s_0} r_0) = 0, \quad \frac{j_l(k_{s_1} r_0)}{n_l(k_{s_1} r_0)} = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{j_l(k_{s_1} r_1)}{n_l(k_{s_1} r_1)}, \quad (18)$$

в которых величины s_0 и s_1 нумеруют корни соответствующих уравнений.

Гамильтониан взаимодействия электрона с интерфейсными фононами

$$\hat{H}_{e-l} = \sum_{i=0}^1 \sum_{\substack{n_1 l_1 m_1 \\ n_2 l_2 m_2}} \sum_{slm} \Phi_{n_1 l_1 m_1}^{n_2 l_2 m_2}(slm) \hat{a}_{n_2 l_2 m_2}^+ \hat{a}_{n_1 l_1 m_1} (\hat{b}_{slm} + \hat{b}_{sl-m}^+) \quad (19)$$

содержит функции связи

$$\Phi_{n_1 l_1 m_1}^{n_2 l_2 m_2}(slm) = (Y_{lm})_{l_1 m_1}^{l_2 m_2} (F_l^s)_{n_1 l_1}^{n_2 l_2}, \quad (20)$$

где

$$(F_l^s)_{n_1 l_1}^{n_2 l_2} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 \Omega_{ls}}{r_0 Y_{ls}}} \left\{ \int_0^{r_0} R_{n_2 l_2}^{0*}(r) R_{n_1 l_1}^0(r) (r/r_0)^l r^2 dr + \int_{r_0}^\infty R_{n_2 l_2}^{1*}(r) R_{n_1 l_1}^1(r) (r/r_0)^{l+1} r^2 dr \right\}, \quad (21)$$

$$Y_{ls} = \frac{l(\varepsilon_{00} - \varepsilon_{0\infty})}{\left(\frac{\Omega_l^s}{\Omega_{r_0}} - \frac{\Omega_{r_0}}{\Omega_l^s} \right)^2} + \frac{(l+1)(\varepsilon_{10} - \varepsilon_{1\infty})}{\left(\frac{\Omega_l^s}{\Omega_{r_1}} - \frac{\Omega_{r_1}}{\Omega_l^s} \right)^2}. \quad (22)$$

Таким образом, гамильтониан электрон-фононной системы в сферической квантовой точке, расположенной во внешней среде, имеет вполне определенный вид

$$\hat{H} = \hat{H}_e + \hat{H}_L + \hat{H}_I + \hat{H}_{e-L} + \hat{H}_{e-I}, \quad (23)$$

что позволяет применить метод функций Грина для нахождения перенормированного фононами электронного спектра.

2. Перенормировка электронного спектра фононами с учетом межуровневого взаимодействия

Поскольку электронный спектр КТ является многоуровневым, для расчета его перенормировки взаимодействием электроном с фононами удобно использовать аппарат функций Грина.

Как известно [16,17], в случае многоуровневой системы электронов, взаимодействующих с фононами и описываемой гамильтонианом (23), при $T = 0$ Фурье-образ электронной функции Грина связан с массовым оператором (МО) уравнением Дайсона

$$G_{\mu\mu'}(\omega) = G_{\mu\mu'}^0(\omega) \delta_{\mu\mu'} + G_{\mu}^0(\omega) \sum_{\mu_1} M_{\mu\mu_1} G_{\mu_1\mu'}(\omega), \quad (24)$$

где

$$G_{\mu}^0(\omega) = \left\{ \omega - E_{\mu} + i\eta \right\}^{-1}, \quad (25)$$

а $\mu = \{n, l, m\}$ — совокупность всех квантовых чисел, характеризующих электронное состояние.

Из системы (25) находится точное решение для диагональных Фурье-образов функций Грина

$$G_{\mu\mu}(\omega) = \left\{ \omega - E_{\mu} - M_{\mu\mu} - \frac{1}{d_{\mu\mu}(\omega)} \times \sum_{\substack{\mu_1 \\ \mu_1 \neq \mu}}^{\tau} (-1)^{\mu+\mu_1} M_{\mu\mu_1}(\omega) d_{\mu_1\mu}(\omega) \right\}^{-1}, \quad (26)$$

где матрица $d_{\mu_1\mu_2}$ приведена в Приложении.

Для системы β -HgS/CdS оценки показывают, что модули диагональных функций связи более чем на порядок превышают модули недиагональных. Это обстоятельство и знакопеременность суммы в формуле (26) обеспечивает малость последнего слагаемого по сравнению с диагональной частью массового оператора $M_{\mu\mu}$. Таким

Параметры кристаллов

Кристалл	m_e, m_0	m_h, m_0	$a, \text{Å}$	E_g, eV	V_e, eV	Ω_L, meV	ϵ_0	ϵ_∞
CdS	0.2	0.7	5.818	2.5	3.8	57.2	9.1	5.5
HgS	0.036	0.044	5.851	0.5	5.0	27.8	18.2	11.36

образом, для $G_{\mu\mu}(\omega)$ получаем

$$G_{\mu\mu}(\omega) = \left\{ \omega - E_\mu - M_{\mu\mu}(\omega) \right\}^{-1}, \quad (27)$$

где массовый оператор $M_{\mu\mu}(\omega)$ определяется диаграммным изображением [17]

$$\text{Diagrammatic representation of } M_{\mu\mu}(\omega) \text{ as a sum of diagrams.} \quad (28)$$

Из-за малости электрон-фононного взаимодействия (которое реализуется в системе β -HgS/CdS) основной вклад в МО вносит первая диаграмма из (28) и согласно правилам диаграммной техники Фейнмана для системы с гамильтонианом (23) получается следующий массовый оператор, описывающий перенормировку основного состояния:

$$M(\omega) = M_L(\omega) + M_I(\omega). \quad (29)$$

Здесь

$$\begin{aligned} M_L(\omega) &= M_L^{(0)}(\omega) + M_L^{(1)}(\omega) \\ &= \sum_{lm} \frac{2l+1}{4\pi} \frac{\sum_{s_0} |(F_{s_0 l})_{10}^{nl}|^2}{\omega - E_{nl} - \Omega_{L_0}} \\ &\quad + \sum_{nl} \frac{2l+1}{4\pi} \frac{\sum_{s_1} |(F_{s_1 l})_{10}^{nl}|^2}{\omega - E_{nl} - \Omega_{L_1}} \quad (30) \end{aligned}$$

— слагаемое МО, которое описывает вклад ограниченных ($M_L^{(0)}(\omega)$) и полуограниченных ($M_L^{(1)}(\omega)$) поляризованных фононов;

$$\begin{aligned} M_I(\omega) &= M_{I^+}(\omega) + M_{I^-}(\omega) = \sum_{nl=1} \frac{2l+1}{4\pi} \frac{\sum_{s_0} |(F_{l^+})_{10}^{nl}|^2}{\omega - E_{nl} - \Omega_{l^+}} \\ &\quad + \sum_{nl \neq 1} \frac{2l+1}{4\pi} \frac{\sum_{s_1} |(F_{l^-})_{10}^{nl}|^2}{\omega - E_{nl} - \Omega_{l^-}} \quad (31) \end{aligned}$$

слагаемое МО, которое описывает вклады обеих (\pm) интерфейсных веток фононов.

Перенормированная фононами энергия \tilde{E}_{10} основного электронного уровня определяется уравнением

$$\omega - E_{10} - M(\omega) = 0. \quad (32)$$

Расчет перенормированной энергии

$$\tilde{E}_{10} = E_{10} + \Delta \quad (33)$$

с учетом сдвига (Δ) основного уровня выполняется на ЭВМ.

3. Анализ механизмов формирования сдвига основного электронного уровня в системе β -HgS/CdS

Расчет сдвига Δ выполнялся с физическими параметрами наногетеросистемы β -HgS/CdS, приведенными в таблице. Учитывая, что МО (29) содержит четыре слагаемых, которые описывают разные механизмы электрон-фононного взаимодействия, естественно представить сдвиг Δ в виде соответствующих парциальных сдвигов

$$\Delta = \Delta_{eL}^0 + \Delta_{eL}^1 + \Delta_{el^+} + \Delta_{el^-}. \quad (34)$$

Анализ результатов расчетов зависимости парциальных и полного сдвигов от величины радиуса КТ (r_0) в единицах постоянной решетки HgS показывает следующее. Поскольку при $T = 0$ в системе существуют лишь виртуальные фононы, взаимодействие электрона с ними происходит только в процессах с их излучением, вследствие чего все парциальные (а значит, и полный) сдвиги отрицательны.

На рис. 2, *a-c* представлена картина формирования сдвига ограниченными фононами внутренней Δ_{eL}^0 и внешней Δ_{eL}^1 сред наногетеросистемы. Из рис. 2, *a* видно, что при появлении энергетического уровня в яме HgS (при $r_0 \approx 1a_{\text{HgS}}$) его сдвиг Δ_{eL}^0 формируется внутриуровневым взаимодействием с ограниченными фононами. С увеличением радиуса КТ вклад внутриуровневого взаимодействия в абсолютную величину Δ_{eL}^0 быстро возрастает, достигает своего максимума (при $r_0 \approx 5a_{\text{HgS}}$), а затем медленно спадает.

Из рис. 2, *b* видно, что с увеличением размера квантовой точки в потенциальной яме появляются высшие возбужденные уровни, кинематическое взаимодействие с которыми через L_0 -фононы формирует соответствующие парциальные вклады в Δ_{eL}^0 , причем зависимость этих

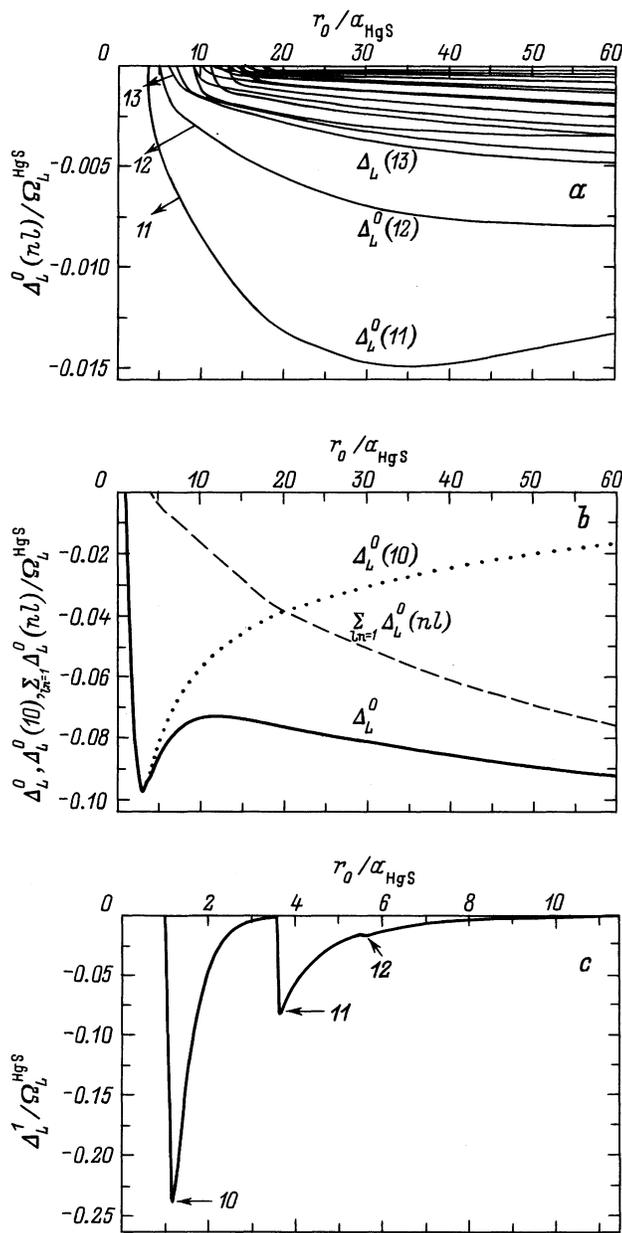


Рис. 2. Зависимость парциальных сдвигов, формируемых ограниченными фононами (L_0, L_1), от размера (r_0/a_{HgS}) КТ. Здесь и на рис. 3 n, l — главное и орбитальное квантовые числа.

вкладов от r_0 качественно одинакова: после появления каждого уровня с увеличением r_0 его вклад в величину Δ_L^0 сначала медленно увеличивается, достигает максимума, а затем медленно уменьшается.

В результате, как видно из рис. 2, *b*, парциальный сдвиг Δ_L^0 при таких малых значениях r_0 ($a_{\text{HgS}} \leq r_0 \leq 3a_{\text{HgS}}$), при которых в яме HgS существует только одно связанное состояние, формируется внутриуровневым взаимодействием с L_0 -фононами. Затем проявляется межуровневое взаимодействие, которое увеличивается с увеличением r_0 , достигает величины внутри-

уровневого (при $r_0 \approx 20a_{\text{HgS}}$) и затем постепенно становится преобладающим. Таким образом, зависимость Δ_L^0 от r_0 оказывается достаточно сложной (рис. 2, *a*).

На рис. 2, *c* приведена зависимость парциального вклада Δ_L^1 от радиуса КТ. Из него видно, что величина Δ_L^1 очень существенна лишь при малых радиусах r_0 . Это понятно, так как лишь при очень малых размерах КТ электрон с большой вероятностью проникает в среду-барьер CdS, а поэтому существенно взаимодействует с L_1 -фононами этой среды. На кривой Δ_L^1 хорошо выделяются три пика, которые соответствуют вкладам внутриуровневого (10) и двух межуровневых (11), (12) взаимодействий через L^1 -фононы. Остальные уровни появляются при таких значениях r_0 , при которых из-за больших размеров ямы электрон почти не проникает в CdS, поэтому практически не взаимодействует с L_1 -фононами, а следовательно, величина Δ_L^1 быстро стремится к нулю при увеличении r_0 .

Из общей теории [5] следует, что внутриуровневое взаимодействие электрона с интерфейсными фононами в сферических симметричных состояниях ($l = 0$) отсутствует. Поэтому из рис. 3, *a, b* видно, что парциальные сдвиги Δ_{I^+} и Δ_{I^-} сформированы лишь межуровневым взаимодействием (основного состояния с остальными) через I^+ и I^- -фононы соответственно. При всех размерах КТ величины Δ_{I^+} превышают величины Δ_{I^-} .

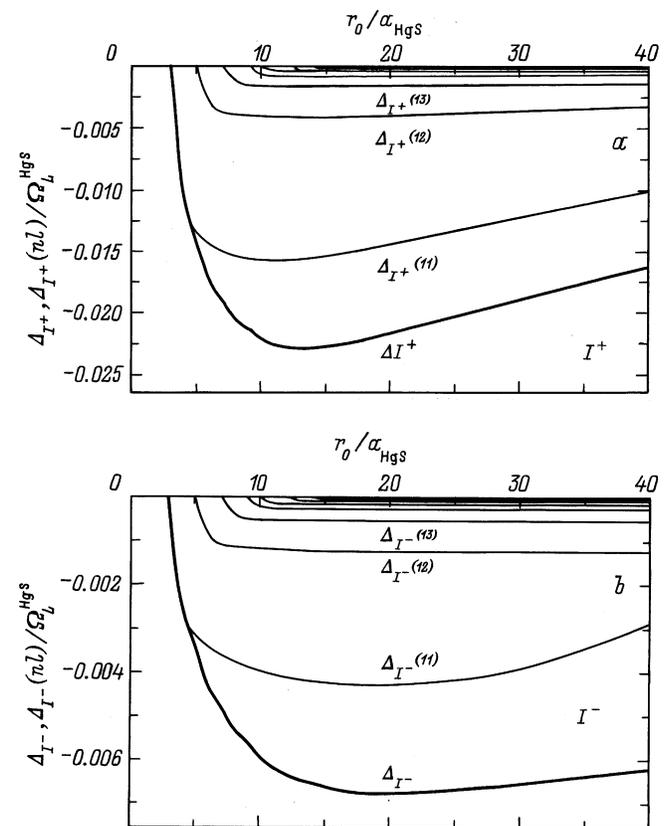


Рис. 3. Зависимость парциальных сдвигов, формируемых интерфейсными фононами (I^+, I^-), от размера (r_0/a_{HgS}) КТ.

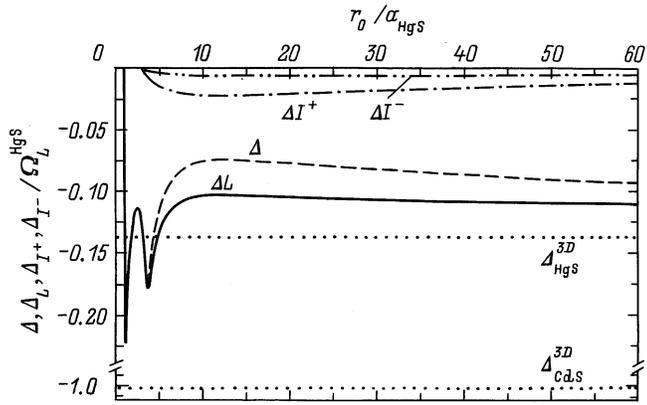


Рис. 4. Зависимость полного и парциальных сдвигов от размера (r_0/a_{HgS}) КТ.

С увеличением r_0 оба парциальных сдвига сначала постепенно увеличиваются, а затем плавно уменьшаются по модулю.

Зависимости парциальных и полного сдвига основного электронного уровня от размера r_0 ямы показаны на рис. 4. Из рисунка видно, что при всех значениях r_0 главный вклад в Δ вносят ограниченные фононы, причем при малых размерах КТ — фононы внешней среды, а при больших — внутренней. Интерфейсные фононы обеих веток вносят существенный вклад в Δ лишь при сравнительно малых размерах КТ (до $r_0 \approx 40a_{\text{HgS}}$), а затем их вклад постепенно уменьшается.

При очень малых размерах КТ ($r_0 \leq 5a_{\text{HgS}}$) величина Δ превышает величину сдвига в массивном кристалле HgS ($\Delta_{\text{HgS}}^{3D} \approx 0.137\Omega_{\text{HgS}}$), но остается меньшей, чем величина сдвига в массивном кристалле CdS ($\Delta_{\text{CdS}}^{3D} \approx 1.02\Omega_{\text{HgS}}$). Хотя при столь малых размерах КТ приближение эффективной массы и модель диэлектрического континуума теряют строгий смысл, общая тенденция поведения Δ как функции r_0 остается вполне физической.

Уменьшение размера КТ (начиная с $r_0 \approx 10a_{\text{HgS}}$) приводит к медленному возрастанию величины Δ и ее приближению к величине Δ_{HgS}^{3D} . Разница между $\lim_{r_0 \rightarrow \infty} \Delta(r_0)$ и Δ_{HgS}^{3D} , составляющая $\approx 8\%$, обусловлена тем, что при расчете Δ не учитывалось электрон-фононное взаимодействие через континуальные состояния, а также высшие порядки межуровневого взаимодействия.

Наконец, следует отметить, что выясненная в этой работе роль различных механизмов электрон-фононного взаимодействия, формирующего сдвиг основного уровня в сферической КТ β -HgS/CdS, хорошо коррелирует с ролью аналогичных механизмов в плоской КЯ GaAs/Al_xGa_{1-x}As, выявленных в работе [15]. Полученные результаты, с одной стороны, показывают работоспособность модели, а с другой, позволяют применить аппарат функций Грина для исследования более широкого круга задач теории электрон-фононного взаимодействия. В частности, предполагается исследовать связанные электрон-фононные состояния, а также изучить температурный генезис электронного спектра в простых и многослойных квантовых точках.

Приложение

Матрица $d_{\mu_1\mu_2}$ имеет вид

$$d_{\mu_1\mu_2}(\omega) = \begin{vmatrix} \omega - \varepsilon_1 - M_{11} & \dots & -M_{1\mu_2-1} & -M_{1\mu_2+1} & \dots & -M_{1\tau} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ -M_{\mu_1-11} & \dots & \omega - \varepsilon_{\mu_1-1}M_{\mu_1-1\mu_2+1} & -M_{\mu_1-1\mu_2+1} & \dots & -M_{\mu_1-1\tau} \\ -M_{\mu_1+11} & \dots & -M_{\mu_1+1\mu_2-1} & \omega - \varepsilon_{\mu_1+1}M_{\mu_1+1\mu_2-1} & \dots & -M_{\mu_1+1\tau} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ -M_{\tau 1} & \dots & -M_{\tau\mu_2-1} & -M_{\tau\mu_2+1} & \dots & \omega - \varepsilon_{\tau}M_{\tau\tau} \end{vmatrix}$$

Здесь τ — максимальное число дискретных уровней в системе.

Список литературы

- [1] X.F. Wong, X.L. Lei. Phys. Rev. **B49**, 7, 4780 (1994).
- [2] M.C. Klein, F. Hache, D. Ricard, C. Flytzanis. Phys. Rev. **B42**, 17, 1123 (1990).
- [3] S. Nomura, T. Kobayashi. Phys. Rev. **B45**, 2, 1305 (1992).
- [4] J.C. Marini, B. Stebe, E. Kartheuser. Phys. Rev. **B50**, 19, 14302 (1994).
- [5] Н.В. Ткач. ФТТ **39**, 6, 1109 (1997).
- [6] M.A. Stroschio, K.W. Kim, M.A. Littlejohn, H. Chnang. Phys. Rev. **B42**, 2, 1488 (1990).
- [7] P.A. Knipp, T.L. Reineke. Phys. Rev. **B45**, 2, 9091 (1992).
- [8] A. Ercelebi, R.T. Senger. Phys. Rev. **B53**, 2, 11008 (1996).
- [9] B. Tanatar, K. Güven, C.R. Bennett, N.C. Constantinou. Phys. Rev. **B53**, 16, 10866 (1996).
- [10] M.V. Tkach. J. of Physical Studies **3**, 3, 377 (1999).
- [11] L. Wendler, R. Pechstedt. Phys. Stat. Solid. **B141**, 1, 129 (1987).
- [12] K. Huang, B.F. Zhu. Phys. Rev. **B38**, 20, 13377 (1988).
- [13] N. Mori, T. Ando. Phys. Rev. **B40**, 9, 6175 (1988).
- [14] G.Q. Hai, F.M. Peeters, J.T. Devreese. Phys. Rev. **B42**, 16, 11063 (1991).
- [15] G.Q. Hai, F.M. Peeters, J.T. Devreese. Phys. Rev. **B48**, 7, 4666 (1993).
- [16] А.А. Абрикосов, Л.П. Горьков, И.Е. Дзялошинский. Методы квантовой теории поля в статистической физике. Физматгиз, М. (1962). 442 с.
- [17] В.М. Агранович. Теория экситонов. Наука, М. (1968). 384 с.