

М. ДИНЕЙХАН, Ш. Ш. САРСЕМБИНОВ, Ж. К. КАЛКОЗОВА

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ФОРМИРОВАНИЯ КВАНТОВОЙ ТОЧКИ В СПИНТРОННЫХ СИСТЕМАХ

Аналитически определена константа спин-орбитального взаимодействия электронов. Изучена ее зависимость от параметров внешней среды и расстояния между электронами.

В последние годы проводятся интенсивные исследования различных явлений, наблюдаемых в наноразмерных системах (наноструктурах), определяемых как “спинтроника” [1]. Основную идею этих исследований можно выразить как “спин вместо заряда”, т.е. взаимодействие между электронами в наноструктурах рассматривается как спин-орбитальное взаимодействие. Другими словами, основным взаимодействием между электронами в квантовой точке (КТ) является спин-орбитальное. Для использования наноструктур в новых технологиях ведутся поиски различных способов управления спиновой степенью свободы электронов в КТ. С этим связывают надежды на создание новых приборов. Возникает естественный вопрос: при каких условиях взаимодействия между электронами в наноразмерных системах (наноструктурах), в частности КТ, определяются рашба-потенциалом [2], т.е. при каких условиях напряженность спин-орбитального взаимодействия становится доминирующей над кулоновским взаимодействием между электронами в КТ, которое вызвано зарядом электрона.

Настоящая работа посвящена изучению этих проблем в рамках метода осцилляторного представления (ОП) [3]. Работа построена следующим образом: вначале 2 определен гамильтониан взаимодействия двух электронов в КТ с учетом структурности среды. Далее определен потенциал взаимодействия электронов в КТ и спин-орбитальное взаимодействие двух электронов в КТ. И наконец, рассмотрено поведение эффективной константы связи для конкретных наноструктур.

Гамильтониан взаимодействия двух электронов в КТ. Квантовую точку, содержащую небольшое число электронов, можно рассматривать как модель атома, в которой аналогом ядра является эффективный положительный

заряд изображения. Наша задача состоит в определении потенциала удержания электронов исходя из кулоновского взаимодействия между электронами и зарядом изображений в рамках квантово-механического формализма. Для этого рассмотрим систему трех тел с кулоновским взаимодействием во внешнем постоянном магнитном поле. Пусть m_1, m_2, m_3 – массы, а $-Z_1e, -Z_2e, +Z_3e$ – заряды частиц соответственно. Гамильтониан системы можно записать в следующем виде:

$$H = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^3 \frac{1}{m_j} \left(\vec{p}_j + \frac{e}{c} \vec{r}_j A(r_j) \right)^2 + \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{|r_1 - r_2|} - \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_3 e^2}{|r_1 - r_3|} - \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{Z_3 Z_2 e^2}{|r_2 - r_3|}. \quad (1)$$

Здесь ϵ и ϵ_0 – относительная и абсолютная диэлектрические проницаемости среды, а $\vec{A}(r)$ – вектор-потенциал, который определяется стандартным образом:

$$\vec{A}(r) = \frac{1}{2} [\vec{B}, \vec{p}], \quad (2)$$

где \vec{B} – напряженность внешнего магнитного поля. Введем координаты Якоби $\{\vec{x}, \vec{y}\}$ и координаты системы центра масс \vec{z} :

$$\vec{p}_1 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \cdot \vec{x} + \frac{m_3}{m_1 + m_2 + m_3} \cdot \vec{y} + \vec{z}, \quad (3)$$

$$\vec{p}_2 = -\frac{m_1}{m_1 + m_2} \cdot \vec{x} + \frac{m_3}{m_1 + m_2 + m_3} \cdot \vec{y} + \vec{z};$$

$$\vec{p}_3 = -\frac{m_1 + m_2}{m_1 + m_2 + m_3} \cdot \vec{y} + \vec{z}.$$

В квантовых точках потенциал удержания характеризуется достаточно сильным запирающим по одной из трех координатных осей. Следовательно, с геометрической точки зрения квантовые точки можно рассматривать как эффектив-

ные двумерные системы. Внешнее магнитное поле можно сориентировать, например, в плоскости, перпендикулярной к плоскости квантовой точки. Предположим, что пересечение этих плоскостей является линейным и направлено по \vec{x} или

$$\vec{A}(y) = 0.$$

С учетом этого допущения после ряда упрощений гамильтониан (1) разделяется на две части: гамильтониан системы центра масс

$$H_{cm} = \frac{1}{2} P_q^2 + \frac{\eta^2}{4} \frac{m^*}{m_t} \omega_c^2 \rho_q^2 + \frac{m^*}{2m_t} \eta \omega_c L_q$$

(4)

и гамильтониан относительного движения

$$H_{rm} = \frac{1}{2M} P_x^2 + \frac{1}{2\mu} P_y^2 + m^* \frac{\rho_x^2}{16} \omega_c^2 + \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2}{|\vec{x}|} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_3}{\left| \vec{r} + \frac{1}{2} \vec{x} \right|} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{Z_2 Z_3}{\left| \vec{r} - \frac{1}{2} \vec{x} \right|} + \frac{1}{2} \hbar \omega_c L_x. \quad (5)$$

Здесь $\omega_c = eB/(cm^*)$ – циклотронная частота, $m_1 = m_2 = m^*$ – эффективная масса электрона и введены следующие обозначения:

$$M = \frac{1}{2} m^* = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}; \quad \mu = \frac{(m_1 + m_2) m_3}{m_t}; \quad (6)$$

$$m_t = m_1 + m_2 + m_3; \quad \vec{q} = \frac{\sqrt{m_t}}{\eta} \cdot \vec{p}; \quad L_x = -i \frac{\partial}{\partial \varphi_x};$$

$$L_q = -i \frac{\partial}{\partial \varphi_q}; \quad \rho_q^2 = q_1^2 + q_2^2; \quad c = \sqrt{\frac{m_3}{m_t}}.$$

Для анализа гамильтониана (5) относительного движения перейдем к новым безразмерным переменным

$$\vec{R} = \frac{\sqrt{M}}{\eta} \cdot \vec{x}, \quad \vec{\rho} = \frac{\sqrt{\mu}}{\eta} \cdot \vec{p}. \quad (7)$$

Затем предположим, что заряд изображений, зависит не только от величины эффективного электрического заряда Q , но и от соотношения диэлектрических проницаемостей сред:

$$Z_2 = \frac{(\epsilon_1 - \epsilon)}{\epsilon_1 + \epsilon} \cdot Q^{(1)}; \quad Z_3 = \frac{(\epsilon_2 - \epsilon)}{\epsilon_2 + \epsilon} \cdot Q^{(2)}$$

где ϵ_1 и ϵ_2 – диэлектрические проницаемости первого и второго слоя; ϵ – диэлектрическая проницаемость квантовой ямы; $Q^{(1)}$ и $Q^{(2)}$ – некоторые

положительные постоянные, характеризующие электростатические свойства первого и второго слоя. Соответствующее уравнение Шредингера (УШ) для относительного движения имеет вид

$$\left\{ \frac{1}{2} P_r^2 + \frac{1}{2} P_R^2 + \frac{\hbar^2}{8} \cdot \omega_c^2 \rho_R^2 + \frac{\hbar}{a^* \sqrt{2m^*}} \cdot \frac{Z_1 Z_2}{R} + \frac{1}{2} \hbar \omega_c L_R - \frac{\hbar \cdot \sqrt{2} c}{a^* \sqrt{m^*}} \cdot \frac{Z_1 Z_3}{\left| \vec{r} + c\vec{R} \right|} - \frac{\hbar \cdot \sqrt{2} c}{a^* \sqrt{m^*}} \cdot \frac{Z_2 Z_3}{\left| \vec{r} - c\vec{R} \right|} - E \right\} \Psi(\vec{R}, \vec{r}) = 0, \quad (8)$$

где $a^* = a_B \cdot \epsilon \cdot m_e / m^*$ является эффективным радиусом системы, а a_B – радиус Бора. Далее найдем решения УШ, представленной в (8).

Потенциал взаимодействия электронов в КТ. Определим волновую функцию и энергетический спектр двухэлектронной КТ. Для этого проведем усреднение по волновой функции внутренней системы (детали см. в [4]). УШ записываем в следующем виде:

$$\left\{ P_R^2 + \frac{\hbar^2}{2} \cdot \frac{\omega_c^2}{8} \rho_R^2 + \frac{\hbar \omega_c}{2} L_{\varphi R} + V_{tot}(\vec{R}) \right\} \chi(\vec{R}) = E \cdot \chi(\vec{R}), \quad (9)$$

где $V_{tot}(\vec{R})$ – полный потенциал взаимодействия электронов в КТ, равный

$$V_{tot} = \frac{\hbar}{a^* \sqrt{m_e^*}} \cdot \frac{1}{R} + 2E_r(\vec{R}) + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\omega_+} \cdot \frac{\partial \omega_+}{\partial R} \right)^2. \quad (10)$$

Первое слагаемое в (10) является кулоновским потенциалом взаимодействия электронов в КТ, а $E_r(\vec{R})$ – потенциал, создаваемый электростатическим полем заряда изображений, который при дальнейших исследованиях используется в виде

$$E_r^{(0)}(\vec{R}) = \frac{\omega_+^2}{2} - \omega_0 \omega_+ \left(2 \frac{1 - e^{-\omega_+ R}}{\omega_+ R} - e^{-\omega_+ R} \right),$$

(11)

т.е. без учета квадрупольного взаимодействия. Третье слагаемое в (10) связано с относительным движением электронов в КТ и его вклад по сравнению $E_r^{(0)}(\vec{R})$ на порядок меньше [5]; и при дальнейших исследованиях он также не будет учитываться. В (11) частота осциллятора ω_+ определяется из уравнений

$$\omega_+ - \omega_0 (1 + \omega_+ R) e^{-\omega_+ R} = 0, \quad (12)$$

где $\omega_0 = 4\lambda_+$.

Таким образом, все параметры потенциала определены и он состоит из двух частей. Для

понимания характера потенциала (11) рассмотрим предельный случай. Пусть $R \ll 1$, тогда, учитывая (12), из (11) получим

$$E_r^{(0)}(R) = \frac{\omega_0^2}{2} \left(-1 + \frac{1}{3} \omega_0^2 R^2 + O(R^4) \right), \quad (13)$$

а при $R \rightarrow \infty$, $E_r^{(0)}(R) \Rightarrow 0$. Следовательно, при малых расстояниях ($R \ll 1$) электростатистический потенциал, созданный зарядом изображений, является потенциалом параболического конфайнмента, т.е. растущим потенциалом. Тогда потенциал (10) перепишем в виде

$$V = V_V(R) + V_S(R), \quad (14)$$

где V_V – стандартный векторный потенциал, связанный с однофотонным обменом:

$$V_V = \frac{\hbar}{a^* \sqrt{m_e^*}} \cdot \frac{1}{R}, \quad (15)$$

V_S – потенциал запираения электронов в КТ:

$$V_S = \frac{\omega_+^2}{2} - \omega_0 \omega_+ \left(2 \frac{1 - e^{-\omega_+ R}}{\omega_+ R} - e^{-\omega_+ R} \right). \quad (16)$$

Таким образом, электроны находятся в квантовой яме под воздействием векторных и запирающих потенциалов, которые созданы электростатическими полями слоев.

Спин-орбитальное взаимодействие двух электронов в КТ. В (14) определен потенциал взаимодействия электронов в КТ. Потенциал взаимодействия состоит из двух частей: V_V – векторный потенциал, соответствующий однофотонному обмену (15), и V_S – потенциал запираения с учетом полной ангармонической поправки (16). При определении потенциала (14) спиновое взаимодействие не учитывается, т.е. электрон рассматривается как скалярная частица. В данном пункте будем учитывать спиновое взаимодействие электронов, а именно спин-орбитальное взаимодействие двух фермионов, потенциал взаимодействия которых состоит из потенциала, соответствующего однофотонному обмену и потенциалу запираения. Спин-орбитальное взаимодействие фермионов с аналогичным потенциалом взаимодействия хорошо изучено и определено в физике элементарных частиц (в нерелятивистской феноменологической модели кварков), т.е. гамильтониан спин-орбитального взаимодействия кварков равен (детали см. в [6])

$$H_{SL} = \frac{1}{2m_1 \cdot m_2} \cdot \frac{1}{x} \left[3 \cdot \frac{d}{dx} V_V(x) - \frac{d}{dx} V_S(x) \right] \cdot \left(\vec{L} \cdot \vec{S} \right). \quad (17)$$

Здесь V_V – векторный потенциал, соответствующий одноглюонному обмену, V_S – растущий потенциал, который обеспечивает запираение кварков; x – расстояния между кварками и m_1 , m_2 – массы кварков.

В нашем случае гамильтониан спин-орбитального взаимодействия электронов в КТ также определяется гамильтонианом спин-орбитального взаимодействия, который представлен в (17).

Проводя замену переменных из (17) для гамильтониана спин-орбитального взаимодействия двух электронов в КТ имеем

$$H_{LS} = \frac{1}{2m_e^* \hbar^2} \cdot \frac{1}{R} \left[3 \cdot \frac{d}{dR} V_V(R) - \frac{d}{dR} V_S(R) \right] \cdot \left(\vec{L} \cdot \vec{S} \right), \quad (18)$$

где $V_V(R)$ – векторный потенциал, а $V_S(R)$ – потенциал запираения электронов в КТ, который представлен в (15) и (16) соответственно. В (16) параметр ω_+ определяется из уравнений (12). В (18) \vec{L} – оператор орбитального момента, определенный стандартным образом:

$$\hbar \vec{L} = \left[\vec{r} \times \vec{p}_x \right] - i\hbar \left[\vec{x} \times \vec{\nabla}_x \right]; \quad \vec{L} = -i \left[\vec{R} \times \vec{\nabla}_R \right], \quad (19)$$

а \vec{S} – оператор спина, и существует тождество

$$\left(\vec{L} \cdot \vec{S} \right) = i \left(\vec{R} \cdot \left[\vec{S} \times \vec{\nabla}_R \right] \right). \quad (20)$$

Полный потенциал взаимодействия электронов в КТ с учетом спин-орбитального взаимодействия равен

$$V_{tot}(R) = V_V(R) + V_S(R) + H_{SL}(R). \quad (21)$$

Теперь найдем условия, при которых взаимодействие электронов в КТ определяется только спин-орбитальным взаимодействием. Вектор потенциал $V_V(R)$ – обычный отталкивающий кулоновский потенциал, а $V_S(R)$ – удерживающий потенциал электронов в КТ. Предположим, что существует такое расстояние $R=R_0$, на котором потенциалы отталкивания и удержания компенсируются:

$$V_V(R_0) + V_S(R_0) = 0. \quad (22)$$

Из этого уравнения определим R_0 как функцию от эффективной массы электрона, эффективного радиуса Бора и заряда изображения Z_3 . Учи-

тывая (22), проводя необходимые упрощения, из (18) для гамильтониана спин-орбитального взаимодействия электрона в КТ имеем

$$H_{SL} = \frac{1}{m_e^* h^2} \cdot \left[\frac{\omega_+^2}{4R_0} - \frac{2}{R_0^2} \cdot \frac{h}{a^* \sqrt{m_e^*}} \right] \times \frac{1}{R_0} \cdot i \left(\vec{R}_0 \cdot \left[\vec{S} \times \vec{\nabla}_{R_0} \right] \right). \quad (23)$$

Здесь ω_+ определяется из уравнений (12), а R_0 – из уравнений (22). Тогда, переходя к безразмерным переменным

$$\omega_+ = \omega_0 \eta, \quad R_0 = \frac{\tau}{\omega_0},$$

$$\omega_0 = 4\lambda_+ \cdot \frac{4hZ_3}{a^* \sqrt{m_e^*}} \equiv \frac{4Z_3 \sqrt{m_e^*}}{h} \cdot \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \quad (24)$$

и подставляя (24) в (23), после некоторых упрощений имеем

$$H_{SL} = \frac{1}{m_e^* h^2} \cdot \frac{\omega_0^4}{4\tau^3 Z_3} \cdot \left[\tau \eta^2 Z_3 - 2 \right] \cdot i \left(\vec{R}_0 \cdot \left[\vec{S} \times \vec{\nabla}_R \right] \right). \quad (25)$$

Здесь t, h – безразмерные переменные, которые с учетом (24) из (12) и (22) определяются из следующей системы уравнений

$$\begin{cases} \frac{1}{8Z_3} \cdot \frac{1}{\tau} + \frac{\eta^2}{4} - \frac{1-e^{-\eta\tau}}{\tau} + \frac{\eta}{2} e^{-\eta\tau} = 0, \\ \eta - (1+\eta\tau) e^{-\eta\tau} = 0. \end{cases} \quad (26)$$

Из этой системы уравнений h, t определяются как функции от заряда изображения Z_3 .

Определяя спиновые ($\vec{S} = \frac{1}{2} \cdot \vec{\sigma}$) и импульсные ($\vec{P}_x = -i\vec{\nabla}_x$) операторы, а также выделяя размерность параметра, т.е. K_{SO} – эффективную константу спин-орбитального взаимодействия, из (25) для гамильтониана спин-орбитального взаимодействия получаем

$$H_{SL} = K_{SO} (\sigma_x P_y - \sigma_y P_x), \quad (27)$$

где s – матрица Паули, и

$$K_{SO} = \frac{1}{2} m_e \alpha_{em}^2 \cdot r_e \cdot \frac{1}{\epsilon} \cdot \frac{1}{x_b^2} [2 - \tau \eta^2 Z_3] \cdot \left(\frac{m_e}{m_e^*} \right)^2, \quad (28)$$

где α_{em} – стандартная константа связи электромагнитного взаимодействия, а $0,5m_e \alpha_{em} = 13,605698$

эВ – стандартная энергия Ридберга;

$r_e = e^2 / 4\pi\epsilon_0 m_e = 2,81794 \cdot 10^{-15}$ м – классический радиус электрона; x_b – расстояние между электронами, на котором происходит аннулирование векторных и запирающих потенциалов и безразмерных переменных, т.е. в единицах радиуса Бора, выражается в виде

$$x_b = \frac{x}{a_b} = \frac{\epsilon}{4Z_{tot}} \cdot \left(\frac{m_e}{m_e^*} \right)^2. \quad (29)$$

Тогда из (28) для эффективной константы спин-орбитального взаимодействия имеем

$$K_{SO} = 0,06134 \cdot \left(\frac{m_e}{m_e^*} \right)^2 \cdot \frac{Z_3^2}{\epsilon^3 \tau^2} [2 - \tau \cdot \eta^2 Z_3] \times [10^{-11} \text{ эВ} \cdot \text{м}]. \quad (30)$$

Таким образом, из (29) и (30) видно, что расстояния между электронами, которые соответствуют усилению спин-орбитальных взаимодействий между электронами в КТ, и эффективная константа связи спин-орбитального взаимодействия зависят от ϵ – диэлектрической проницаемости КТ и эффективной массы электрона, а также от заряда изображения.

Значения указанных параметров, конечно, зависят от конкретной структуры нанокристалла. Поэтому для изучения зависимости эффективной константы спин-орбитального взаимодействия от диэлектрической проницаемости различных слоев, а также от эффективной массы электрона, необходимо рассмотреть конкретные соединения.

Изучение поведения эффективной константы связи для конкретных наноструктур. Используя полученные аналитические выражения для эффективной константы (30), рассмотрим зависимость от значения диэлектрической проницаемости или от значения заряда изображения. Мы предполагаем, что заряд изображения является положительным. Именно такое предположение дает возможность объяснить механизм запираания электронов в КТ. Значение заряда изображения зависит от разности величин диэлектрической проницаемости соединений. С другой стороны, в настоящее время известно, что существуют наноструктуры, в которых различие диэлектрической проницаемости слоев сильно влияет на их электрические и оптические

кие свойства. Такими наноструктурами являются полупроводниковые нанокристаллы [7] или квантовые нити [8] в диэлектрической матрице, а также пористый кремний [9] и др. Для того чтобы заряд изображений был положительным, диэлектрическая проницаемость квантовой ямы и КТ всегда должно быть меньше, чем диэлектрическая проницаемость слоев, т.е.

$$e < e_1 \text{ и } e < e_2. \quad (31)$$

Вследствие этого диэлектрическую проницаемость КТ необходимо выбирать таким образом, чтобы она удовлетворяла условию (31). В данный момент значения диэлектрической проницаемости слоев, составляющие конкретные соединения химических элементов, измерены более точно. Эффективная константа спин-орбитального взаимодействия квадратично зависит от эффективной массы электрона. С другой стороны, эффективная масса электрона в наноструктуре, конечно, зависит от состава соединений. Последние экспериментальные исследования показывают, что эффективная масса электрона зависит от электронной плотности в соединениях, а также от линейного размера КТ [10]. Поэтому K_{SO} зависит от электронной плотности слоев и линейного размера КТ.

Рассмотрим двухэлектронную КТ, которая образована на границе соединений GaAs и GaAlAs. Диэлектрическая проницаемость этих соединений в зависимости от размера КТ (подробно см. [11]):

$$\epsilon_{\text{GaAs}} = 6,1; \quad 13, \quad (32)$$

а эффективная масса электрона равна $m_e^* = 0,067m_e$. Согласно (31) с учетом (32) выбираем диэлектрическую проницаемость КТ в интервале

$$\epsilon = \epsilon_w = 1 \div 5. \quad (33)$$

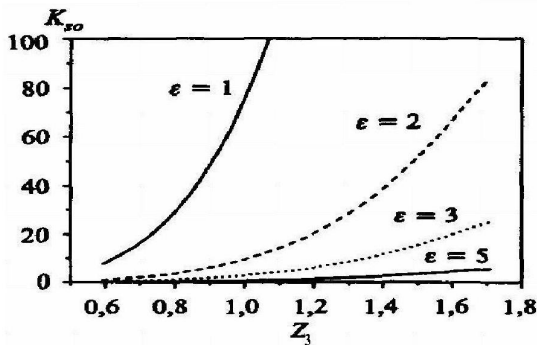


Рис. 1. Зависимость константы связи спин-орбитального взаимодействия от зарядов изображений. Константа связи в единицах (10^{-11} eVm)

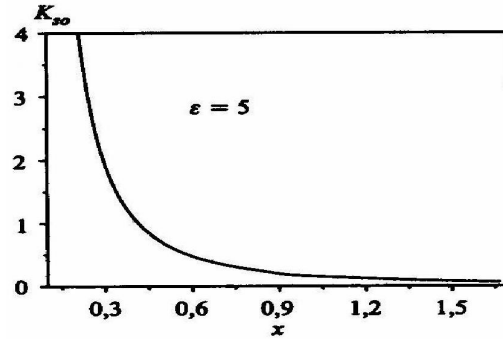


Рис. 2. Зависимость константы связи спин-орбитального взаимодействия от расстояния между электронами в КТ. Константа связи в единицах (10^{-11} eVm)

Зависимость K_{SO} эффективной константы связи спин-орбитального взаимодействия (30) при конкретных значениях эффективной массы электрона от Z_3 – заряда изображений – аналитически определена и представлена на рис. 1. из которого видно, что с возрастанием Z_3 K_{SO} также увеличивается. При малых значениях диэлектрической проницаемости КТ константа связи спин-орбитального взаимодействия резко возрастает. На рис. 2 представлена зависимость K_{SO} от расстояния между электронами, которое определено из условия усиления спин-орбитальных взаимодействий между электронами в КТ. Из рис. 2 также видно, что с увеличением x – расстояния между электронами при конкретных значениях диэлектрической проницаемости, т.е. для конкретного соединения наноструктуры, K_{SO} уменьшается.

Эффективная константа спин-орбитального взаимодействия для структуры InGaAs с эффективной массой электрона $m_e^* = 0,042m_e$ экспериментально определена в [12]:

$$K_{SO} = 1,5 \cdot 10^{-11} \text{ eVm}.$$

Из нашего аналитического результата при значении параметров $e = 3$ и $Z_3 = 0,68$ из (31) имеем $K_{SO} = 1,5 \cdot 10^{-11} \text{ eVm}$. К сожалению, в нашей модели пока много свободных параметров. Наш аналитический результат дает возможность определить константу спин-орбитального взаимодействия. Для этого нужно экспериментально установить значения следующих параметров: эффективной массы электрона, диэлектрическую проницаемость квантовой ямы и диэлектрическую проницаемость соединения. Мы уверены, что экспериментально определить значения этих

параметров для конкретных соединений, в частности для GaAs и GaAlAs, не трудно.

Расстояния между электронами в единицах радиуса Бора

В заключении отметим, что исходя из предположений: во-первых, при описании механизма формирования КТ квантово-механические эффекты играют существенную роль, во-вторых, необходим учет многополярности нанокристаллических структур – аналитически определен потенциал взаимодействия электронов в КТ, который создан электростатическим полем заряда изображений. Именно учет кулоновских парных взаимодействий между электронами и зарядом изображений приводит к созданию электростатического поля заряда изображений.

Показано, что полный потенциал взаимодействия электронов в КТ состоит из двух частей: потенциала однофотонного обмена и потенциала удержания электронов в КТ. Вектор-потенциал для электронов в КТ является обычным отталкивающим кулоновским потенциалом. В предположении, что существует такое расстояние, на котором потенциалы отталкивания и удержания электронов в КТ компенсируются, взаимодействие электронов в КТ определяют только спин-орбитальным взаимодействием. На основании этих предположений аналитически определена константа спин-орбитального взаимодействия электронов в наноструктурах. Изучена зависимость константы спин-орбитального взаимодействия от заряда изображений и от расстояния между электронами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Wolf S.A., Awschalom D.D., Bužman R.A., Daughton J.M., von Molnar S., Roukes, M.L., Chtchelkanova A.Y., Trager D.V. // *Science*. **294**. 1488 (2001).
2. Rashba E.I. // *Phys. Rev. B* **62**, 16267 (2000); Пау-ба Э.И. // *ФТТ* **2**. 1224 (1960); Bychkov Y.A., Rashba E.I. // *JETP Lett.* **39**. 78 (1984); Rashba E.I., Shoka V.I. // *Landau. Level. Spectroscops / Eds. G. Landwehr and E.I. Rashba, Elsevier*, 178 (1991).
3. Динейхан М., Ефимов Г.В. // *ЭЧАЯ*. **26**. 651 (1995); Dineykhhan M., Efimov G.V., Ganbold G., Nedelko S.N. *Oscillator representation in quantum physics Lecture Notes in Physics m* **26**. – Berlin: Springer Verlag (1995).
4. Динейхан М., Жаугашиева С.А., Калкозова Ж.К. Аналитическое определение потенциала удержания и константы связи спин-орбитального взаимодействия электронов в наноструктурах: Препринт ОИЯИ. Дубна, 2005
5. Динейхан М., Жаугашиева С.А., Назмитдинов Р.Г. // *ЖЭТФ*. **119**. 1210 (2001).
6. Lucha W., Schoberl F., Gromes D. // *Phys. Reports. V.* **200**. 127 (1991).
7. Голубков В.В., Екимов А.И., Онущенко А.А. // *Физ. хим. стекла* **6**, 511 (1980); Ал. Эфрос А. // *ФТП*. **16**. 1209 (1982); Bawendi M.G. et al // *Phys. Rev. Lett.* **65**. 1623 (1990); Efros A.I., Onushenko A.A. // *Sol. St. Comm.* **88**. 947 (1993).
8. Poborchii V.V., Ivanova M.S., Salamatina I.A. *Superlattices and Microstructures*. **16**. 133 (1994); Dneprovskii V., Gushina N., Zhukov E. // *Phys. Lett.* **A204**. 59 (1995).
9. Canham L.T. // *Appl. Phys. Lett.* **57**. 1046 (1990).
10. Шаукин А.А. // *УФН*. **175**. 139 (2005); Орлов Ф.Л., Ивина Н.А. // *ФТТ*. **46**. 913 (2004).
11. Lucovsky G., White R.M., et al. *Sol. St. Comm.* **18**. 811 (1976).
12. Engels G., Lange J., Shapers Th., Luth H. // *Phys. Rev.* **B55**. 1958 (1997); Shaapers Th., Engels G., Lange J., Klocke Th., Hoffelder M., Luth H. // *J. Appl. Phys.* **83**. 4324 (1998).

Резюме

Электрондардың спин-орбитальды өзара әрекеттесуіндегі констант аналитикалық түрде анықталған. Спин-орбитальды әрекеттесу кезіндегі константаның сыртқы орта және электрондар арасындағы арақашықтық параметрлерінен тәуелдігі қарастырылған.

Summary

The constant of spin-orbital interaction electron is analytically determined. The dependence of the constant of the spin-orbit interaction on environment parameters and the distance between electrons is studied.

Казахский национальный университет

им. аль-Фараби, г. Алматы

Поступила 13.03.06.