

Квантовый контроль электронных состояний в двойной квантовой точке в условиях кулоновской блокады

В. А. Бурдов

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 16 мая 2002 г.

На примере двух электронов в двойной квантовой точке в бездиссипативном приближении исследуется влияние кулоновской блокады на возможность квантового контроля электронных состояний, осуществляемого посредством воздействия на систему слабым электрическим полем (как постоянным так и переменным). Показано, что кулоновское отталкивание способствует управляемому переводу системы резонансным переменным полем и медленно меняющимся “постоянным” из симметричной электронной конфигурации (когда на каждую квантовую точку приходится по одному электрону) в асимметричную – когда оба электрона локализируются в одной квантовой точке. В отсутствие кулоновского отталкивания локализация электронов в одной квантовой точке может быть получена только в сильном электрическом поле.

PACS: 03.65.–w, 73.20.Dx

Термином “квантовый контроль” принято называть совокупность различных (туннельных, оптических) явлений в гетероструктурах, демонстрирующих непосредственное управляющее воздействие внешних полей на квантовую электронную динамику. В частности, в системах туннельно-связанных квантовых точек или ям обсуждается возможность построения с помощью постоянных и переменных электрических полей устойчивых электронных состояний с заданной плотностью заряда, способных переходить друг в друга при определенном режиме внешнего воздействия [1–3]. Управляемая динамика таких состояний может быть положена в основу действия различных нанoeлектронных приборов нового поколения – в том числе квантовых компьютеров [4, 5].

Создание контролируемых квантовых состояний тесно связано с таким явлением, как динамическая локализация электронных волновых пакетов в наноструктурах (термин, предложенный, по-видимому, авторами работ [6, 7], рассмотревших это явление в сверхрешетках и решетках конечных размеров). Само явление динамической локализации состоит в “запирании” электронного волнового пакета в одной из нескольких (двух [8–11] или более [6, 7]) одинаковых туннельно-связанных квантовых ям или точек. При этом “запирание” осуществляется переменным полем, а медленное изменение либо амплитуды переменного сигнала [1, 2], либо “постоянного” напряжения, приложенного к структуре [3], позволяет перевести электронную плотность из одной квантовой ямы (точки) в соседнюю.

Однако, как было показано для двойных квантовых ям [1, 2, 8–10] и точек [11], динамическая локализация возможна только в сильном электрическом поле, потенциальная энергия электрона в котором существенно больше энергии туннельного расщепления уровней. Важно также, что во всех упомянутых выше работах использовалось одноэлектронное приближение, и эффекты кулоновской блокады, играющие существенную роль особенно в квантовых точках, не принимались во внимание. Так, в квантовых точках малых размеров (порядка 10 нм и менее) для преодоления кулоновской блокады необходимы, например, сильные постоянные поля [12, 13] с напряженностью, превышающей напряженность поля блокады, которая составляет примерно 10^4 – 10^5 В/см. По этой причине можно ожидать, что в туннельно-связанных квантовых точках с числом электронов, большим одного, кулоновское межэлектронное взаимодействие будет препятствовать локализации электронов, что автоматически приведет к невозможности динамического контроля в системе.

Тем не менее, как показывает проведенный теоретический анализ, результат оказывается совершенно обратным. Кулоновская блокада, напротив, помогает локализовать электроны в области одной квантовой точки, причем для этого достаточно воздействия слабыми – постоянным и переменным – электрическими полями, потенциальная энергия электрона в которых сопоставима с энергией туннельного расщепления уровней в связанных квантовых точках.

Проиллюстрируем данный эффект на примере двух электронов в симметричной двойной квантовой точке, находящейся в слое какого-либо широкозонного материала. Будем считать, что энергия размерного квантования в квантовой точке является самым большим энергетическим параметром задачи. Другой энергетический параметр – энергия расщепления уровня основного состояния Δ , которое возникает вследствие существования слабой туннельной связи между квантовыми точками, напротив, может быть сделана сколь угодно малой за счет удаления квантовых точек друг от друга. Кулоновскую энергию межэлектронного взаимодействия будем полагать значительно большей Δ , но много меньшей энергии размерного квантования. Для квантовых точек с размерами порядка десяти нанометров энергия размерного квантования оказывается равной десятым долям электронвольта и примерно на порядок превышает кулоновскую энергию, которая, в свою очередь, может превышать энергию расщепления Δ на порядок или более.

Следует, конечно, иметь в виду, что указанное соотношение между энергией размерного квантования и кулоновской энергией выполняется тем лучше, чем меньше эффективная масса электронов и чем больше диэлектрическая проницаемость полупроводника. Например, для арсенида галлия, где эффективная масса составляет около семи процентов массы свободного электрона, а диэлектрическая проницаемость приближенно равна 12, значения энергии размерного квантования и кулоновской энергии при размере квантовой точки в 10 нм составляют 0.1 эВ и 0.01 эВ соответственно, что вполне отвечает приведенным выше оценкам.

Как постоянное, так и переменное внешние поля будем полагать достаточно слабыми, так что потенциальная энергия электронов в этих полях имеет тот же порядок величины, что и энергия расщепления уровней Δ , то есть значительно меньше куло-

новской энергии. Наконец, энергию кванта внешнего переменного поля $\hbar\omega$ будем считать сопоставимой по порядку величины с кулоновской энергией. При соблюдении указанных соотношений между энергиями мы можем ограничиться рассмотрением электронной динамики на нижней паре расщепленных уровней, не принимая во внимание все остальные – более высоколежащие.

Оператор Гамильтона двухэлектронной системы во внешнем электрическом поле в пренебрежении различными диссипативными процессами может быть записан в виде

$$\hat{H}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \sum_{j=1}^2 \left(\hat{H}_0(\mathbf{r}_j) + W(\mathbf{r}_j) + U(\mathbf{r}_j) \cos \omega t \right) + V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2), \quad (1)$$

где $\hat{H}_0(\mathbf{r})$ – одноэлектронный оператор Гамильтона в двойной квантовой точке в двухуровневом приближении, собственные функции которого $\chi_{0,1}(\mathbf{r})$ являются симметричной и антисимметричной по координате z , соответственно (ось z совпадает с осью структуры); $W(\mathbf{r})$ и $U(\mathbf{r}) \cos \omega t$ – потенциальные энергии электрона в постоянном и переменном поле, направленном также по оси структуры, а $V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ – оператор энергии межэлектронного взаимодействия, который, как и весь оператор Гамильтона (1), симметричен относительно перестановок частиц.

В отсутствие переменного поля решение задачи на собственные функции и собственные значения дает по четыре энергии и волновые функции стационарных двухэлектронных состояний [13]. Так, волновые функции основного состояния, а также второго и третьего возбужденных оказываются симметричными относительно перестановок частиц (речь идет только о координатной части волновой функции, спиновую мы опускаем) и описываются следующим общим выражением:

$$\Psi_j(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{(\varepsilon_j + V)[(\varepsilon_j - V - 2W)\Psi_L(\mathbf{r}_1)\Psi_L(\mathbf{r}_2) + (\varepsilon_j - V + 2W)\Psi_R(\mathbf{r}_1)\Psi_R(\mathbf{r}_2)]}{\sqrt{2}\sqrt{(\varepsilon_j^2 - V^2)^2 + \Delta^2(\varepsilon_j - V)^2 + 4W^2(\varepsilon_j + V)^2}} - \frac{\Delta(\varepsilon_j - V)[\Psi_L(\mathbf{r}_1)\Psi_R(\mathbf{r}_2) + \Psi_R(\mathbf{r}_1)\Psi_L(\mathbf{r}_2)]}{\sqrt{2}\sqrt{(\varepsilon_j^2 - V^2)^2 + \Delta^2(\varepsilon_j - V)^2 + 4W^2(\varepsilon_j + V)^2}}, \quad j = 0, 2, 3. \quad (2)$$

Здесь ε_j – энергии, отсчитанные от некоторого общего уровня, и равные в слабых полях

$$\begin{aligned} \varepsilon_0 &= -V - \frac{\Delta^2}{2V} - \frac{\Delta^2(W^2 - \Delta^2/4)}{2V^3}, \\ \varepsilon_{2,3} &= V + \frac{\Delta^2}{4V} \mp \sqrt{4W^2 + \left(\frac{\Delta^2}{4V}\right)^2}. \end{aligned} \quad (3)$$

Параметры V и W – недиагональные матричные элементы операторов кулоновского взаимодействия и взаимодействия с постоянным электрическим полем соответственно, которые могут быть записаны в виде

$$\begin{aligned} V &= \langle \chi_0(\mathbf{r}_1)\chi_0(\mathbf{r}_2) | V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) | \chi_1(\mathbf{r}_1)\chi_1(\mathbf{r}_2) \rangle, \\ W &= \langle \chi_0(\mathbf{r}) | W(\mathbf{r}) | \chi_1(\mathbf{r}) \rangle. \end{aligned}$$

При оценках можно считать, что $V \sim e^2/\epsilon R$, где e – заряд электрона, ϵ – диэлектрическая проницаемость полупроводника, R – размер квантовой точки, а $W \sim eER$, где E – напряженность внешнего постоянного поля. Функции $\Psi_{L,R}(\mathbf{r})$ построены из функций $\chi_{0,1}(\mathbf{r})$:

$$\Psi_L(\mathbf{r}) = \frac{\chi_0(\mathbf{r}) - \chi_1(\mathbf{r})}{\sqrt{2}}, \quad \Psi_R(\mathbf{r}) = \frac{\chi_0(\mathbf{r}) + \chi_1(\mathbf{r})}{\sqrt{2}}$$

и практически полностью локализованы в левой и правой квантовых точках.

В отличие от функций (2) волновая функция первого возбужденного состояния антисимметрична относительно перестановок частиц [13]. В свою очередь, оператор периодического возмущения является симметричным и, следовательно, не может связывать состояния с разной симметрией, вследствие чего первое возбужденное состояние не претерпит никаких изменений со временем и фактически не будет участвовать в электронной динамике. По этой причине мы не станем здесь приводить выражения для волновой функции и энергии первого возбужденного состояния и далее не будем его принимать во внимание, считая этот уровень изначально не заселенным.

Зная волновые функции стационарных состояний (2), можно определить вероятности пространственного распределения электронов по квантовым точкам. Так, в сравнительно слабом электрическом поле (о чем шла речь выше), таком, что $W \sim \Delta \ll V$ (параметр V как раз и играет здесь роль характерной энергии кулоновского взаимодействия), в основном состоянии электроны будут с подавляющей вероятностью иметь симметричное распределение (то есть в каждой квантовой точке будет находиться по одному электрону), а во втором и третьем возбужденных

состояниях электроны с равной вероятностью, близкой к стопроцентной, находятся оба в левой и правой квантовых точках, соответственно:

$$\begin{aligned} P_S^{(0)} &= \left(1 + \frac{\Delta^2}{4V^2} + \frac{\Delta^2(6W^2 - \Delta^2)}{8V^4}\right)^{-1}, \\ P_L^{(2)} = P_R^{(3)} &= \frac{1}{2} + \frac{W}{\sqrt{4W^2 + (\Delta^2/4V)^2}}. \end{aligned}$$

Вероятности $P_L^{(2)}$ и $P_R^{(3)}$ резко спадают от 1 до 1/2 в области очень слабых полей на масштабах $W \lesssim \Delta^2/8V$. В основном состоянии вероятность симметричного распределения $P_S^{(0)}$ почти не зависит от внешнего поля W – эта зависимость появляется лишь в четвертом порядке по малому отношению Δ/V – и всегда близка к единице (отличия составляют величину второго порядка по Δ/V).

Для решения уравнения Шредингера в слабом переменном электрическом поле разложим волновую функцию по базису стационарных состояний (2):

$$\begin{aligned} \Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t) &= \sum_{j \neq 1} C_j(t) \Psi_j(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \times \\ &\times \exp \left\{ -i \left(\frac{\varepsilon_j}{\hbar} t + \frac{U_{jj}}{\hbar\omega} \sin \omega t \right) \right\}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $C_j(t)$ – неизвестные коэффициенты разложения, а $U_{jj} = \langle \Psi_j | (U(\mathbf{r}_1) + U(\mathbf{r}_2)) | \Psi_j \rangle$. В области полей $W \sim \Delta$ можно считать, что $U_{00} = 0$, $U_{22} = -U_{33} = -2U$, где $U = \langle \chi_0 | U(\mathbf{r}) | \chi_1 \rangle$. Как уже говорилось ранее, полагаем $U \sim W \sim \Delta$.

Коэффициенты разложения $C_j(t)$ при $W \sim \Delta$ подчиняются следующей системе уравнений:

$$\begin{aligned} i \frac{dC_0}{dt} &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} \mu_m (C_2 \exp \{i(m\omega - \omega_{20})t\} + \\ &+ C_3 \exp \{-i(m\omega + \omega_{30})t\}), \\ i \frac{dC_2}{dt} &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} (\mu_m C_0 \exp \{-i(m\omega - \omega_{20})t\} + \\ &+ \lambda_m C_3 \exp \{-i(m\omega + \omega_{32})t\}), \\ i \frac{dC_3}{dt} &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} (\mu_m C_0 \exp \{i(m\omega + \omega_{30})t\} + \\ &+ \lambda_m C_2 \exp \{i(m\omega + \omega_{32})t\}), \end{aligned} \quad (5)$$

в которой ω_{20} , ω_{30} , ω_{32} – частоты переходов между соответствующими уровнями (3),

$$\mu_m = \frac{\omega \Delta m}{2\sqrt{2}V} J_m(2U/\hbar\omega), \quad \lambda_m = \frac{\omega \Delta^2}{16WV} J_m(4U/\hbar\omega),$$

а $J_m(x)$ – функция Бесселя порядка m аргумента x . Заметим, что параметры μ_m и λ_m всегда являются малыми по сравнению с ω , что позволяет применить при решении системы (5) резонансное приближение (см., например, с. 180 [14]).

Однако в такой трехуровневой системе возможны три резонансных перехода, и в зависимости от величины W будет наблюдаться какой-то один из них при условии, что $2V \neq N\hbar\omega/2$ (N – любое натуральное число). На рис.1 показана последовательность появления резонансов при монотонном увеличении по-

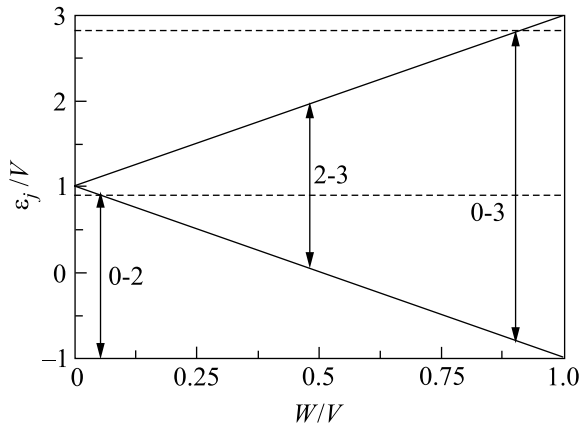


Рис.1. Последовательность “появления” резонансов с ростом постоянного поля W . Горизонтальными пунктирными линиями показаны энергии квантов $\hbar\omega$, равные 1.9 В, отсчитанные от уровня постоянной энергии основного состояния $\varepsilon_0 = -V$. Сплошные линии – энергии стационарных возбужденных состояний. Двойными стрелками показаны соответствующие резонансные переходы

стоянного поля W . В случае, когда $2V = N\hbar\omega/2$, при определенном значении W либо все три перехода оказываются резонансными одновременно, либо один переход между вторым и третьим уровнями. Эту ситуацию далее рассматривать не будем.

Допустим, что при увеличении постоянного поля первым появляется резонанс между основным состоянием и вторым возбужденным, $\omega_{20} = \omega$, как показано на рис.1. Тогда, сохраняя в уравнениях (5) только резонансные слагаемые с $m = 1$ и считая $C_3 \approx \text{const}$, получим для волновой функции (4) выражение вида

$$\Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t) = \sum_{\sigma=1}^3 A_{\sigma} \Phi_{\sigma}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t), \quad (6)$$

где A_{σ} – постоянные коэффициенты, определяемые только начальными условиями, а $\Phi_{\sigma}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t)$ – ква-

зиэнергетические волновые функции [15], имеющие в нашем случае вид

$$\begin{aligned} \Phi_1(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t) &= \\ &= \Psi_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \sqrt{\frac{1}{2} \left(1 + \frac{\delta}{2\nu}\right)} \exp \left\{ -i \left(\frac{\varepsilon_0}{\hbar} + \frac{\delta}{2} - \nu \right) t \right\} - \\ &\quad - \Psi_2(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \sqrt{\frac{1}{2} \left(1 - \frac{\delta}{2\nu}\right)} \times \\ &\quad \times \exp \left\{ -i \left(\frac{\varepsilon_2}{\hbar} - \frac{\delta}{2} - \nu \right) t + i \frac{2U}{\hbar\omega} \sin \omega t \right\}, \\ \Phi_2(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t) &= \Psi_3(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \exp \left\{ -i \left(\frac{\varepsilon_3}{\hbar} t + \frac{2U}{\hbar\omega} \sin \omega t \right) \right\}, \\ \Phi_3(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t) &= \\ &= \Psi_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \sqrt{\frac{1}{2} \left(1 - \frac{\delta}{2\nu}\right)} \exp \left\{ -i \left(\frac{\varepsilon_0}{\hbar} + \frac{\delta}{2} + \nu \right) t \right\} + \\ &\quad + \Psi_2(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \sqrt{\frac{1}{2} \left(1 + \frac{\delta}{2\nu}\right)} \times \\ &\quad \times \exp \left\{ -i \left(\frac{\varepsilon_2}{\hbar} - \frac{\delta}{2} + \nu \right) t + i \frac{2U}{\hbar\omega} \sin \omega t \right\}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь малая расстройка резонанса $\omega_{20} - \omega$ обозначена через δ , а $\nu = \sqrt{\mu_1^2 + \delta^2/4}$.

Если в начальный момент времени система находилась в своем основном состоянии Ψ_0 (что соответствует симметричному распределению электронов) и постоянное электрическое поле было существенно меньше резонансного (то есть $\delta > 0$ и $\delta \gg \mu_1$), то при включении периодического электрического поля система почти с единичной вероятностью окажется в квазиэнергетическом состоянии Φ_1 , совпадающем с Ψ_0 при $t = 0$ с точностью до малых слагаемых порядка μ_1/δ . Следовательно, в разложении (6) все коэффициенты, кроме A_1 , будут близки к нулю, а $A_1 \approx 1$. В свою очередь, как было показано в работе [3], при адиабатическом изменении постоянного поля W со временем, коэффициенты разложения и сами квазиэнергетические функции почти не меняют своего вида по сравнению со случаем $W = \text{const}$, то есть коэффициенты разложения остаются постоянными.

Таким образом, при медленном изменении W система по-прежнему будет оставаться в квазиэнергетическом состоянии Φ_1 , однако после перехода через резонанс и постепенное удаление от него ($\delta < 0$, $|\delta| \gg \mu_1$) квазиэнергетическое состояние Φ_1 с точностью до фазового множителя и малых слагаемых порядка $\mu_1/|\delta|$ будет совпадать уже с другим стационарным состоянием Ψ_2 . Если начальное состояние

Ψ_0 имело симметричное распределение электронов по квантовым точкам, то конечное состояние Ψ_2 будет иметь уже максимально асимметричное распределение, когда оба электрона находятся в левой квантовой точке. Полный заряд в левой квантовой точке при таком переходе описывается выражением

$$Q = -e \left[1 + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\delta}{2\nu} \right) \right].$$

Видно, что при переходе через резонанс значение отношения $\delta/2\nu$ меняется от 1 до -1 , и полный заряд Q изменяется на величину заряда одного электрона. Следовательно, резонансное воздействие даже слабого переменного поля при адиабатическом изменении постоянного поля способно преодолеть сильную кулоновскую блокаду и локализовать электроны в одной квантовой точке. Роль слабого постоянного поля при этом заключается в том, чтобы перевести систему через точку резонансного взаимодействия и, "удалив" ее от резонанса, зафиксировать в некотором устойчивом состоянии, близком к стационарному.

Как уже отмечалось вначале, динамическую локализацию электронного волнового пакета в слабых полях (когда $W \sim U \sim \Delta$) невозможно получить в отсутствие кулоновского отталкивания. Причина здесь заключается в том, что сами стационарные одночастичные состояния в симметричной двойной квантовой точке при $W \sim \Delta$ не являются сильно локализованными (они локализуются только при $W \gg \Delta$). Электронная плотность в одночастичных состояниях распределяется по обоим квантовым точкам, поэтому адиабатический перевод системы через резонанс, приводящий фактически к переводу из одного стационарного состояния в другое, не сопровождается при этом локализацией волновой функции в какой-то одной квантовой точке. Напротив, в случае, когда имеет место сильное кулоновское отталкивание, в возбужденных двухэлектронных состояниях оба электрона локализуются в одной из двух квантовых точек с вероятностью, близкой к единице. Поэтому перевод системы слабым резонансным полем из основного стационарного состояния в возбужденное (внутри одного и того же квазиэнергетического состояния) приводит к почти полной локализации электронной плотности в одной квантовой точке.

Заметим, что дальнейшее адиабатическое увеличение постоянного поля W , ведущее, с одной стороны, к выходу системы из области резонанса $\omega_{20} = \omega$ и локализации обоих электронов в левой квантовой точке, с другой стороны, приближает систему к следующему резонансу, $\omega_{32} = \omega$. Несложно показать, что теперь медленный переход через резонанс пере-

ведет систему из второго возбужденного состояния в третье, то есть оба электрона перейдут из левой квантовой точки в правую. Если же продолжать увеличение постоянного поля и далее, можно вернуть систему обратно в основное состояние, переведя ее через резонанс $\omega_{30} = 2\omega$ и совершив тем самым полный цикл. При этом количество заряда в левой квантовой точке описывается приближенным выражением

$$Q = -e + \frac{e}{2} \left\{ \frac{\delta'}{\nu'} + \frac{1}{2} \left(\frac{\delta\nu}{-\nu''} \right) \right\},$$

где δ' , ν' и δ'' , ν'' – соответствующие значения параметров δ и ν для резонансов $2 \rightarrow 3$ и $3 \rightarrow 0$.

Сама зависимость Q от W , соответствующая замкнутому циклу перевода заряда, представлена на рис.2. Характерные ширины резонансов определяются фурье-коэффициентами μ_1 (для резонанса $0 \rightarrow 2$),

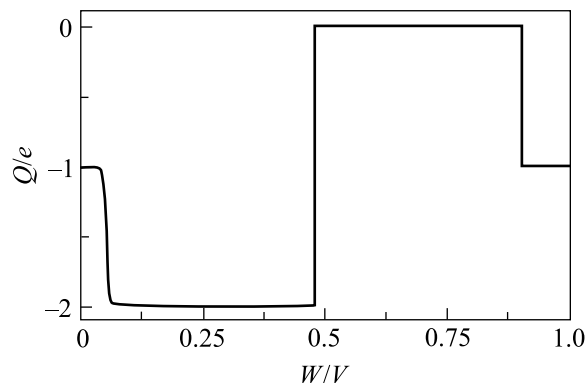


Рис.2. Количество заряда в левой квантовой точке в зависимости от постоянного поля W при $\Delta/V = 0.1$, $\hbar\omega/V = 1.9$, $U = \Delta$. При переходе через очередной резонанс заряд в левой квантовой точке скачком меняется на величину, кратную заряду одного электрона. После перехода $3 \rightarrow 0$, что соответствует $W/V = 0.9$, заселенность левой квантовой точки возвращается к своему исходному значению, совершив полный цикл

λ_{-1} ($2 \rightarrow 3$) и μ_{-2} ($3 \rightarrow 0$). При значениях параметров, указанных в подписи к рис.2, имеем: $\mu_1/\omega = 0.00186$, $\lambda_{-1}/\omega = -0.00014$, $\mu_{-2}/\omega = -0.0001$, то есть самый первый резонанс – наиболее "широкий". По этой причине первый резонансный перевод заряда из основного состояния во второе возбужденное ($0 \rightarrow 2$) оказывается более плавным, чем два последующих, как показано на рис.2.

Следует, конечно же, иметь в виду, что последующие резонансные переходы ($2 \rightarrow 3$ и $3 \rightarrow 0$) требуют уже гораздо более высоких значений постоянного поля W , сопоставимых с кулоновской энергией V , нежели самый первый резонанс $0 \rightarrow 2$. Так,

при $\hbar\omega/V = 1.9$ резонансные значения поля W равны 0.05, 0.475 и 0.9V, соответственно. Тем не менее, эти значения все еще меньше порогового значения постоянного поля W , которое способно преодолеть кулоновскую блокаду без дополнительного воздействия переменного поля. Как показано в [13], это значение в точности равно V .

Заметим также, что для осуществления подобных контролируемых переводов электронной плотности необходимо, чтобы время жизни электронов в возбужденных состояниях было достаточно большим – превышающим время перевода системы из одного состояния в другое. Как показывают оценки, ширина уровней возбужденных состояний при этом не должна превышать 10^{-4} эВ.

Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант # 01-02-16569) и Министерством образования РФ (грант # УР.01.01.057).

1. R. Bavli and H. Metiu, Phys. Rev. **A47**, 3299 (1993).

2. А. А. Горбачевич, В. В. Капаев, Ю. В. Копаев, ЖЭТФ **107**, 1320 (1995).
3. В. А. Бурдов, ЖЭТФ **116**, 217 (1999).
4. К. А. Валиев, А. А. Кокин, *Квантовые компьютеры: надежды и реальность*, РХД, Москва-Ижевск, 2001.
5. Д. Ф. Зарецкий, С. Б. Сазонов, ЖЭТФ **121**, 521 (2002).
6. D. H. Dunlap and V. M. Kenkre, Phys. Rev. **B34**, 3625 (1986).
7. S. Raghavan, V. M. Kenkre, D. H. Dunlap et al., Phys. Rev. **A54**, R1781 (1996).
8. F. Grossmann, T. Dittrich, P. Jung, and P. Hanggi, Phys. Rev. Lett. **67**, 516 (1991).
9. F. Grossmann and P. Hanggi, Europhys. Lett. **18**, 571 (1992).
10. Y. Dakhnovskii and R. Bavli, Phys. Rev. **B48**, 11010 (1993).
11. C. A. Stafford and N. S. Wingreen, Phys. Rev. Lett. **76**, 1916 (1996).
12. G. Bryant, Phys. Rev. **B48**, 8024 (1993).
13. В. А. Бурдов, ФТТ **43**, 1110 (2001).
14. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*, М.: Наука, 1989.
15. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ **51**, 1492 (1966).