

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Наблюдаемые двумерные туннельные бифуркации во внешнем электрическом поле

В. Ч. Жуковский^{1,a}, Ю. И. Дахновский², О. Н. Горшков³, В. Д. Кревчик⁴,
 М. Б. Семенов^{4,b}, Ю. Г. Смирнов⁴, Е. В. Чупрунов³, В. А. Рудин⁴, Н. Ю. Скибицкая⁴,
 П. В. Кревчик⁴, Д. О. Филатов³, Д. А. Антонов³, М. А. Лапшина³, К. Ямamoto⁵,
 М. Е. Шенина³

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра теоретической физики. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

²University of Wyoming, Laramie, Wyoming, USA.

³Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ имени Н. И. Лобачевского. Россия, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, д. 23/3.

⁴Пензенский государственный университет. Россия, 440026, г. Пенза, ул. Красная, д. 40.

⁵Research Institute of International Medical Center of Japan. Tokyo, Japan.

E-mail: ^azhukovsk@phys.msu.ru, ^bphysics@pnzgu.ru

Статья поступила 15.04.2009, подписана в печать 04.05.2009.

Исследуется проблема управляемости двумерного диссипативного туннелирования в системе туннельно-связанных квантовых точек (квантовой молекуле), взаимодействующих квантовых молекул или системе «игла кантилевера атомно-силовой микроскоп/сканирующий туннельный микроскоп (АСМ/СТМ) — квантовая точка», моделируемых 2D-осцилляторным потенциалом, взаимодействующим с термостатом, во внешнем электрическом поле. Полученные результаты качественно соответствуют отдельным экспериментальным вольт-амперным характеристикам для системы «платинированная игла кантилевера АСМ/СТМ — квантовая точка из золота», полученным в НИФТИ при ННГУ имени Н. И. Лобачевского. Экспериментально наблюдаемыми и устойчивыми оказываются предсказанные ранее 2D-туннельные бифуркации с диссипацией для случая параллельно туннелирующих взаимодействующих частиц.

Ключевые слова: диссипативное туннелирование, двумерные бифуркации, квантовые точки.

УДК: 535.361. PACS: 73.40.Gk, 82.20.Xг, 03.65.Xр, 31.15.Gу.

Впервые существование 2D-туннельных бифуркаций было предсказано в работе [1] для систем взаимодействующих контактов Джозефсона. Был предсказан эффект излома на температурной или токовой зависимости вероятности распада в окрестности точки бифуркации. Однако, как предполагалось, соответствующая температурная область могла оказаться узкой для детального экспериментального изучения. Соответствующая особенность вероятнее всего замыгалась флюктуациями. Несколько позднее в работе [2] неустойчивый эффект 2D-туннельных бифуркаций изучался для антипараллельного переноса в системах типа порфиринов (или на примере димеров 7-азаиндола). В работе [3] исследована тонкая структура 2D-туннельных бифуркаций с диссипацией при параллельном и антипараллельном переносе частиц. Было показано, что в случае параллельного переноса туннелирующих частиц в асимметричном осцилляторном потенциале в точке бифуркации может наблюдаться устойчивый излом на зависимости вероятности туннелирования от температуры, а также режим квантовых биений в окрестности точки бифуркации. В работе [4] исследовались конкурирующие туннельные траектории в 2D-потенциале с варьируемой топологией как модель для квантовых бифуркаций. В последние годы процессы туннелирова-

ния вызывают особый интерес исследователей структур с квантовыми точками и квантовыми молекулами, что во многом связано с возможностями современных нанотехнологий [5–15].

Многие из отмеченных систем рассматриваются с позиций инстанционного подхода. Вычисление константы туннелирования, основанное на инстанционном приближении, делает все перечисленные явления в некотором смысле «подобными». В химических реакциях константа скорости предполагает экспоненциальную эволюцию для вероятности переноса, тогда как в электронных приборах константа скорости определяет туннельный ток. В работе [9] было показано, что проводимость гранулированных металлических пленок связана с процессами туннелирования между соседними гранулами, а также что взаимодействие с термостатом, обеспечивающее реальный переход в состояния, локализованные в «соседнем» кластере, достаточно мало. Таким образом, характеристики туннельного тока в изучаемых системах можно рассматривать в пределе сравнительно «слабой» диссипации, но достаточной для обеспечения «распадности» двухъядерного осцилляторного потенциала, используемого в предлагаемой модели. Кроме того, существенный вклад в туннельный ток может дать вероятность туннелирования, оцененная с точностью

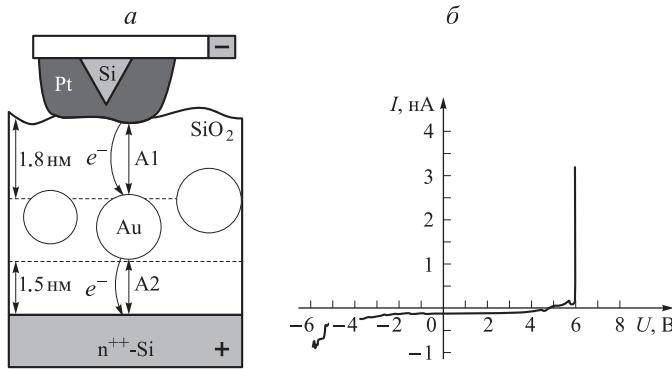


Рис. 1. Схема экспериментальной установки с использованием совмещенного ACM/СТМ и отдельные полученные туннельные ВАХ. а — Схема туннелирования электронов через нанокомпозитную структуру $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{SiO}_2:\text{HK-Au}/\text{SiO}_2$; А1 — туннельно-прозрачный барьер зонд-кластер, А2 — барьер кластер-подложка. б — ВАХ, измеренная на структуре $\text{Si}(100)/\text{SiO}_2(1.5 \text{ нм})/\text{SiO}_2:\text{HK-Au}(1.6 \text{ нм})/\text{SiO}_2(1.8 \text{ нм})$ в местах расположения нанокластеров Au в SiO_2

до предэкспоненциального фактора в работе [15]. На рис. 1 представлена экспериментальная схема исследований и одна из типичных вольт-амперных характеристик (ВАХ), полученных экспериментальной группой (О. Н. Горшков, Д. О. Филатов и др.) в НИФТИ при ННГУ имени Н. И. Лобачевского.

Одной из характерных особенностей ВАХ, приведенной на рис. 1, является резкий излом, наблюдаемый при положительных напряжениях, который, предположительно, обусловлен сменой режима туннелирования по параллельным каналам в асимметричном 2D-потенциале или наличием точки бифуркации, описанной в [3]. Вблизи этой точки на ВАХ наблюдается небольшая переходная область с отдельной особенностью, которая, вероятно, может отвечать режиму квантовых биений, также предсказанных в [3]. И наконец, в области отрицательных напряжений мы наблюдаем характерный единичный пик, который, как описано ранее в работе [15], связан с особенностью предэкспоненциального фактора в момент, когда с изменением внешнего электрического поля, влияющего на величину параметра асимметрии потенциала, модельный потенциал становится симметричным. Эта совокупность изученных теоретически и экспериментально эффектов позволяет делать вывод о возможности эксперименталь-

ного наблюдения устойчивых 2D-туннельных бифуркаций с диссипацией, что и является основным результатом настоящей работы. Теоретическая возможность использовать науку о диссипативном туннелировании для систем с атомно-силовым микроскопом/сканирующим туннельным микроскопом (ACM/СТМ) была ранее продемонстрирована в работе [11]. В работе [15] приводится сравнение теоретической зависимости для вероятности диссипативного туннелирования с экспериментальной ВАХ в структуре с КТ из коллоидного золота для совмещенного ACM/СТМ [12].

При изучении туннельного тока с иглы кантилевера совмещенного ACM/СТМ в ближайший нанокластер золота (квантовую точку) вполне вероятной может быть ситуация, когда из-за неоднородностей на поверхности иглы реализуются параллельные близко расположенные каналы туннельного тока. Если размер неоднородности оказывается меньше размера нанокластера (квантовой точки), то при отрицательном приложенном напряжении меняется асимметрия потенциала вдоль координаты переноса, как это изображено на рис. 2. С учетом взаимодействия туннелирующих по параллельным каналам частиц перестройка потенциала становится существенно двумерной (рис. 3).

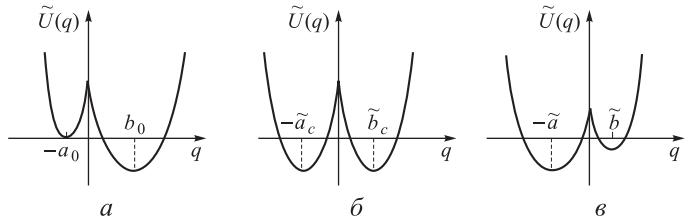


Рис. 2. Учет влияния электрического поля на асимметричный двухъязмый осцилляторный потенциал. При некотором значении приложенного отрицательного напряжения потенциал становится симметричным (б), что может дать в предэкспоненциальном факторе вероятности переноса наблюдаемый единичный пик

Учет влияния электрического поля (при отрицательном напряжении) на асимметричный двухъязмый осцилляторный потенциал дает

$$\tilde{U}(q) = \frac{\omega_0^2}{2}(q+a_0)^2\theta(-q) + \left[\frac{\omega_0^2}{2}(q-b_0)^2 - \Delta I \right] \theta(q) + |e|Eq, \quad (1)$$

где параметр $\Delta I = \frac{\omega_0^2}{2}(b_0^2 - a_0^2)$ определяет исходную асимметрию потенциала в отсутствие поля и, как из-

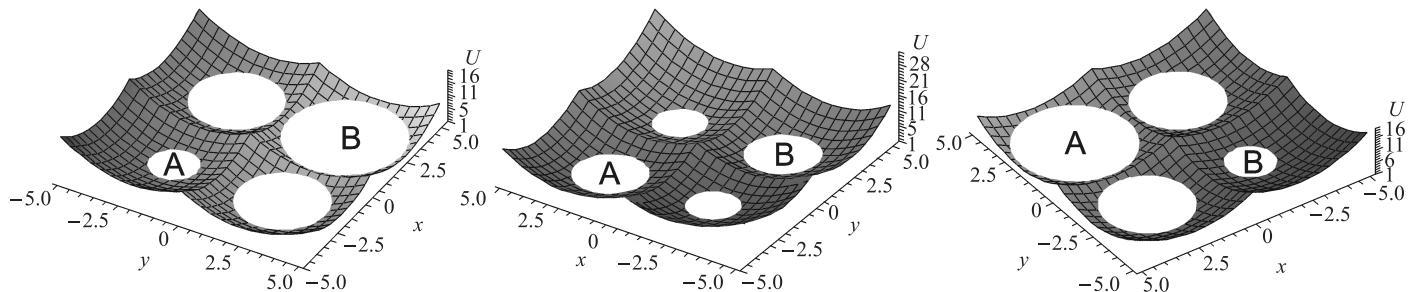


Рис. 3. Изменение асимметрии поверхности потенциальной энергии для параллельного переноса частиц во внешнем электрическом поле (при отрицательном приложенном напряжении). При некотором значении приложенного напряжения потенциал становится симметричным (б)

вестно, приводит к изменению величины асимметрии, пропорциональной величине поля

$$\Delta \tilde{U} = \tilde{U}_2(\tilde{b}) - \tilde{U}_1(\tilde{a}) + \frac{\omega_0^2}{2}(a_0^2 - b_0^2) = |e|E(a_0 + b_0) \sim E, \quad (2)$$

где $\tilde{U}_1(\tilde{b}) = -b_0|e|E - \frac{|e|^2 E^2}{2\omega_0^2}$, $\tilde{U}_2(\tilde{a}) = a_0|e|E - \frac{|e|^2 E^2}{2\omega_0^2} - \frac{\omega_0^2}{2}(a_0^2 - b_0^2)$.

При некотором значении внешнего поля первоначально асимметричный потенциал с более глубокой правой ямой может стать симметричным $\tilde{a}_c = \tilde{b}_c$:

$$\begin{aligned} \tilde{U}_1(\tilde{a}) &= \tilde{U}_2(\tilde{b}); \\ -a_0|e|E - \frac{|e|^2 E^2}{2\omega_0^2} &= b_0|e|E - \frac{|e|^2 E^2}{2\omega_0^2} - \frac{\omega_0^2}{2}(b_0^2 - a_0^2); \end{aligned}$$

отсюда

$$E|e|(a_0 + b_0) = \frac{\omega_0^2}{2}(b_0 - a_0)(a_0 + b_0) \quad \text{и} \quad E_c = (b_0 - a_0) \frac{\omega_0^2}{2|e|}. \quad (3)$$

Таким образом, влияние электрического поля можно учесть через перенормировку параметров $a = \tilde{a} = a_0 + \frac{|e|E}{\omega_0^2}$, $b = \tilde{b} = b_0 - \frac{|e|E}{\omega_0^2}$. Смена знака напряжения приводит к тому, что исходная асимметрия потенциала (правая яма глубже левой) будет только усиливаться, состояние симметричного потенциала при таком знаке напряжения не достигается. Для 2D-потенциала мы получим картину, напоминающую рис. 3а, где минимум B справа будет более глубоким, а минимум A более мелким. Если исходная асимметрия потенциала (как предполагается) была недостаточной для достижения точки бифуркации туннельных траекторий, то с ростом поля ее можно достичь.

Для 2D-параллельного переноса с учетом взаимодействия частиц и перенормировки параметров потенциала во внешнем электрическом поле получим перенормированный потенциал в виде

$$\begin{aligned} U_p(q_1, q_2) &= \frac{2\tilde{U}_p(q_1, q_2)}{\omega^2} = (q_1 + a)^2\theta(-q_1) + \\ &+ [-(b^2 - a^2) + (q_1 - b)^2]\theta(q_1) + (q_2 + a)^2\theta(-q_2) + \\ &+ [-(b^2 - a^2) + (q_2 - b)^2]\theta(q_2) - \frac{\alpha^*}{2}(q_1 - q_2)^2. \quad (4) \end{aligned}$$

Предположим, что две частицы независимо взаимодействуют с гармоническим термостатом. Такое взаимодействие рассматривается в билинейном приближении. Динамика среды описывается осцилляторным гамильтонианом (при этом мы используем систему единиц с $\hbar = 1$, $k_B = 1$ и массами осцилляторов, равными единице)

$$H_{ph} = \frac{1}{2} \sum_i (P_i^2 + \omega_i^2 Q_i^2). \quad (5)$$

Каждая из туннелирующих частиц (электронов или эффективных зарядов) взаимодействует с осцилляторным термостатом следующим образом:

$$V_{p-ph}^{(1)}(q_1, Q_i) = q_1 \sum_i C_i Q_i, \quad V_{p-ph}^{(2)}(q_2, Q_i) = q_2 \sum_i C_i Q_i, \quad (6)$$

Как и в работе [3], мы интересуемся вероятностью переноса в единицу времени или, строго говоря, только ее экспоненциальной частью, которая может быть записана в форме Лангера

$$\Gamma = 2T \frac{\text{Im } Z}{\text{Re } Z}. \quad (7)$$

Для вычисления Γ удобно представить статистическую сумму Z в форме интеграла по траекториям [1–8]

$$Z = \prod_i \int Dq_1 Dq_2 DQ_i \exp[-S\{q_1, q_2, Q_i\}]. \quad (8)$$

Здесь S обозначает подбарьерное действие для всей системы. Мнимая часть $\text{Im } Z$ появляется благодаря распадности энергетических уровней в исходной яме потенциальной энергии. Справедливость этого приближения требует, чтобы диссипация была бы достаточно сильной, так что реализуется только некогерентный распад [3].

Интеграл (8) может быть взят по фононным координатам [3]; в результате

$$\begin{aligned} S\{q_1, q_2\} &= \int_{-\beta/2}^{\beta/2} d\tau \left[\frac{1}{2}q_1^2 + \frac{1}{2}q_2^2 + V(q_1, q_2) + \right. \\ &\left. + \int_{-\beta/2}^{\beta/2} d\tau' D(\tau - \tau') [q_1(\tau) + q_2(\tau)] \times [q_1(\tau') + q_2(\tau')] \right], \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$D(\tau) = \frac{1}{\beta} \sum_{n=-\infty}^{\infty} D(v_n) \exp(i\nu_n\tau), \quad (10)$$

$\beta = \hbar/(k_B T)$ — обратная температура (ниже мы предполагаем, что $\hbar = 1$ и $k_B = 1$), $v_n = 2\pi n/\beta$ — мацубаровская частота,

$$D(v_n) = - \sum_i \frac{C_i^2}{\omega_i^2 + v_n^2} - \sum_i \frac{C_i^2}{\omega_i^2} + \xi_n. \quad (11)$$

Траектория, которая минимизирует евклидово действие S , может быть найдена из уравнений движения. Моменты времен τ_1 и τ_2 , в которые частицы проходят вершины барьера, определяются из следующих уравнений:

$$q_1(\tau_1) = 0, \quad q_2(\tau_2) = 0. \quad (12)$$

В случае параллельно туннелирующих частиц (потенциальная энергия (4)) результирующее евклидово действие задается следующим образом:

$$\begin{aligned} S &= 2a(a+b)(\tau_1 + \tau_2)\omega^2 - \frac{1}{\beta}\omega^2(a+b)^2(\tau_1 + \tau_2)^2 - \\ &- \frac{\omega^4(a+b)^2(\tau_1 - \tau_2)^2}{(\omega^2 - 2\alpha)\beta} - \frac{2\omega^4(a+b)^2}{\beta} \times \\ &\times \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{(\sin^2 v_n \tau_1 + \sin^2 v_n \tau_2)}{v_n^2(v_n^2 + \omega^2 + \xi_n)} + \frac{(\sin v_n \tau_1 - \sin v_n \tau_2)^2}{v_n^2(v_n^2 + \omega^2 - 2\alpha)} \right], \end{aligned} \quad (13)$$

где ξ_n определяется соотношением (11).

Ниже мы используем следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \varepsilon^* \omega = (\tau_1 - \tau_2)\omega, \quad \tau = 2\tau^* \omega = (\tau_1 + \tau_2)\omega, \\ \beta^* &= \beta \omega/2, \quad \alpha^* = 2\alpha/\omega^2, \quad b^* = b/a \end{aligned}$$

и предполагаем, что $b > a$. В отсутствие взаимодействия с осцилляторами среды-термостата, т. е. при $\xi_n = 0$, действие (13) как функция параметров ε и τ принимает вид

$$\begin{aligned} S = \frac{(a+b)^2 \omega}{2} \left\{ \frac{4a\tau}{a+b} - \frac{\tau}{a+b} \left(1 + \frac{1}{1-\alpha^*} \right) + \frac{(\tau-|\varepsilon|)\alpha^*}{1-\alpha^*} + \right. \\ + \coth \beta^* - \sinh^{-1} \beta^* [\cosh(\beta^* - \tau) \cosh \varepsilon + \cosh(\beta^* - \tau) - \\ - \cosh(\beta^* - |\varepsilon|)] - (1-\alpha^*)^{-3/2} \left(-\coth(\beta \sqrt{1-\alpha^*}) + \right. \\ \left. + \sinh^{-1}(\beta \sqrt{1-\alpha^*}) \left\{ \cosh[(\beta^* - \tau)\sqrt{1-\alpha^*}] \times \right. \right. \\ \times [\cosh(\varepsilon \sqrt{1-\alpha^*}) - 1] + \cosh[(\beta^* - |\varepsilon|)\sqrt{1-\alpha^*}] \} \right\}. \end{aligned} \quad (14)$$

Как только траектория найдена, уравнения (12) могут быть представлены в следующей форме:

$$\begin{aligned} \sinh \varepsilon [\cosh \tau \coth \beta^* - \sinh \tau - \coth \beta^*] + \\ + \frac{1}{1-\alpha^*} \sinh(\varepsilon \sqrt{1-\alpha^*}) \times \\ \times [\cosh(\tau \sqrt{1-\alpha^*}) \coth(\beta^* \sqrt{1-\alpha^*}) - \\ - \sinh(\tau \sqrt{1-\alpha^*}) + \coth(\beta^* \sqrt{1-\alpha^*})] = 0, \\ 3 - \frac{4}{1+b^*} - \frac{1}{1-\alpha^*} + \cosh \varepsilon [\sinh \tau \coth \beta^* - \cosh \tau - 1] + \\ + \sinh \tau \coth \beta^* - \cosh \tau + \frac{1}{1-\alpha^*} \cosh(\varepsilon \sqrt{1-\alpha^*}) \times \\ \times [\sinh(\tau \sqrt{1-\alpha^*}) \coth(\beta^* \sqrt{1-\alpha^*}) - \\ - \cosh(\tau \sqrt{1-\alpha^*}) + 1] - \\ - \frac{1}{1-\alpha^*} [\sinh(\tau \sqrt{1-\alpha^*}) \coth(\beta^* \sqrt{1-\alpha^*}) - \end{aligned}$$

$$- \cosh(\tau \sqrt{1-\alpha^*})] = 0. \quad (15)$$

Как было проанализировано в работе [3], решение этой системы и позволяет выявить бифуркацию 2D-туннельных траекторий, т. е. при определенном значении температуры β^* , либо параметра асимметрии потенциала, связанного с величиной приложенного электрического поля $b^* = b/a$, либо коэффициента взаимодействия $\alpha^* = 2\alpha/\omega^2$ (где $\alpha = \frac{e^2}{\varepsilon \varepsilon_0 R_0^3}$ зависит, в частности, от относительной диэлектрической проницаемости среды-термостата; проблема изучения 2D-бифуркаций с диссипацией при изменении параметра ε может представлять отдельный интерес). Численный анализ системы (15) позволяет также выявить тонкую структуру перехода в окрестности точки бифуркации, а именно режим квантовых биений для параллельного переноса туннелирующих частиц. В итоге вероятность 2D-туннелирования с экспоненциальной точностью определяется как $\Gamma = \exp(-S)$, где S задается выражением (14) с учетом решения системы (15). Поскольку нас интересует качественное сравнение с имеющимися туннельными ВАХ для системы «игла кантилевера — нанокластер из золота», мы интересуемся зависимостью Γ от параметра асимметрии $b^* = b/a$. Результат сравнения этой теоретической кривой с экспериментальной ВАХ приведен ниже на рис. 4. Но необходимо учесть, что в целом мы рассматриваем две области изменения электрического поля: при положительном напряжении с реализацией режима 2D-бифуркации и при отрицательном напряжении с достижением симметричного потенциала, что в случае синхронного туннельного переноса по параллельным координатам дает в удвоенном предэкспоненциальном факторе особенность типа единичного пика в этом случае.

Границы применимости рассматриваемой модели обусловлены приближением разреженного газа пар

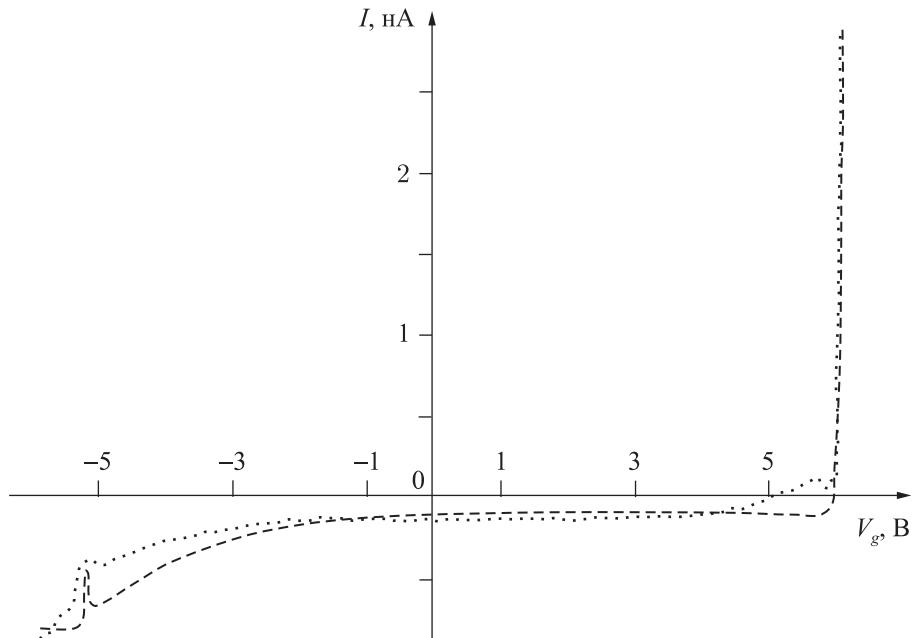


Рис. 4. Сравнение теоретической кривой (пунктирная кривая) для 2D-диссипативного параллельного туннелирования с экспериментальной ВАХ, приведенной на рис. 1 (точечная кривая)

«инстантон–антиинстантон» и обсуждались в работах [2–8]. В рассматриваемой модели может происходить подавление кулоновских эффектов, если стартовая энергия частицы в КТ существенно превышает энергию кулоновского отталкивания: $U_0 \gg \frac{e^2}{a_0 + b_0}$.

Таким образом, обобщая результаты работ [3] и [15], мы приходим к качественному сравнению теоретических кривых для вероятности диссипативного 2D-туннелирования как функции приложенного электрического поля с учетом точки бифуркации (при положительном напряжении) и наличия единичного пика в случае симметричного потенциала (при отрицательном напряжении) с отдельными экспериментальными ВАХ для системы «игла платинированного кантилевера — квантовая точка (нанокластер из золота)», полученными группой соавторов из Нижегородского гос. университета имени Н. И. Лобачевского. Эти результаты приведены на рис. 4.

Помимо достаточно хорошего качественного соответствия теоретической и экспериментальной зависимости (за исключением небольших переходных областей) результат этой работы позволяет сделать вывод об экспериментальном обнаружении устойчивой 2D-бифуркации (смене режима туннелирования с синхронного на асинхронный), предсказанной в работе [3]. Вблизи этой точки (резкий излом на ВАХ) небольшой локальный минимум может быть следствием режима квантовых биений, также описанных в [3], и которые учитывались в процессе численного анализа, представленного на рис. 4.

Работа выполнена при частичной поддержке Минобрнауки РФ по ФЦП «Развитие потенциала высшей школы» (грант 2.1.1/1647), а также в рамках тематического плана проведения фундаментальных научных исследований по заданию Рособразования (№ 1.15.09).

Список литературы

1. Ивлев Б.И., Овчинников Ю.Н. // ЖЭТФ. 1987. **93**. С. 668.
2. Dahnovsky Yu.I., Semenov M.B. // J. Chem. Phys. 1989. **91**, N 12. P. 7606.
3. Dahnovsky Yu.I., Ovchinnikov A.A., Krevchik V.D. et al. // Phys. Rev. B. 2003. **68**. P. 155426.
4. Benderskii V.A., Vetroshkin E.V., Trommsdorff H.P., Kats E.I. // Phys. Rev. E. 2003. **67**. P. 026102.
5. Krevchik V.D., Semenov M.B., Zhukovsky V.Ch., Yamamoto K. et al. Transfer processes in low-dimensional systems (memorial collection of articles, dedicated to prof. A. A. Ovchinnikov and A. I. Larkin's memory). Tokyo: UT Research Institute Press, 2005.
6. Овчинников А.А., Кревчик В.Д., Семенов М.Б. и др. Принципы управляемой модуляции низкоразмерных структур (монография, посвященная памяти члена-корреспондента РАН, зав. отделом Объединенного института химической физики РАН А. А. Овчинникова). М.: УНЦ ДО, 2003. С. 510.
7. Жуковский В.Ч., Кревчик В.Д., Семенов М.Б. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2006. № 3. С. 24.
8. Жуковский В.Ч., Кревчик В.Д., Семенов М.Б. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2007. № 2. С. 10.
9. Овчинников Ю.Н. // ЖЭТФ. 2007. **131**, № 2. С. 286.
10. Ullien D., Cohen H., Porath D. // Nanotechnology. 2007. **18**, N 42. P. 424015.
11. Louis A.A., Sethna J.P. // Phys. Rev. Lett. 1995. **74**, N 8. P. 1363.
12. Yanagi H., Ohno T. // Langmuir. 1999. **15**, N 14. P. 4773.
13. Bychkov A.M., Stace T.M. // Nanotechnology. 2007. **18**. P. 185403.
14. Антонов Д.А., Вугальтер Г.А., Горшков О.Н. и др. // Вестн. ННГУ. Физ. тверд. тела. 2007. № 3. С. 55.
15. Жуковский В.Ч., Кревчик В.Д., Семенов М.Б. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2009. № 1. С. 27.

Observed two-dimensional tunnel bifurcations in external electric field

V. Ch. Zhukovsky^{1,a}, Yu. I. Dahnovsky², O. N. Gorshkov³, V. D. Krevchik⁴, M. B. Semenov^{4,b}, Yu. G. Smirnov⁴, E. V. Chuprunov³, V. A. Rudin⁴, N. Yu. Skibitskaya⁴, P. V. Krevchik⁴, D. O. Filatov³, D. A. Antonov³, M. A. Lapshina³, K. Yamamoto⁵, M. E. Shenina³

¹Department of Theoretical Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

²University of Wyoming, Laramie, Wyoming, USA.

³State University of Nizhni Novgorod, Research Phys.-Tech. Institute.

⁴Penza State University.

⁵Research Institute of International Medical Center of Japan, Tokyo, Japan.

E-mail: ^azhukovsk@phys.msu.ru, ^bphysics@pnzgu.ru.

Controllability problem for two-dimensional dissipative tunneling in system of the tunnel-coupled quantum dots (quantum molecule), interacting quantum molecules or system “the AFM/STM cantilever tip—quantum dot”, simulated by 2D oscillator potential in a heat bath and external electric field, has been investigated. Obtained results are qualitatively correspond to the separate experimental VACs for the system “platinized cantilever tip—golden quantum dot”, which have been obtained in Nizhni Novgorod State University. Earlier predicted 2D tunnel bifurcations with dissipation for the case of parallel tunneling interacting particles are found to be experimentally observed and be stable.

Keywords: dissipative tunneling, 2D bifurcations, quantum dots.

PACS: 73.40.Gk, 82.20.Xr, 03.65.Xp, 31.15.Gy.

Received 15 April 2009.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 5(2009).

Сведения об авторах

1. Жуковский Владимир Чеславович — докт. физ.-мат. наук, профессор, зам. зав кафедрой; e-mail: zhukovsk@phys.msu.ru.
2. Дахновский Юрий Иванович — full professor, University of Wyoming, Laramie, Wyoming, USA.
3. Горшков Олег Николаевич — директор НИФТИ при Нижегородском гос. университете имени Н. И. Лобачевского.
4. Кревчик Владимир Дмитриевич — докт. физ.-мат. наук, профессор, зав. кафедрой физики Пензенского гос. университета.
5. Семенов Михаил Борисович — докт. физ.-мат. наук, профессор Пензенского гос. университета; e-mail: physics@pnzgu.ru.
6. Смирнов Юрий Геннадьевич — докт. физ.-мат. наук, профессор, зав. кафедрой математики и математического моделирования Пензенского гос. университета.
7. Чупрунов Евгений Владимирович — докт. физ.-мат. наук, профессор, ректор Нижегородского гос. университета имени Н. И. Лобачевского.
8. Рудин Вадим Александрович — студент Пензенского гос. университета.
9. Скибицкая Наталья Юрьевна — аспирантка Пензенского гос. университета.
10. Кревчик Павел Владимирович — студент Пензенского гос. университета.
11. Филатов Дмитрий Олегович — канд. физ.-мат. наук, доцент, НИФТИ при Нижегородском гос. университете имени Н. И. Лобачевского.
12. Антонов Дмитрий Александрович — научн. сотр. НИФТИ при Нижегородском гос. университете имени Н. И. Лобачевского.
13. Лапшина Мария Александровна — аспирантка НИФТИ при Нижегородском гос. университете имени Н. И. Лобачевского.
14. Ямамото Кендзи — профессор, зам. директора исследовательского института при международном медицинском центре г. Токио, Япония.
15. Шенина Мария Евгеньевна — аспирантка НИФТИ при Нижегородском гос. университете имени Н. И. Лобачевского.