

## Природа электронного туннельного парамагнитного резонанса одиночного поверхностного спина

Ф. И. Далидчик<sup>1)</sup>, Е. М. Балашов<sup>1)</sup>, С. А. Ковалевский

Институт химической физики им. Н.Н. Семенова РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 22 декабря 2016 г.

После переработки 24 января 2017 г.

Предложена феноменологическая модель электронного туннельного парамагнитного резонанса (ЭПР) одиночного поверхностного спина, находящегося в сканирующем туннельном микроскопе (СТМ), которая объясняет зависимость особенностей (локальных максимумов) туннельных токов от радиочастотного электрического поля и положения острия относительно спина. Интерпретирован кроссовер формы линии сигналов указанного резонанса, природа которых в слабых полях накачки соответствует резонансам Лоренца, а в сильных – резонансам Фано. Предсказаны новые ЭПР–СТМ-эффекты, линейные и нелинейные по радиочастотному полю, перспективные для разработки способов управления спиновыми кубитами.

DOI: 10.7868/S0370274X17050083

**Введение.** Поиски способов детектирования единичных парамагнитных центров (ПЦ) с использованием сканирующего туннельного микроскопа (СТМ), начавшиеся более 20 лет назад [1–4], сегодня подошли к уверенной регистрации сигналов электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) от одиночных магнитных адатомов. В экспериментах [5] с СТМ при низких температурах (меньше 1 К) в сильных магнитных полях ( $\sim 5$  Тл) над единичными атомами железа, адсорбированными на поверхности MgO/Ag(001), регулярно наблюдали резонансные максимумы ток-частотных зависимостей, которым можно сопоставить индуцированные радиочастотным (РЧ) полем переходы между зеемановскими подуровнями. Одновременно с этим была продемонстрирована возможность записи и чтения информации в системе трех магнитных адатомов, Fe и Ho [6]. Полученные результаты представляют интерес не только для спинтроники и квантовой информатики, с которыми связаны ожидания новой технологической революции [7], но и для зондовой туннельной диагностики в целом.

В настоящем сообщении предлагается феноменологическая модель ЭПР одиночного ПЦ, дающая простое объяснение зависимостям резонансных особенностей (РО) туннельных токов СТМ от РЧ электрического поля и положения острия относительно ПЦ<sup>2)</sup>. Модель предсказывает новые ЭПР–СТМ-

эффекты, линейные и нелинейные по электрическому РЧ-полю, обнаружение которых могло бы послужить проверкой адекватности предложенной модели. Одновременно обозначились бы новые возможные пути развития методов управления одиночными поверхностными спинами.

**Анализ экспериментальных данных.** Анализируя всю совокупность экспериментальных данных, опубликованных в работах [5, 6] (см. также [9], содержащую дополнения к [5]), можно заметить несколько особенностей спектров ЭПР–СТМ, которые остались без внимания их авторов и, соответственно, в литературе до сих пор не обсуждались. Отметим несколько основных, достаточных для установления природы, обнаруженных в работах [5, 6] явлений и предсказаний некоторых новых эффектов.

Прежде всего, следует подчеркнуть, что ЭПР-сигналы, представленные максимумами ток-частотных зависимостей, имеют лоренцовскую форму только при малых мощностях РЧ-накачки, когда амплитуды переменного РЧ-напряжения  $V_{RF}$ , подаваемого на нанокontakt, менее  $1 \div 2$  мВ. В этих случаях значения параметра возмущения  $\xi = \Delta_{RF}/\Delta_H$  достаточно малы ( $\xi < 1$ ) и, соответственно, многоквантовые электронные переходы несут незначительный вклад ( $\Delta_{RF} = d_{12}F_{RF} \approx d_{12}V_{RF}/Z$ ,  $d_{12}$  – матричный элемент электронного перехода в спиновой подсистеме адатома, значение и физический

<sup>1)</sup>e-mail: domfdal@mail.ru; EMBalashov@yandex.ru

<sup>2)</sup>Интерпретация зависимости ЭПР–СТМ от спина ПЦ была предложена недавно в работе [8]. Другие установленные в

работах [5, 6] зависимости, а также вопрос о механизме формирования ЭПР сигнала в форме пиков ток-частотных зависимостей, в литературе до сих пор не обсуждались.

смысл которого определяются зависимостью силы Раби от вакуумного зазора  $z$  [10],  $F_{RF}$  – амплитуда переменного РЧ электрического поля на адатоме,  $\Delta_H$  – зеемановское расщепление). При больших значениях  $V_{RF}$ , когда  $\xi > 1$  и становятся возможными многоквантовые переходы, особенности ток-частотных зависимостей приобретают характерные черты резонансов Фано [11]. Контуры линий становятся асимметричными, в спектрах появляются антирезонансы. В целом, о степени соответствия экспериментально наблюдаемых максимумов резонансам Лоренца и Фано можно судить по результатам, приведенным на рис. 3В в работе [5] и на рис. 1 настоящей работы.

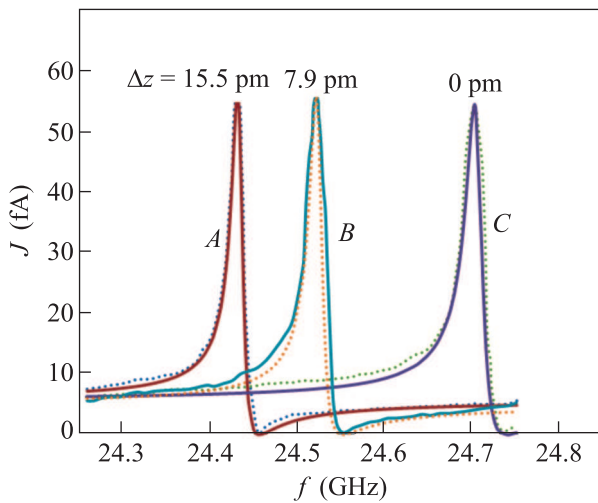


Рис. 1. (Цветной онлайн) Спектры ЭПР, измеренные над единичными адатомами железа при трех значениях вакуумного зазора  $z$ ,  $J$  – туннельный ток,  $f$  – частота РЧ-напряжения,  $\Delta z$  – смещение острия СТМ по нормали к поверхности относительно положения соответствующего спектру С, ( $z_A > z_B > z_C$ ). Пунктирная линия – эксперимент; сплошная линия – аппроксимация контуром Фано  $J = \frac{J_0}{q^2+1} \frac{(\varepsilon-q)^2}{\varepsilon^2+1}$ , где  $\varepsilon = \frac{f-f_{Res}}{\Gamma/2}$  с параметрами: А –  $f_{Res} = 2443.4$  МГц,  $\Gamma = 15$  МГц,  $q = 2.9$ ; В –  $f_{Res} = 2452.4$  МГц,  $\Gamma = 17.1$  МГц,  $q = 3.2$ ; С –  $f_{Res} = 2470.5$  МГц,  $\Gamma = 21.9$  МГц;  $q = 3$ ;  $f_{Res}$  – резонансная частота,  $\Gamma$  – ширина резонанса Фано,  $q$  – параметр Фано,  $J_0$  – максимальное значение тока

Кроме того, анализируя спектры, приведенные на рис. 3С работы [5], можно заметить, что кроссовер контурных линий ЭПР-сигналов наблюдается при  $V_{RF} \approx 1 \div 2$  мВ, т.е. одновременно с появлением первых признаков насыщения туннельного тока (см. рис. 3Е той же работы), которое можно связать с быстрыми многократными (многоквантовыми) резонансными переходами, индуцированными РЧ-полем. Можно заметить, что взаимодействие электронных

состояний адатома с острием, помимо ожидаемого (распадного) экспоненциального уширения дискретных уровней, проявляется их симбатным расталкиванием (см. рис. S4 и S7 работы [9]), которое, как мы покажем далее, можно объяснить обменным взаимодействием квазистационарных состояний зеемановского дуплета через континуум состояний острия.

**Бирезонансное туннелирование.** Для выяснения природы ЭПР-СТМ-сигналов (максимумов ток-частотных кривых) наиболее информативной является зависимость их формы линии от РЧ-напряжения. Обсудим эту зависимость, начав с малых значений  $V_{RF}$  (менее 1 мВ), когда многоквантовые переходы маловероятны и ЭПР линии имеют лоренцовскую форму (см. рис. 3В [5], а также рис. 2 и рис. 3 [9]). В этих условиях акт неупругого туннелирования электрона, сопровождающийся поглощением (или испусканием) одного кванта электромагнитного поля, может осуществляться по бирезонансному механизму. Будем ориентироваться для определенности на переходы электронов с поглощением энергии (см. схему, приведенную на рис. 2).

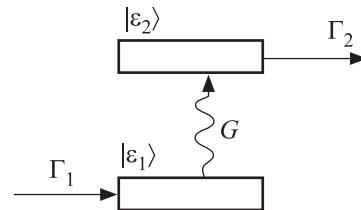


Рис. 2. Трехэтапная схема процесса  $|S\rangle \xrightarrow{\Gamma_1} |\varepsilon_1\rangle \xrightarrow{G} |\varepsilon_2\rangle \xrightarrow{\Gamma_2} |t\rangle$ ; где  $|S\rangle, |t\rangle$  – состояния электрона до перехода в подложку, и после перехода (в острие),  $\Gamma_1$  – скорость туннельного перехода из образца на уровень адатома  $|\varepsilon_1\rangle$ ,  $G^2$  – амплитуда вероятности поглощения кванта энергии электромагнитного поля,  $\Gamma_2$  – скорость туннельного перехода из состояния  $|\varepsilon_2\rangle$  – адатома на уровень острия

Легко понять, что эти переходы, в целом, подобны процессам двухцентрового резонансного туннелирования, которые в экспериментах по туннельно-зондированию полиоксометаллатов проявляются максимумами вольт-амперных характеристик [12, 13] и ток-высотных зависимостей  $J-z$  [14, 15]. Природа всех таких “бирезонансных” процессов, легко распознаваемых по лоренцовской форме максимумов токов, связана с общим квантовым эффектом – просветлением потенциальных барьеров при псевдопересечении (ПП) энергетических (или квазиэнергетических) уровней  $|\varepsilon_1\rangle$  и  $|\varepsilon_2\rangle$ , через которые осуществ-

ляются резонансные переходы<sup>3)</sup>. Нетрудно показать, что в общем случае амплитуды  $A_{if}(\varepsilon)$  таких трехэтапных процессов имеют на комплексной плоскости энергий  $\varepsilon$  парные полюсы, которые совпадают с термами квазистационарных состояний:

$$A_{if}(\varepsilon) = \alpha_{i1} \frac{1}{\varepsilon - \varepsilon_1(\nu)} G \frac{1}{\varepsilon - \varepsilon_2(\nu)} \alpha_{2f},$$

$$\text{Im}\varepsilon_n(\nu) = -\frac{\Gamma_n(\nu)}{2}, \quad N = 1, 2, \quad G < \Gamma, \quad (1)$$

где  $i, f$  – индексы начального и конечного состояний туннелирующих электронов,  $\alpha_{i1}, \alpha_{2f}$  – амплитуды вероятностей образования и разрушения промежуточных квазистационарных состояний,  $|\varepsilon_1\rangle, |\varepsilon_2\rangle$ ,  $\nu$  – совокупность внешних варьируемых параметров, от которых зависят энергетические термы промежуточных состояний.

В экспериментах с СТМ, описанных в [13–16], в роли таких параметров выступали: напряжение  $V$  на наноконтакте (при неизменном расстоянии  $z$  между поверхностью и острием) или, напротив, расстояние  $z$  (при неизменном напряжении  $V$ ). В обоих случаях связь состояний осуществлялась слабым обменным взаимодействием  $G$  двух разнесенных в координатном пространстве состояний  $|\varepsilon_1\rangle$  и  $|\varepsilon_2\rangle$ . В предлагаемой нами модели ЭПР–СТМ одиночных поверхностных спинов считается, что в роли параметров  $\nu$  могут выступать магнитное поле  $H$ , частота  $f$  РЧ-излучения и вакуумный зазор  $z$ . При этом роль взаимодействия, ответственного за переходы между псевдопересекающимися термами, отводится величине  $G_{RF} = d_{12}E_{RF}$ . Тогда для описания одиночных ЭПР–СТМ-сигналов можно использовать общее выражение [12, 13]:

$$J_e(\nu) = \frac{2e}{h} G^2 \frac{(\Gamma_{1n} + \Gamma_{n'2})}{(\varepsilon_n^0(\nu) - \varepsilon_{n'}^0(\nu))^2 + (\Gamma_{1n} + \Gamma_{n'2})^2}. \quad (2)$$

Формулу (2), которой соответствует предел слабой “обменной” связи резонансных состояний ( $G < \Gamma_n$ ), через которые осуществляются последовательные когерентные переходы, можно сравнить с формулой (2.4) работы [18], в которой те же процессы считаются некогерентными и, соответственно, описываются кинетическими уравнениями. Кажется удивительным, что два разных подхода – когерентный и некогерентный – в пределе слабой связи приводят к совпадающим выражениям. Причину этого

можно понять, распространив на бирезонансное туннелирование аргументацию работы [19], в которой совпадение результатов теории когерентного и некогерентного однорезонансного туннелирования объясняется малостью вероятностей актов последовательного прохождения электроном двух потенциальных барьеров. Согласно [19] такие акты независимы и потому от степени когерентности зависят не могут.

Согласно выражению (1) в экспериментах с СТМ сигналы ЭПР с профилем Лоренца могут наблюдаться не только на ток–частотных, но и на ток–магнитных и на ток–высотных зависимостях. Для этого необходимо выполнение условия

$$\Gamma_n \ll (\partial\varepsilon(\nu)/\partial\nu)^2 / (\partial^2\varepsilon(\nu)/\partial\nu^2), \quad \text{при } \nu = \nu_0, \quad n = 1, 2,$$

где  $\nu_0$  – корень уравнения  $\text{Re}\varepsilon_1(\nu) = \text{Re}\varepsilon_2(\nu)$ ,  $\nu = H$  или  $z$ .

Возможность наблюдения сигналов ЭПР на ток–магнитных зависимостях представляется очевидной. Вторая возможность, в которой проявляется обменное взаимодействие квазистационарных состояний через сплошной спектр, влияющее на зависимость резонансной частоты от положения острия, нуждается в пояснении.

Известно, что в теории квазистационарных состояний связи дискретных уровней с континуумами учитываются введением комплексных сдвигов  $\Delta(\varepsilon_0)$  и обменных взаимодействий  $\Delta_{12}(\varepsilon_1^0, \varepsilon_2^0)$ . Здесь  $\varepsilon_n^0$  – уровни стационарных состояний, рассчитанные без учета переходов в сплошной спектр. Вопрос о форме записи обменного взаимодействия квазистационарных состояний, связанных с континуумами туннельными переходами, в литературе до сих пор не обсуждался, хотя он, несомненно, представляет общий интерес. Его решение необходимо не только для последовательного описания многоцентрового резонансного туннелирования, но и для описания атомных столкновений, идущих с участием автоионизационных состояний [20], кубитов [21], связанных с континуумами и т.д. Мы приведем результат, полученный методом интегральных уравнений Липпмана–Швингера для потенциалов  $V$  общего вида “ямы с барьером”. Следуя [22], представим  $V$  в виде суммы двух неперекрывающихся взаимодействий:  $V = U_1 + U_2$ ,  $U_1 U_2 \equiv 0$ , определяющих состояния дискретного и непрерывного спектров соответственно:

$$\left(-\frac{\Delta}{2} + U_1\right) |\varepsilon_1^2\rangle = \varepsilon_1^0 |\varepsilon_1^0\rangle, \quad e = \hbar = m_e = 1,$$

$$\left(-\frac{\Delta}{2} + U_2\right) |k\rangle = \varepsilon(k) |k\rangle.$$

<sup>3)</sup>Впервые обнаруженный теоретически еще в работе [16] эффект бирезонансного просветления потенциальных барьеров неоднократно применялся впоследствии при интерпретации отрицательных дифференциальных сопротивлений (ОДС), которые нередко наблюдаются в экспериментах с СТМ (см., например, [17]).

Таблица 1. Результаты восстановления параметров распадных ширин и обменного взаимодействия

Наименование параметра	Результаты восстановления		
	Слева	В центре	Справа
Положение резонанса на рис. 1	А	В	С
Индекс спектра	А	В	С
Смещение острия иглы относительно положения для резонанса С (пм)	15.5	7.9	0
Резонансная частота (ГГц)	24.434	24.524	24.705
Положение антирезонанса (ГГц)	24.457	24.551	24.738
Ширина резонанса (МГц)	15	17.12	21.95
$\alpha$ (1/пм)	0.10671		
$\Gamma_{\text{Fe+подложка}} = \Gamma_1(\Delta z = 0)$ (МГц)	13.47		
$\Gamma_{\text{Fe+tip}}^0 = \Gamma_2(\Delta z = 0)$ (МГц)	8.48		
$\alpha_{12}$ (1/пм)	0.04472		
$U_{12}(\Delta z = 0)$ (МГц)	126.428		

Тогда для сдвигов уровней и обменных взаимодействий имеем:

$$\Delta_n(\varepsilon_n^0) \approx \langle \varepsilon_n^0 | T_2 | \varepsilon_n^0 \rangle, \quad n = 1, 2,$$

$$\Delta_{12}(\varepsilon^0) \approx \langle \varepsilon_1^0 | T_2 | \varepsilon_2^0 \rangle,$$

где  $T_2 = U_2 + U_2 G_0 T_2$  – оператор рассеяния на потенциале  $U_2$ ,  $G_0$  – функция Грина свободного движения. Следовательно, при описании экспериментов [5, 6, 9] для уширения электронного уровня за счет взаимодействия с острием и для обменного взаимодействия можно использовать экспоненциальные аппроксимации:

$$\Gamma_n = \Gamma_n(0) \exp(-\alpha_n z),$$

$$U_{12} = U_{12}(0) \exp(-\alpha_{12} z).$$

Сделанный вывод хорошо согласуется с результатами измерения зависимости положения линии ЭПР от  $z$ , представленными на рис. S4 и S5 в работе [9]. Результаты восстановления по этим зависимостям параметров распадных ширин и обменного взаимодействия собраны нами в табл. 1.

Обсудим теперь случаи достаточно больших значений параметра РЧ-возмущения  $\xi(V_{RF})$ , при которых резонансное туннелирование электронов сопровождается и стимулируется, если энергия передается электрону, многоквантовыми переходами. В экспериментах с СТМ такие переходы могут наблюдаться непосредственно, например, как многофотонные туннельные ЭПР-резонансы, либо проявляться вторичными (спектроскопическими) эффектами, такими как насыщение туннельных токов, уширение резонансных максимумов с ростом мощности накачки, формирование Фано-резонансов и др. Полное описание этих эффектов, каждый из которых представляет самостоятельный интерес, выходит за рамки на-

стоящего сообщения. Мы ограничимся аргументацией возможности наблюдения многофотонных ЭПР-СТМ-резонансов и поясним природу упомянутых выше спектроскопических эффектов.

Принципиальная возможность наблюдения в экспериментах с СТМ многофотонных ЭПР-резонансов (при  $f_n = f_1/n$ ,  $f_1$  – частота однофотонного ЭПР,  $n = 2, 3, \dots$ ) достаточно очевидна. Отметим только, что в экспериментах с СТМ многофотонные ЭПР-резонансы с зависящими от  $V_{RF}$  профильными линиями так же, как и однофотонные, могут наблюдаться не только на ток-частотных и ток-магнитных, но и на ток-высотных зависимостях.

Обсудим теперь случаи проявления в ЭПР-СТМ-экспериментах виртуальных многоквантовых переходов. К ним можно отнести два обнаруженных в работе [5] явления – насыщение максимального тока при высоких мощностях РЧ-накачки и кроссовер формы линии, наблюдающийся при увеличении  $V_{RF}$  (см. рис. 3Е и рис. 3С) в [5].

Вопрос о насыщении туннельных резонансных токов проясняется, если для описания процессов трехэтапных переходов воспользоваться кинетическими уравнениями, классическими (т.е. балансными соотношениями) или квантовыми, оперирующими уравнениями для матрицы плотности [18]. В обоих случаях зависимости тока  $J$  некогерентно туннелирующих резонансных электронов от параметра связи  $G$  аппроксимируются выражением

$$J(G) = \frac{aG^2}{b^2 + G^2}, \quad G = d_{12}E_{RF} \approx d_{12} \frac{V_{RF}}{z}, \quad (3)$$

где  $a, b$  – параметры, известным образом зависящие от распадных ширин (см. в этой связи формулу (2.4) работы [18]). При надлежащем выборе этих параметров простое выражение (3) с хорошей точностью вос-

производит (рис. 3) результаты измерений зависимости  $J$  от  $V_{RF}$ , приведенные на рис. 4 в [5].

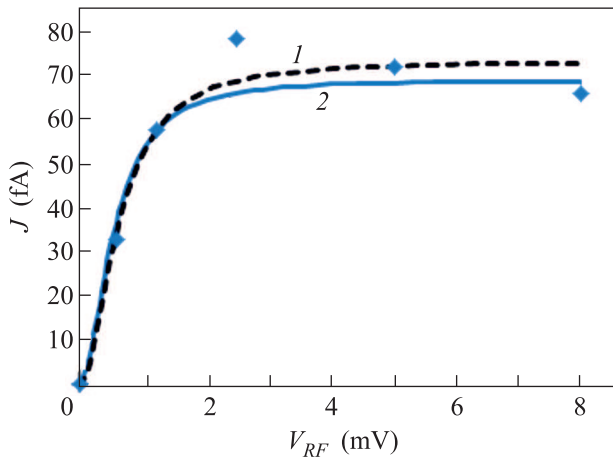


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость максимума сигнала ЭПР от амплитуды РЧ-напряжения  $V_{RF}$ ;  $\blacklozenge$  – эксперимент, пунктир – аппроксимация функций  $I = aV^2/(b^2 + V^2)$  с параметрами  $a = 73.48$  фА и  $b = 0.64$  мВ, найденными методом минимизации интеграла разности функций, деленного на интервал интегрирования, сплошная линия – зависимость, приведенная (без комментариев) на рис. 3Е в работе [5]

Заметим, что в обоих случаях, т.е. и в рамках метода балансных уравнений, и в рамках метода уравнений для матрицы плотности, при высоких мощностях накачки туннельные токи (токи насыщения  $J_S$ ) определяются как токи одно-резонансного упругого туннелирования:

$$J_S \approx \frac{\Gamma_1 \Gamma_2}{\Gamma_1 + \Gamma_2}, \quad G \gg (\Gamma_1 + \Gamma_2). \quad (4)$$

Согласно выражению (4), быстрые РЧ-стимулированные переходы между квазиэнергетическими состояниями ( $|\varepsilon_{1,2}\rangle$ ) на полный резонансный ток не влияют. Ток насыщения определяется лишь скоростями перехода электронов между адатомом и берегами наноконтакта (поверхностью и острием). Отсюда следует, что этим током можно управлять, меняя положение острия относительно ПЦ.

Укажем теперь механизм кроссовера формы линии резонансных особенностей. Учтем, что в общем случае резонансы Фано формируются в результате интерференции амплитуд различных вариантов перехода системы в конечное состояние (см. например [23]). В случае ЭПР–СТМ различным сценариям туннельных переходов естественно сопоставить вклады в амплитуду  $A_{if}(\varepsilon)$  слагаемых, учитывающих прямые, единственно существенные при малых мощностях накачки одноквантовые переходы,

и виртуальные многоквантовые, многократные, которые становятся существенными лишь при  $\xi > 1$ . Каждый из многократных актов сопровождается либо рождением, либо поглощением кванта электромагнитного поля. Учесть все эти амплитуды можно, суммируя ряды теории возмущений или решая систему двух связанных интегральных уравнений Липпмана–Швингера. Это приведет к появлению в знаменателе выражения (1) динамического сдвига, имеющего полюс на комплексной плоскости энергий<sup>4</sup>). Полюсы динамических сдвигов приводят при интегрировании по  $\varepsilon$  (т.е. вычислении полного тока) двух характерных особенностей – локальных минимумов и асимметрии контурных линий, которые на практике используют для распознавания на спектрах резонансов Фано.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта # 15-03-03572а.

1. Y. Manassen, R. J. Hamers, J. E. Demuth, and A. J. Castellano, Phys. Rev. Lett. **62**, 2531 (1989).
2. М. А. Кожушнер, Б. Р. Шуб, Р. Р. Мурашов, Письма в ЖЭТФ **67**(7), 484 (1998).
3. Ф. И. Далидчик, С. А. Ковалевский, Письма в ЖЭТФ **67**(11), 916 (1998).
4. С. Н. Молотков, Письма в ЖЭТФ **55**(10), 570 (1998).
5. S. Baumann, W. Paul, T. Choi, C. P. Lutz, A. Ardavan, and A. J. Heinrich, Science **350**(6259), 417 (2015).
6. F. D. Natterer, K. Yang, W. Paul, P. Willke, T. Choi, T. Greber, A. J. Heinrich, and C. P. Lutz, Mesoscale and Nanoscale Physics, arXiv 1607/03977 (cond-mat.mes-hall).
7. A. M. Steane, Rep. Prog. Phys. **61**, 117 (1998).
8. P. Berggren and J. Fransson, Sci. Rep. **6**, 25584 (2016).
9. S. Baumann, W. Paul, T. Choi, C. P. Lutz, A. Ardavan, and A. J. Heinrich, **350**(6259), 417 (2015).
10. J. L. Lado, A. Ferron, and J. Fernandez-Rossier, arXiv:1611.01110 v1[cond-mat.mes-hall].
11. U. Fano, Phys. Rev. **124**, 1866 (1961).
12. Ф. И. Далидчик, Б. А. Буданов, Н. Н. Колченко, Е. М. Балашов, С. А. Ковалевский, ЖЭТФ **142**(6), 1218 (2012).

<sup>4</sup>) Аналогичный результат, известный в теории туннельной проводимости олигомеров с привитыми боковыми молекулярными фрагментами (БМФ) [24], расценивается как указание на возможность управления туннельным транспортом электронов в квазиодномерных структурах посредством направленного подбора электронного строения БМФ. Кроссовер формы линии ЭПР–СТМ максимумов, интерпретированный в настоящей работе, указывает на возможность достижения тех же результатов более простым способом – посредством вариаций мощности РЧ-накачки (в условиях псевдопересечения квазиэнергетических уровней).

13. Е. М. Балашов, Б. А. Буданов, Ф. И. Далидчик, С. А. Ковалевский, *Письма в ЖЭТФ* **101**(9), 717 (2015).
14. S. A. Kovalevskiy, F. I. Dalidchik, G. V. Nizova, and E. M. Balashov, *Soft Nanosci. Lett.* **4**, 24 (2014).
15. Ф. И. Далидчик, С. А. Ковалевский, Е. М. Балашов, Б. А. Буданов, *Российские нанотехнологии* **11**(5–6), 64 (2016).
16. Ф. И. Далидчик, В. З. Слоним, *ЖЭТФ* **70**(1), 47 (1976).
17. W. Lyo and P. Avouris, *Science* **245**, 1369 (1989).
18. S. A. Gurvitz, *Phys Rev B* **57**(11), 6602 (1998).
19. V. Krivea, A. Palevski, R. I. Shekhter, and M. Jonso, *Low Temperature Physics* **36**(2), 119 (2010).
20. А. З. Девдариани, В. Н. Островский, Ю. Н. Себякин, *ЖЭТФ* **76**, 529 (1979).
21. J. Lehmann, A. Gaita-Arino, E. Coronado, and D. Loss, *Nature Nanotechnology* **2**, 312 (2007).
22. Ф. И. Далидчик, *ФТТ* **28**, 3299 (1986).
23. А. Е. Miroschnichenko, S. Flach, and Yu. S. Kivshar, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2257 (2010).
24. T. A. Papadopoulos, I. M. Grace, and C. J. Lambert, *Phys. Rev. B* **74**, 193306 (2006).