

Природа равноотстоящих отрицательных дифференциальных сопротивлений в туннельных спектрах ультрамалых наночастиц

Ф. И. Далидчик¹⁾, Е. М. Балашов¹⁾, С. А. Ковалевский

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

Поступила в редакцию 22 августа 2018 г.

После переработки 4 сентября 2018 г.

Построена модель туннельных многорезонансных электронных переходов в ноконтактах, содержащих ультрамалые наночастицы с адсорбированными атомами. Рассмотрены механизмы формирования в туннельных спектрах этих структур эквидистантных серий отрицательных дифференциальных сопротивлений. Установлена возможность сосуществования эквидистантных серий двух типов, кулоновских и колебательных, сформулированы признаки распознавания этих серий. Интерпретированы туннельные спектры ультрамалых наночастиц металлов, содержащие информацию об их электронно-колебательных подсистемах.

DOI: 10.1134/S0370274X18190098

Введение. В экспериментах с сканирующим туннельным микроскопом (СТМ) при измерениях туннельных спектров ультрамалых металлических наночастиц (Au, Pt, Ni и Cu) многими авторами наблюдались интересные особенности – серии равноотстоящих отрицательных дифференциальных сопротивлений (ОДС) [1–10] с периодами ΔV от 0.1 до 5.0 В. Природа этих интересных особенностей до настоящего времени не установлена. В работах [1–10] высказывалось общее предположение о связи наблюдавшихся ОДС с эффектом резонансного туннелирования, но механизмы формирования различных по форме особенностей и механизмы их объединения в эквидистантные серии (ЭС) не обсуждались, хотя эти вопросы, несомненно, представляют значительный интерес. Прежде всего, для зондовой туннельной диагностики наночастиц (НЧ), которые сегодня интенсивно изучаются в связи с перспективами их применений в нанoeлектронике [11], нанокатализе [12] и наномедицине [13]. Цель настоящей публикации – построить многорезонансную модель туннельных электронных переходов, учитывающую межэлектронные (кулоновские) и электронно-колебательные взаимодействия, и объяснить на этой основе природу серий равноотстоящих ОДС [1–10].

Многорезонансное туннелирование. Процессам многорезонансных электронных переходов, которые идут по механизму последовательного образования и разрушения промежуточных квазистаци-

онарных состояний, $|E_n\rangle$, соответствуют амплитуды $A_{ts}(E)$, имеющие мультипликативный вид:

$$A_{ts}(E) = A_{t1}(E)f_1(E, E_1)B_{12}(E) \dots \dots B_{n-1,n}(E)f_n(E, E_n)A_{ns}(E). \quad (1)$$

Здесь A_{t1} – амплитуда перехода из начального состояния непрерывного спектра в первое резонансное, $f(E, E_n) = (E - E_n)^{-1}$, E – энергия туннелирующего электрона, E_n – комплексная энергия промежуточного квазистационарного состояния $|E_n\rangle$, $E_n = E_n^0 + \Delta_n(E_n^0)$, $\Delta_n(E_n^0)$ – комплексный сдвиг дискретного уровня E_n^0 , учитывающий переходы в континуумы начальных $|t\rangle$ и конечных $|s\rangle$ состояний, $B_{n-1,n}$ – обменное взаимодействие квазистационарных состояний $|E_{n-1}\rangle$ и $|E_n\rangle$, $A_{ns}(E)$ – амплитуда перехода электрона из последнего, n -го, резонансного состояния в конечное. К такому выводу можно прийти, решая уравнение Липпмана–Швингера [14, 15] для гамильтониана:

$$H = H_0 + H_{\text{int}}^t + H_{\text{int}}^s + H_{\text{int}}^a, \quad (2)$$

если предположить существование у оператора

$$T_a = H_{\text{int}}^a + H_{\text{int}}^a G_0 T_a, \quad G_0 = (E - H_0 + i\eta)^{-1} \quad (3)$$

действительных полюсов E_n^0 , соответствующих энергиям стационарных состояний $|E_n^0\rangle$

$$(H_0 + H_{\text{int}}^a)|n\rangle = E_n^0|n\rangle, \quad \langle n|n'\rangle = \delta_{nn'}, \quad |n\rangle = |E_n^0\rangle,$$

$$\text{Im } E_n^0 = 0. \quad (4)$$

¹⁾e-mail: domfdal@mail.ru; EMBalashov@yandex.ru

Здесь H_0 – гамильтониан свободного движения, H_{int}^t , H_{int}^s и H_{int}^a – взаимодействия электрона с острием, подложкой и наноструктурами (наночастицами, адатомами и др.), которые находятся под острием СТМ. В полюсном приближении [16, 17], т.е. для $E \approx E_n^0$

$$A_{t1} = \langle t | H_{\text{int}}^a | 1 \rangle, \quad A_{ns} = \langle n | H_{\text{int}}^a | s \rangle, \quad (5)$$

$$\Delta_n(E_n^0) = \langle n | H_{\text{int}}^a (G_{ts} - G_0) H_{\text{int}}^a | n \rangle,$$

$$G_{ts} = (E - H_{ts} + i\eta)^{-1}, \quad H_{ts} = H_0 + H_{\text{int}}^t + H_{\text{int}}^s, \quad \eta \rightarrow +0.$$

Отсюда для распадных ширин и действительных сдвигов резонансных уровней находим:

$$\text{Re } \Delta_n(E_n^0) = \langle n | H_{\text{int}}^a T_{ts} H_{\text{int}}^a | n \rangle,$$

$$\text{Im } \Delta_n(E_n^0) = \langle n | H_{\text{int}}^a \text{Im } G_{ts}(E_n^0) H_{\text{int}}^a | n \rangle = -\Gamma_n,$$

$$T_{ts} = H_{\text{int}}^{ts} + H_{\text{int}}^{ts} G_0 T_{ts}.$$

Заметим, что согласно полученным выражениям, действительные и мнимые части комплексных сдвигов уровней, учитывающие подбарьерные переходы электронов в сплошной спектр, в отличие от хорошо известных результатов метода туннельных гамильтонианов, не связаны интегральным преобразованием Гильберта (дисперсионным соотношением, выражающим в этом случае принцип причинности).

Ориентируясь на наносистемы, которые исследовались в работах [1–10], рассматривая в качестве первого шага только процессы упругого резонансного туннелирования, ограничимся учетом трех электронных состояний E_n , $n = 1, 2, 3$. Природа этих состояний, в принципе, малосущественна для описания особенностей спектров, содержащих неэквидистантные резонансные максимумы. При выполнении условия

$$\min |E_n^0 - E_{t(s)}^F| \gg \max \Gamma_n, \quad (6)$$

здесь $E_{t(s)}^F$ – уровни Ферми острия (t) и подложки (s), учитывая общий вид амплитуды трехрезонансного туннелирования (см. формулу (2)) и выполняя интегрирование по всем электронам, вносящим вклад в полный ток, для резонансной составляющей тока получаем

$$I^r(V) = \frac{\text{const}(\Gamma_1 \Gamma_3)^2 B_{12} B_{23}}{|E_1 - E_2^*|^2 |E_2 - E_3^*|^2 |E_3 - E_1^*|^2} \times \left(\frac{|E_2 - E_3^*|^2}{\Gamma_1} + \frac{|E_3 - E_1^*|^2}{\Gamma_2} + \frac{|E_1 - E_2^*|^2}{\Gamma_3} \right), \quad (7)$$

(символ (...) * означает комплексное сопряжение).

Для простоты записи выражений, определяющих полные токи СТМ, здесь и в дальнейшем мы оставим только те зависимости, которые существенны

для сравнений с результатами экспериментов или для построения необходимых обобщений (см. ниже).

Формула (7) дает простое объяснение причин возникновения в туннельных спектрах ультрамалых наночастиц (УМНЧ) одиночных, парных и тройных (неэквидистантных) ОДС, многочисленные примеры которых содержатся в работах [1–10]. Согласно (7), спектры такого типа формируются в условиях псевдопересечений (ПП) комплексных уровней E_n , т.е. при выполнении условий:

$$|E_n(v) - E_{n'}(v)| \leq \max(\Gamma_{n,n'}). \quad (8)$$

Здесь $n \neq n'$, $n, n' = 1, 2, 3$, $E_n(v) = E_n^0(v) + \text{Re}(\Delta_n)$, v – совокупность переменных, от которых зависят комплексные энергии E_n . В условиях экспериментов с СТМ значения E_n зависят не только от напряжения V , но и от положения острия, задаваемого координатой \mathbf{R} некоторого “выступающего” атома. То есть максимумы полных токов, которым в выражении (7) соответствуют одиночные, парные или тройные минимумы знаменателей, могут наблюдаться не только на вольт-амперных характеристиках, но и на ток-координатных кривых $I(R, V = \text{const})$. Расположение и форма максимумов ток-координатных зависимостей содержат дополнительную информацию, необходимую для выяснения физической природы квазистационарных состояний, вовлеченных в процессы переноса электронов в наноконтактах СТМ. В частности, мест локализации этих состояний.

Рассмотрим более подробно частный случай формулы (7), соответствующий пределу упругого бирезонансного туннелирования [18–21], которое осуществляется с участием каких-либо двух электронных состояний. Формально этому пределу соответствуют условия:

$$|E_1 - E_n| \gg |E_n - E_{n'}|, \quad (9)$$

$n \neq 1$, $n \neq n'$, $n = 2, 3$, $n = 2, 3$, которые могут выполняться не только когда один из уровней находится вдали от двух остальных, но и при $\Gamma_1 \gg \Gamma_{n,n'}$, когда спектр состояний в окрестности первого уровня может считаться сплошным.

Вблизи изолированного (по энергии) парного ПП формула (7) с точностью до обозначений совпадает с формулой бирезонансного приближения (см. формулу (2) в работе [18]). Запишем эту формулу в виде, удобном для последующих обобщений:

$$I(v) = \text{const} \frac{\Gamma_n \Gamma_{n'} (\Gamma_n + \Gamma_{n'})}{(E_n(v) - E_{n'}(v))^2 + (\Gamma_n + \Gamma_{n'})^2}. \quad (10)$$

Здесь Γ_n – ширины уровней E_n , учитывающие переходы в континуумы состояний, возмущенных присутствием нерезонансного уровня E_1 . Согласно (10),

в случае малых ширин одиночные пики вольт-амперных и ток-координатных зависимостей должны иметь симметричную (лоренцовскую) форму. Результаты экспериментов хорошо согласуются с этим выводом (см., например, рис. 2 работы [2] и рис. 1 настоящей работы).

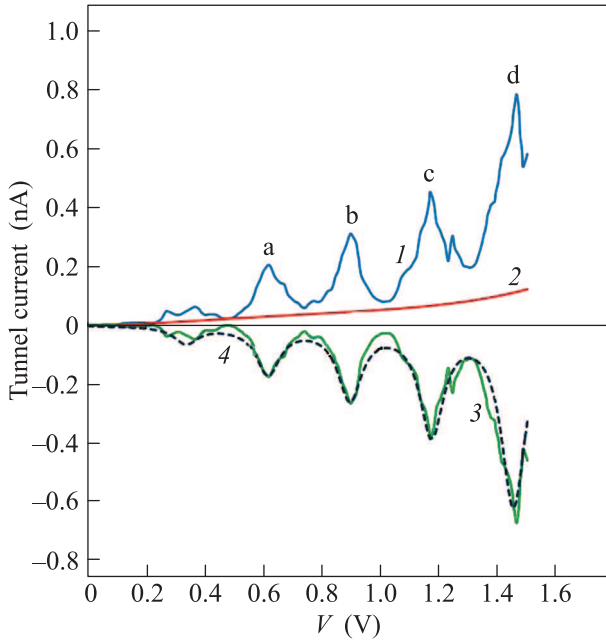


Рис. 1. (Цветной онлайн) I - V зависимость для наночастиц золота, осажденных на пиролитический графит методом полевого испарения. 1 – эксперимент [1]; 2 и 3 – фоновый и резонансный токи при значении параметра “пик-долина” $\xi = 6$; 4 – (пунктирная кривая) результаты вычислений резонансного тока по формуле (16) при значениях параметров: $\alpha = 0$, $E_1^0(v) = -0.58$ В, $E_2^0(v) = 0$ В, $\Delta V = 0.28$ В, $\Gamma = 0.05$ В с нормировкой на резонансные пики а и b

Анализ формы линии трехрезонансных ОДС при различных соотношениях между всеми энергетическими параметрами выходит за рамки настоящей работы. Результаты такого анализа, необходимые для описания туннельных спектров, с неэквидистантными ОДС, будут опубликованы отдельно. Ниже мы ограничимся анализом туннельных спектров с эквидистантными сериями (ЭС) ОДС, содержащими от 3–4 до 10–12 равноотстоящих максимумов [1–10]. Для описания такого типа спектров модель упругих многорезонансных переходов нужно дополнить учетом кулоновских (межэлектронных) и электронно-колебательных взаимодействий. Такой учет предполагает расширение спектра возможных электронных и электронно-колебательных состояний, способных принимать участие в процессах резонансного тунне-

лирования. Для этого в исходном гамильтониане (см. выражение (2)) достаточно сделать замену:

$$H_0 \rightarrow H_0 + H_\nu,$$

где H_ν – гамильтониан колебательной подсистемы наноконтакта (например, адсорбированного атома), а взаимодействие H_{int}^a дополнить слагаемым $\Delta H_{\text{int}}^a(k)$, учитывающим сдвиг электронных уровней при изменении зарядового состояния УМНЧ. Здесь $k(V)$ – число потерянных (или приобретенных) УМНЧ электронов. После такого дополнения модель становится достаточной для описания эффектов неупругого (сопровождающегося колебательными переходами) [16, 21] и одноэлектронного [22] резонансного туннелирования. В экспериментах с СТМ эти эффекты проявляются двумя типами равноотстоящих ОДС, колебательными и кулоновскими, соответственно.

Колебательные серии эквидистантных ОДС. Акты образования и разрушения квазистационарных состояний, участвующих в резонансном подбарьерном переносе электронов, могут сопровождаться колебательными переходами, в том числе, многоквантовыми [16]. Следует ожидать, что в спектрах УМНЧ, измеренных в экспериментах с СТМ, колебательные переходы могут проявляться короткими эквидистантными сериями ОДС. Для описания такого типа серий в формуле (10) следует учесть вклады различных электронно-колебательных состояний $|E_n, \nu\rangle$. Тогда в случае низких температур ($kT < \omega$) и быстрой колебательной релаксации ток резонансных электронов $I^r(v)$ будет описываться выражениями ($e = \hbar = m = 1$):

$$I^r(v) = \sum_{\nu} I^r(v, \nu), \quad (11)$$

$$I^r(v, \nu) = \text{const} \frac{\Gamma_{t1}(v) \Gamma_{2s}(v) B_{12}(\nu)}{(E_0 - E_1(0) \mp V \pm \omega(\nu + 1/2))^2 + (\Gamma_\nu)^2}, \quad (12)$$

$$\Gamma_\nu(v) = \Gamma_{t1}(v) + \Gamma_{2s}(v).$$

Здесь $\langle 0|\nu\rangle$ – факторы Франка-Кондона, для колебательных переходов, сопровождающих акты образования системы в электронном состоянии $|2\rangle$. (Заметим, что знаки перед V и $\omega(\nu + 1/2)$ зависят от полярности приложенного напряжения, определяющего относительное смещение электронных уровней при вариациях напряжения). Из выражений (11) и (12) следует вывод о малочисленности ОДС, доступных наблюдению в колебательных сериях. При

электронно-колебательных параметрах $\alpha \leq 1$, что соответствует экспериментам [4–10], факторы Франка–Кондона быстро спадают с ростом ν , ($\langle 0|\nu \rangle \sim (\nu!)^{-1}$). То есть здесь многоквантовые переходы маловероятны.

Кулоновские серии эквидистантных ОДС.

Оценивая всю совокупность спектров УМНЧ, опубликованных в работах [1–10], следует обратить внимание на их общее свойство – они содержат биполярные, нигде не прерывающиеся, строго эквидистантные серии ОДС, с периодами $\Delta V \sim 0.2–0.5$ эВ. Многие серии содержат до 10–12 резонансных максимумов, огибающие которых при обоих полярностях повторяют монотонный рост (по модулю) фоновых токов I^f . Значения параметра “пик-долина” ξ для этих серий почти не зависят от напряжения:

$$\xi = \frac{I^r(V)}{I^f(V)} \approx \text{const.} \quad (13)$$

Соотношение (13), которое будет учитываться ниже при сравнении теоретических и экспериментальных вольт-амперных зависимостей, есть, очевидно, следствие общей зависимости резонансных I^r и фоновых I^f токов от растущей (с ростом энергии) плотности электронных состояний подложки (графита).

Серии ОДС с большими периодами ($\Delta V \sim 0.2–0.5$ В), можно пытаться объяснить колебательными переходами с участием молекул гидроксила или воды, которые могли бы адсорбироваться на поверхности УМНЧ [4–10]. Такое объяснение, однако, противоречит выводу о малой вероятности многоквантовых колебательных переходов. Противоречит это объяснение и важному соотношению (14). Природа серий с периодами $\Delta V \sim 0.2–0.5$ В должна быть, следовательно, иной. Чтобы ее установить, достаточно заметить корреляцию периодов ΔV с размерами наночастиц L . Нетрудно убедиться, что для всех спектров, приведенных в работах [1–10]

$$\Delta V \sim 1/L. \quad (14)$$

Это соотношение находит подтверждение и при сравнении распределений ΔV и L в больших ансамблях УМНЧ²⁾. Обратная зависимость ΔV от размеров УМНЧ указывает на определяющую роль в формировании рассматриваемых этих серий эффектов одноэлектронного туннелирования [22]. То есть куло-

²⁾ Чтобы увидеть это, следует построить гистограмму обратных значений диаметров УМНЧ, приведенных на рис. 1 работы [9], и сравнить ее с гистограммой распределений периодов, ΔV , измеренных для золотых наночастиц (см. рис. 5 работы [4]).

новской блокады, которая, как хорошо известно, проявляется осциллирующей зависимостью туннельной проводимости УМНЧ от напряжения V . Период этих осцилляций определяется электростатической емкостью C

$$\Delta V = 1/C. \quad (15)$$

Для металлических сферических УМНЧ $C = R$, что объясняет корреляцию (14).

С учетом зависимости зарядового состояния металлической наночастицы от напряжения ток резонансных электронов, способных для одного резонансного состояния возбуждать колебательные переходы, может описываться выражением

$$I^r(\nu, v) = \text{const} \sum_k W_k(V) \times \quad (16)$$

$$\times \sum_v \frac{\Gamma_1(v)\Gamma_2(\nu, v)\Gamma_{12}(\nu, v)}{(E_1^0(v) - E_2^0(v) \pm \omega(\nu + 1/2) + k\Delta V)^2 + \Gamma_{12}^2(\nu, v)}.$$

Здесь $\Gamma_2(\nu, v) = \Gamma_2(v)\langle 0|\nu \rangle^2$, $\Gamma_{12}(\nu, v) = \Gamma_1(v) + \Gamma_2(\nu, v)$, $W_k(V)$ – зависящая от напряжения вероятность нахождения НЧ в состоянии с k лишними (или добавленными по сравнению с состоянием при $V = 0$) электронами. В простейшем случае эта зависимость имеет вид ступенчатой функции с шагом по напряжению ΔV :

$$W_k(V) = \begin{cases} 1, & \text{при } (k-1)\Delta V < V < k\Delta V, \\ 0, & \text{при } V < (k-1)\Delta V, V > k\Delta V. \end{cases} \quad (17)$$

При надлежащем выборе колебательных (α, ω), распадных (Γ) и кулоновских (ΔV) параметров формула (16) воспроизводит все характерные особенности спектров металлических УМНЧ, которые приводятся в работах [1–10]. Продемонстрируем это на двух примерах, соответствующих упругому и неупругому туннелированию.

При $\alpha = 0$ формула (17) описывает кулоновские серии ОДС, которые формируются без участия колебательных переходов. При надлежащем выборе параметра “пик-долина”, значений уровней $E_{1,2}$, ширины $\Gamma_{1,2}$ и ΔV расчеты по этой формуле с хорошей точностью воспроизводят спектры, измеренные в условиях, исключающих адсорбцию атомных частиц на поверхности УМНЧ (см. рис. 1).

При $\alpha \neq 0$ согласно выражению (17), в туннельных спектрах УМНЧ могут одновременно наблюдаться эквидистантные серии двух типов, кулоновские (с периодами ΔV) и колебательные (с периодами ω). Такие спектры, как показывает опыт [4–10], регулярно регистрируются в условиях, максимально

способствующих адсорбции атомных частиц на поверхности УМНЧ. Пример сопоставления теоретического (рассчитанного по формуле (15) с учетом (14)) и экспериментального (измеренного в работе [6]) туннельного спектра УМНЧ золота приведен на рис. 2.

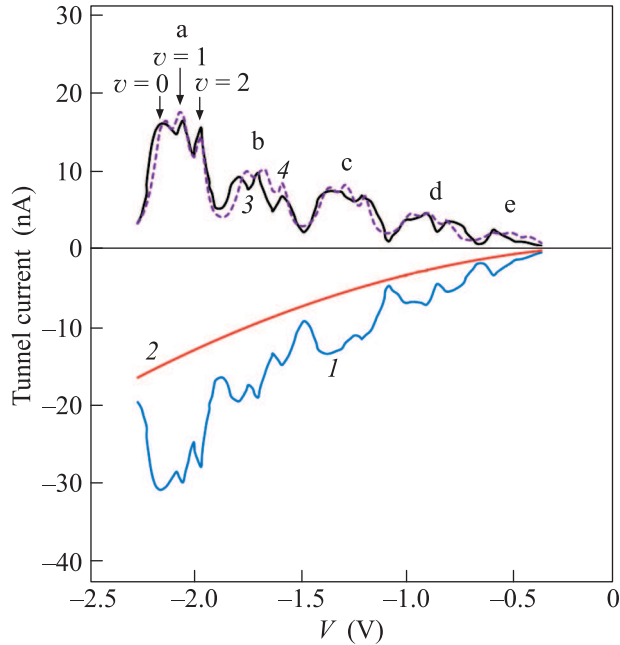


Рис. 2. (Цветной онлайн) $I-V$ зависимость для наночастиц золота на пиролитическом графите после трех последовательных экспозиций в водороде и кислороде [6]. 1 – эксперимент [6]; 2 и 3 – фоновый и резонансный токи, соответственно, при значении параметра “пик-долина”, $\xi = 2$; 4 – (пунктирная кривая) результаты вычислений резонансного тока по формуле (16) при значениях параметров: $\alpha = 0.95$, $\Delta V = 0.39$ В, $\omega = 0.09$ В, $\xi = 2$, $E_1^0(v) = 2.21$ В, $E_2^0 = 0$ В, $\Gamma_1(v) = 0.01$ В, $\Gamma_2(0, v) = 0.032$ В, $\Gamma_2(1, v) = 0.029$ В, $\Gamma_2(2, v) = 0.007$ В. Кривые нормированы на экспериментальные зависимости серий а и с

Отметим теперь некоторые свойства кулоновских и колебательных серий, которые можно использовать как признаки, достаточные для распознавания эквидистантных серий ОДС. Кулоновские серии биполярны (знак k в формуле (17) меняется при смене полярности напряжения), их амплитуды с ростом $|V|$ растут симбатно с фоновым током. Периоды этих серий определяются только электростатическими емкостями УМНЧ. Как следствие в туннельных спектрах, измеренных на различных участках одной и той же частицы, периоды кулоновских серий должны совпадать. Это и наблюдается на опыте (см. рис. 7 работы [6]). По этой же причине должны совпадать и периоды кулоновских серий, измеренных на частицах близких размеров. Сделанный вывод также под-

тверждается экспериментом (см. рис. 5 работы [10], а также рис. 4 работы [8]). Можно отметить, наконец, что независимость периодов кулоновских осцилляций от точки измерений спектров на поверхности выбранной наночастицы, позволяет наблюдать эти серии не только на единичных, но и на усредненных $I(V, z = \text{const})$ кривых. Это и демонстрирует рис. 2 работы [8].

Свойства колебательных ОДС серий иные. Периоды этих серий, также биполярных, равны колебательным квантам и, очевидно, от размеров УМНЧ не зависят. Ясно, что только эти серии содержат информацию, необходимую для идентификации адатомов.

Заключение. Резонансная туннельная электронно-колебательная спектроскопия, представления и методы которой первоначально были разработаны для изучения поверхностных дефектов (например, адатомов) твердых тел, сегодня широко используются и для малых, в том числе, ультрамалых наночастиц. Выше было показано, что достоверная интерпретация туннельных спектров УМНЧ возможна только при условии надежного распознавания двух типов серий резонансных эквидистантных особенностей, кулоновских и колебательных. Характерные особенности этих серий, как признаки, достаточные для распознавания, сформулированы в настоящей работе.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме “Фундаментальные основы создания наноструктурированных систем нового поколения с уникальными эксплуатационными электрическими и магнитными свойствами” # 0082-2018-0003 (регистрационный номер АААА-А18-118012390045-2) и при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 18-03-00453).

1. R. Houbertz, U. Weber, and U. Hartmann, *Appl. Phys. A* **66**, S149 (1998).
2. D. A. Antonov, O. N. Gorshkov, A. P. Kasatkin, G. A. Maximov, D. A. Saveliev, and D. O. Filatov, *Phys. Low-Dim. Struct.* **1/2**, 139 (2004).
3. М. А. Лапшина, Д. О. Филатов, Д. А. Антонов, Н. С. Баранцев, *Поверхность: рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования* **7**, 71 (2009).
4. А. К. Гатин, М. В. Гришин, С. А. Гуревич, Н. В. Дохликова, А. А. Кирсанкин, В. М. Кожевин, Н. Н. Колченко, Т. Н. Ростовщикова, В. А. Харитонов, Б. Р. Шуб, Д. А. Явсин, *Известия Академии наук. Серия химическая* **8**, 1696 (2014).
5. М. В. Гришин, А. К. Гатин, Н. В. Дохликова, Н. Н. Колченко, С. Ю. Сарвадий, Б. Р. Шуб, *Российские нанотехнологии* **11(11–12)**, 49 (2016).

6. М. В. Гришин, А. К. Гатин, Н. В. Дохликова, А. А. Кирсанкин, А. И. Кулак, С. А. Николаев, Б. Р. Шуб, *Кинетика и катализ* **56**(4), 539 (2015).
7. М. В. Гришин, А. К. Гатин, Н. В. Дохликова, А. А. Кирсанкин, В. А. Харитонов, Б. Р. Шуб, *Известия Академии наук. Серия химическая* **7**, 1525 (2013).
8. А. А. Кирсанкин, М. В. Гришин, Н. Н. Колченко, Б. Р. Шуб, *Химия в интересах устойчивого развития* **22**, 613(2014).
9. А. К. Гатин, М. В. Гришин, А. А. Кирсанкин, В. А. Харитонов, Б. Р. Шуб, *Российские нанотехнологии* **8**(1–2), 39 (2013).
10. А. К. Гатин, М. В. Гришин, С. Ю. Сарвадий, Б. Р. Шуб, в кн. *Синтез, строение и свойства металл/полупроводник содержащих наноструктурированных композитов*, под ред. Л. И. Трахтенберга и М. Я. Мельникова, Техносфера, М. (2016), с.109.
11. S. Willing, H. Lehmann, M. Volkmann, and C. Klinke, *Science Advances* **3**(7), 1603191 (2017).
12. S. B. Singh and P. K. Tandon, *Journal of Energy and Chemical Engineering* **2**(3), 106 (2014).
13. P. Boisseau, V. Loubaton, *Comptes Rendus Physique* **12**(7), (2011); <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00598930>
14. А. И. Базь, Я. Б. Зельдович, А. М. Переломов, *Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике*, Наука, М. (1966).
15. М. Гольдбергер, К. Ватсон, *Теория столкновений*, Мир, М. (1967).
16. Ф. И. Далидчик, *ЖЭТФ* **87**(4), 1384 (1984).
17. Ф. И. Далидчик, *ФТТ* **28**, 3299 (1986).
18. Ф. И. Далидчик, Е. М. Балашов, С. А. Ковалевский, *Письма в ЖЭТФ* **105**(5), 2916 (2017).
19. Е. М. Балашов, Б. А. Буданов, Ф. И. Далидчик, С. А. Ковалевский, *Письма в ЖЭТФ* **101**(9), 717 (2015).
20. Ф. И. Далидчик, Б. А. Буданов, Н. Н. Колченко, Е. М. Балашов, С. А. Ковалевский, *ЖЭТФ* **142**(6), 1218 (2012).
21. F. Dalidchick, S. Kovalevskii, and E. Balashov, *J. Chem. Phys.* **146**, 194308 (2017).
22. K. K. Likharev, *Proceedings of the IEEE* **87**(4), 606 (1999).