

## О КУЛОНОВСКОЙ БЛОКАДЕ ТУННЕЛИРОВАНИЯ В ОДИНОЧНЫХ КОНТАКТАХ

*Ю. В. Назаров*

Дана последовательная трактовка явления кулоновской блокады туннелирования. Основное внимание уделено критериям осуществления блокады, необходимым для дальнейших экспериментальных работ.

Явление кулоновской блокады было обнаружено в контактах, туннелирование в которых происходит через вкрапленные в диэлектрическую прослойку металлические гранулы<sup>1, 2</sup>. Наблюдались характерные особенности вольт-амперной характеристики ВАХ при напряжениях смещения  $V \sim e/C$  (здесь  $C$  – емкость гранулы) и температурах  $T \lesssim eV$ , хорошо объясняемые теорией<sup>3</sup>.

В последнее время в связи с прогрессом технологии, позволяющим создавать туннельные контакты, площадь которых  $\sim 10^{-11}$  см<sup>2</sup>, появился ряд работ<sup>4 - 6</sup>, в которых кулоновская блокада наблюдается в контактах, не содержащих гранул, то есть в одиночных.

Существует полуфеноменологическая теория (см. обзор <sup>7</sup>), использующая понятие емкости контакта, определяемой из его площади и толщины диэлектрической прослойки. При этом не учитывается емкость подведенных к контакту проводов, в любой мыслимой ситуации многократно превышающей емкость самого контакта. Более аккуратная трактовка явления кулоновской блокады в одиночном контакте необходима для будущих экспериментов, интерес к которым в определенной степени обусловлен намечающейся связью с техническими приложениями.

**Проблема** состоит в адекватном учете влияния квантовых флуктуаций электромагнитного поля на процесс туннелирования носителя заряда. Ключевая идея состоит в том, что при  $T = 0$  эффект определяется электрическими свойствами системы контакт-провода на частотах  $\sim eV/\hbar$ .

Воспользовавшись предложенным в <sup>8</sup> методом и учитывая, что в случае металлической проводимости материала проводов и  $V$  порядка экспериментальных, можно пренебречь запаздыванием электромагнитного поля, считать электрический потенциал постоянным на масштабах порядка поперечного размера провода и не учитывать диффузию заряда из приконтактной области, получим ответ для ВАХ при постоянном напряжении в первом порядке по прозрачности контакта:

$$I(V) = 4(\pi e R_T)^{-1} \text{Im} \left\{ \int d\tau \tau^{-2} \sin^2(\omega\tau/2) \exp(-S(\tau)) \right\} \Big|_{\omega \rightarrow ieV + 0}$$

$$S(\tau) = \int \frac{d\omega}{2\pi} \sin^2(\omega\tau/2) S(\omega); \quad S(\omega) = e\varphi_\omega(0)/2|\omega|.$$

Величина  $\varphi_\omega$  подчиняется телеграфному уравнению на мнимых частотах:

$$\frac{\partial \varphi_\omega(x)}{\partial x} = R_0 i(x); \quad \frac{\partial i(x)}{\partial x} = C_0 |\omega| \varphi_\omega(x)$$

$$i(0) = C |\omega| \varphi_\omega(0) - e.$$

Здесь  $C_0$ ,  $R_0$  — емкость и сопротивление проводов на единицу длины,  $C$  — емкость контакта,  $R_T$  — сопротивление контакта при  $T \gg Ve$ . При  $T \neq 0$  особенности ВАХ исчезают для  $eV \lesssim T$ .

Считая длину проводов  $L$  бесконечной, что справедливо, если  $V \ll V_3 = \hbar/eC_0R_0L^2$ , получим для  $S(\omega)$ :

$$S(\omega) = e^2/|\omega| (C|\omega| + (|\omega|C_0/R_0)^{1/2}).$$

Существенное подавление туннелирования имеет место при  $V$  таких, что  $eVS(eV/\hbar)/\hbar \gtrsim 1$ . Если при этом  $V \gg \hbar C_0/R_0 C^2 e$ , основной вклад в  $S(\omega)$  дает емкость контакта, и справедливы предсказания полуфеноменологической теории. ВАХ имеет вид: ( $V_1 = e/2C$ )

$$R_T I = \begin{cases} V - V_1 \text{ sign } V & |V| > V_1 \\ 0 & |V| < V_1 \end{cases}$$

и туннелирование резко блокируется при  $V = V_1$ .

В противоположном предельном случае  $V \ll \hbar C_0/R_0 C^2 e$  основной вклад в  $S(\omega)$  дают провода, ВАХ совпадает с предсказанной для случая длинного туннельного контакта <sup>8</sup>. Подавление туннелирования происходит постепенно, растянуто на интервал  $\sim V_2 = e^3 R_0/C_0 \hbar$ , при  $V \rightarrow 0$   $I \propto \exp(-V_2/4V)$ , аналитическое выражение получается для второй производной тока по напряжению:

$$\frac{\partial^2 I}{\partial V^2} R_0 V_2 = (4\pi(V/V_2)^3)^{1/2} \exp(-V_2/4V).$$

Таким образом, существуют два разных типа кулоновской блокады.

Учет конечности длины проводов модифицирует  $S(\omega)$  при низких частотах, причем ослабляется особенность, ответственная за подавление туннелирования. Это приводит к тому, что для существенного подавления туннелирования необходимо выполнение условия  $V_3 \ll V_1$  или  $V_2$ .

Подводя итог вышесказанному, приведем следующие критерии:

- 1) если  $R_1 = CR_0/C_0 \gg R_Q = \pi\hbar/e^2$ , осуществляется первый тип блокады;
- 2) если  $R_1 \ll R_Q$ , но полное сопротивление проводов  $R_2 = R_0L \gg R_Q$ , при  $V \lesssim V_2$  осуществляется второй тип блокады;
- 3) если вышеприведенные критерии не выполняются, существенного подавления туннелирования не происходит и кулоновские эффекты носят поправочный характер.

Рассмотрим, как критерий 1 может быть осуществлен практически. Провода, как правило, представляют собой узкие металлические пленки. Ставя целью получить как можно меньшую емкость, туннельный контакт можно формировать, соединяя их встык. При этом площадь контакта равна площади поперечного сечения провода, критерий 1 дает ограничение на проводимость материала:  $\sigma \ll e^2/a\hbar$ , где  $a$  — эффективная толщина туннельной прослойки,  $a \gg 1$  А. Это условие не выполнимо для хороших металлов. Соединяя провода внакладку, проигрываем, увеличивая емкость контакта, но при этом смягчается ограничение на проводимость:  $\sigma \ll Ae^2/a\hbar$ , где  $A \gg 1$  — отношение площади накладки и площади поперечного сечения провода.

Полуфеноменологическая теория предсказывает, что при  $V > V_1$ ,  $T$  кулоновское блокирование приводит к независимому от  $V$  сдвигу ВАХ по оси напряжений:  $I = R_{(T)}^{-1} V \rightarrow I = R_{(T)}^{-1} (V - V_1 \text{sign } V)$ , что наблюдается во всех экспериментах и интерпретируется как предвестник полного блокирования туннелирования при малых  $V$ . Приведенные соотношения показывают, что такое поведение ВАХ будет иметь место при  $V \gg \hbar C_0/R_0 C^2 e$  даже если критерии осуществления блокады не выполняются. Таким образом, сдвиг ВАХ на больших  $V$  и подавление туннелирования на малых  $V$  — явления, непосредственно не связанные.

У читателя может сложиться убеждение, что эффекты, о которых идет речь, можно описать, используя лишь электротехнические термины. В заключение отметим, что это не так при  $eV, T \lesssim \hbar/\tau_{\text{диф}}$ , где  $\tau_{\text{диф}}$  время диффузии носителя заряда на длину провода. Этот диапазон пока еще не достигнут на эксперименте. При  $T = 0$  и  $\hbar/\tau_{\text{диф}} \ll eV \ll eV_{1,2}$   $S(\omega) \sim (|\omega|R_2)^{-1}$  и ВАХ ведет себя как  $R_T I \sim V(V/V_{1,2})^{R_2/R_Q}$ . При  $\omega \sim \hbar/\tau_{\text{диф}}$   $S(\omega)$  переходит в конечное при  $\omega \rightarrow 0$  выражение и при  $eV \ll \hbar/\tau_{\text{диф}}$  восстанавливается закон Ома с сильно увеличенным сопротивлением:

$$R_T I \sim V (\hbar/V_{1,2} e \tau_{\text{диф}})^{R_2/R_Q}.$$

Автор благодарен К.К.Лихареву, Д.В.Аверину за стимулирующие обсуждения.

#### Литература

1. Zeller H.R., Giaver I. Phys. Rev., 1969, 789.
2. Barnett J.B., Ruggero S.T. Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 807.
3. Кулик И.О., Шехтер Р.И. ЖЭТФ, 1975, 68, 623.
4. Fulton T.A., Dolan G.J. Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 109.
5. Ono R., Cromar M.W., Kautz R.L. et al. IEEE Trans. Magnetics, 1987, 23, 1670.
6. Iansitu M., Johnson A.T., Lobb C., Tinkham M. Phys. Rev. Lett., 1988, 60, 2414.
7. Likharev K.K. IBM Journ. Res. Dev., 1988, 32, 144.
8. Назаров Ю.В. ЖЭТФ, 1989, 96, № 3, 240.

Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
13 декабря 1988 г.