[7] V e n t u r i n i E.L., S p e n c e r E.G., B a l l m a n n A.A. // J. Appl. Phys. 1969. V. 40. P. 1622-1624.

Институт физики
им. Б.И. Степанова
АН БССР, Минск

Поступило в Редакцию
6 февраля 1991 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 8 26 апреля 1991 г.

06.1

ДРОБОВЫЕ ФЛУКТУАЦИИ В ТУННЕЛЬНЫХ КОНТАКТАХ С МЕЗОСКОПИЧЕСКИМИ МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ГРАНУЛАМИ

М.А. Б е л о г о л о в с к и й, Л.Г. Л е в и н

В связи с перспективой создания новых электронных устройств на субмикронном уровне возник интерес к исследованию динамики туннельных контактов типа металл–изолятор–металл, в которых изолирующая прослойка содержит металлические вкрапления малой емкости C [1, 2]. Использование подобных структур требует детального изучения шумовых процессов и оценки их влияния на вольт-амперные характеристики. При этом необходимо учесть, что воздействие тепловых и квантовых флуктуаций может быть практически устранено выбором достаточно низких температур ($k_B T \ll \ll e^2/(2C)$) и достаточно больших сопротивлений контактов ($R \gg \hbar/e^2$), в то время как дробовый шум неизбежно присутствует в подобных устройствах, поскольку является следствием стохастического характера одноэлектронного туннелирования. Ранее в работе [2] были выполнены численные расчеты дробовых флуктуаций в небольшом интервале частот, в настоящей публикации получены аналитические выражения и высказаны некоторые соображения относительно возможности их экспериментальной проверки.

Для вычисления уровня дробового шума воспользуемся полуклассической моделью [2], описывающей перенос электрона с левой обкладки контакта на правую как стохастический процесс туннелирования в системе из двух последовательно соединенных переходов с классической переменной n, равной числу дополнительных электронов на грануле внутри контакта. Тогда при температуре $T = 0$ для вероятности $\rho_n(V,t)$ ($\rho_n(V,t)$ – вероятность того, что при напряжении смещения V на контакте в момент времени t гранлуа содержит n дополнительных электронов) получаем следующую систему кинетических уравнений:

$$\frac{d\rho_n(V,t)}{dt} = r_1(n-1)\rho_{n-1}(V,t) + r_2(n+1)\rho_{n+1}(V,t) - \\ - [r_1(n) + r_2(n)]\rho_n(V,t), \tag{1}$$

где $r_1(n)$ и $r_2(n)$ – вероятности туннелирования электрона с левого электрода на гранулу и с гранулы на правый электрод, определяемые, в свою очередь, разностями потенциалов V_1, V_2, сопротивлениями R_1, R_2 и емкостями C_1, C_2 соответствующих участков; в рамках подхода [1, 2] напряжение $V = V_1 + V_2$, приложенное по всему контакту, перераспределяется между двумя переходами пропорционально их емкостям.

Решение системы (1) в стационарном случае имеет следующий вид:

$$\rho_n(V) = \begin{cases} \rho_0(V) \prod\limits_{j=0}^{n-1} \dfrac{r_1(j)}{r_2(j+1)}, & 0 < n \leqslant N_1; \\ \\ \rho_0(V) \prod\limits_{j=n+1}^{0} \dfrac{r_2(j)}{r_1(j-1)}, & N_2 \leqslant n < 0, \end{cases} \tag{2}$$

где

$$\rho_0(V) = \left[1 + \sum_{l=0}^{N_1-1} \prod_{j=0}^{l} \frac{r_1(j)}{r_2(j+1)} + \sum_{l=N_2+1}^{0} \prod_{j=0}^{l} \frac{r_2(j)}{r_1(j-1)}\right]^{-1},$$

N_1 и N_2 – верхний и нижний пределы распределения случайной величины n, определяемые приложенным напряжением V и емкостями C_1, C_2 [1]. Средние точки через оба рассматриваемых перехода в стационарном состоянии совпадают и могут быть вычислены по одной из формул:

$$\bar{I}_1(V) = \bar{I}_2(V) = \bar{I}(V) = e\sum_n r_1(n)\rho_n(V) = e\sum_n r_2(n)\rho_n(V),$$

однако средние значения квадратов токов $\bar{I}_i^2(V) = e^2\sum_n r_i^2(n)\rho_n(V)$ отличаются друг от друга, соответственно различаются и дисперсии $D[I_i] = \bar{I_i^2} - \bar{I}_i^2$, которые являются мерой интенсивности флуктуаций токов I_i. После подстановки решения (2) и зависимостей $r_i(n)$ получаем, что флуктуационный вклад, обусловленный дискретной природой случайной величины n (дробовой шум), равен

$$D[I_i] = \frac{e\bar{I}}{\theta_i} - \delta_i(V), \tag{3}$$

где $\theta_i = R_\Sigma C_\Sigma R_i / R_j$ – характерное время корреляции ($i \neq j$), $R_\Sigma = R_1 + R_2$; $C_\Sigma = C_1 + C_2$; $\delta_i(V) = \frac{e^2}{C_\Sigma^2 R_i^2}\Big[(\Delta_1 N_1 R_2 + \Delta_2 |N_2| R_1 + \bar{n}(R_2\Delta_1 - R_1\Delta_2))R_\Sigma^{-1} - \Delta_i^2(\rho^{-1}(N_i) - 1)\Big] - 2\Delta_i I e/(R_i C_\Sigma)$;

$\bar{n} = \sum_n n\rho_n(V)$; $\Delta_i = \rho(N_i)\left[|N_i| - VC_1C_2/(eC_i) + 1/2\right]$.

Как известно [3], первое слагаемое в (3) представляет собой стандартное выражение для дисперсии импульсного пуассоновского процесса, каковым и является дробовой шум. Наличие добавки $\delta_i(V)$, которая имеет заметную величину при небольших напряжениях и становится пренебрежимо малой с ростом V (в соответствии с законом больших чисел), является следствием коррелированного характера актов туннелирования электронов в первом и втором переходах. Несложно показать, что при любом V $\delta_i(V) \leqslant \leqslant 0$ (см. численный результат [2]) и, следовательно, величина флуктуаций тока в данном случае ниже, чем при обычном дробовом шуме.

Обсудим некоторые следствия формулы (3), представляющие практический интерес. Как уже отмечалось выше, добавки $\delta_i(V)$ довольно быстро стремятся к нулю по мере роста V, например, при $C_1=C_2=C$ она ничтожно мала уже при $V \simeq 2e/C$. В целом в области меньших напряжений суммарный флуктуационный вклад $\sqrt{D[I_i]}$ может достигать значений, сравнимых с величиной среднего тока $\bar{I}$. Вторая особенность флуктуационных процессов в данном случме заключается в том, что величина шума в каждом из двух переходов различна из-за равных значений добавки $\delta_i(V)$ и времен корреляции θ_i (отличия в θ_i могут быть очень большими, если сопротивление R_i и R_j различаются на несколько порядков). На практике это означает, что существенно отличаться будут и спектральные плотности $S_i(\omega)$, которые почти не меняются вплоть до частот $\tilde{\omega} \sim 1/\theta_i$ и затем резко падают. В этой связи представляется необходимым обсудить вопрос о верхнем пределе для таких измерений, который характеризуется временем установления стационарного состояния. Соответствующие вычисления для системы уравнений (1) дают $\tau_{max} = R_1R_2C_\Sigma/R_\Sigma$. Легко видеть, что при любых значениях R_i будет выполняться неравенство $\dfrac{\tau_{max}}{\theta_i} = \dfrac{R_j^2}{R_\Sigma^2} < 1$, т.е. функция $S_i(\omega)$ может быть определена вплоть до ω, превосходящих характерную частоту $\tilde{\omega}$, и отклонение от белого шума вполне обнаружимо на эксперименте.

Список литературы

[1] Аверин Д.В., Коротков А.Н. // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. В. 5. С. 1661-1673.

[2] Amman M., Mullen K., Ben-Jacob E. // J. Appl. Phys. 1989. V. 65. N 1. P. 339-346.

[3] Робинсон Ф.Н.Х. Шумы и флуктуации в электронных схемах и цепях. М.: Атомиздат. 1980. 256 с.

Донецкий физико-технический институт
АН УССР

Поступило в Редакцию
23 февраля 1991 г.