

ВЛИЯНИЕ ЗАПАЗДЫВАНИЯ
НА ВИД ТУННЕЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕРХПРОВОДНИКОВ

Ю.М.Иванченко

Лисоном, Свистуновым и Дмитренко [1] на туннельной структуре $S_n - S_n$ были обнаружены всплески тока при напряжении на барьере $v = 2\Delta/n$ (n - целое число, Δ - энергетическая щель). Недавно аналогичное явление наблюдал Маркус [2] на структуре $P\delta - P\delta$. На туннельных переходах такого же типа, как и в [2], Рохлин и Дуглас [3] наблюдали более сложную зависимость тока от напряжения. Авторы работ [1, 2] связывают появления всплесков с туннелированием нескольких частиц [4]. Однако подобные процессы маловероятны и приводят к очень быстрому падению интенсивности с номером всплеска, что не согласует-

ся с данными [1, 2]. В работе [3] сложная зависимость тока от напряжения связывалась с анизотропией энергетической щели [5].

В настоящей заметке мы предложим другой механизм, который, по видимому, хорошо согласуется как с результатами работ [1, 2], так и с данными [3].

Как показано автором [6], туннельный ток через переход равен:

$$I(\vec{z}, t) = \int_0^{\infty} dz \left\{ K_s(z) \sin[\varphi(t) + \varphi(t-z)] + K_n(z) \sin[\varphi(t) - \varphi(t-z)] \right\}. \quad (1)$$

Конкретный вид ядер K_s , K_n в дальнейшем нам не понадобится. φ удовлетворяет соотношениям:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = e v(\vec{z}, t), \quad (2)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \vec{z}} = \frac{8\pi e}{c^2} \lambda_L \vec{j}(\vec{z}, t). \quad (3)$$

Здесь \vec{z} - координаты в плоскости перехода, λ_L - лондоновская глубина проникновения ($\lambda_L \gg d$, d - толщина окисла), \vec{j} - ток вдоль поверхности сверхпроводника.

Соотношения (1), (2) и (3) совместно с уравнениями Максвелла образуют замкнутую систему уравнений. При этом можно было бы, подобно тому как это сделано в [7-9], получить одно уравнение для φ . Как показано в [6], для случая точечного контакта это уравнение не имеет решений $\partial \varphi / \partial t = \text{const}$. Это утверждение верно и для протяженных контактов. Следовательно, установившиеся процессы в системе будут стохастическими или периодическими в зависимости от условий эксперимента. Заметим, что в [1-3] особенности на вольт-амперных характеристиках проявлялись на структурах, обладающих большими как постоянным, так и переменным токами Джозефсона. Для подавления резонансных ступеней [10-11] включалось достаточно большое магнитное поле $\sim 10^2$ э. Таким образом, в этих экспериментах реализовывалось периодическое решение для токов и напряжений.

Запишем решение для $\varphi(\vec{z}, t)$ в виде

$$\varphi(\vec{z}, t) = e \vec{v} t + \vec{k} \vec{z} + \Phi(\vec{z}, t), \quad (4)$$

где $e\bar{v}$, \vec{k} - средние значения (2) и (3) соответственно, $\Phi(\vec{z}, t)$ - некоторая периодическая функция времени с периодом T . Из условия периодичности \bar{I} находим, что:

$$T = \pi m / e\bar{v} \quad (5)$$

Здесь m - целое число, которое определяется граничными условиями (вопрос о граничных условиях рассмотрен в [9]).

Среднее значение тока через переход есть:

$$\bar{I} = \frac{1}{T} \int_0^T dt \int_S d^2\vec{z} I(\vec{z}, t), \quad (6)$$

где S - площадь перехода. Используя (5), (4), (1), после тривиальных преобразований получим:

$$\bar{I}(\bar{v}) = \sum_n c_n I_0\left(\bar{v} \frac{m+2n}{m}\right). \quad (7)$$

Здесь $\bar{I}_0(\bar{v})$ - одночастичная туннельная характеристика, а

$$c_n = \frac{1}{S} \int_S d^2\vec{z} |A_n(\vec{z})|^2; \quad \sum_n c_n = 1,$$

где

$$A_n(\vec{z}) = \frac{1}{T} \int_0^T dt \exp; \left[\Phi(\vec{z}, t) - \frac{2e\bar{v}}{m} nt \right].$$

При вычислении (7) мы воспользовались тем, что эксперименты [1-3] ставились в больших магнитных полях, и пренебрегли членами, имеющими порядок $e\bar{v}/|\vec{k}| \bar{c}$ (\bar{c} - скорость распространения волны в туннельной структуре).

Выражение (7) хорошо согласуется с данными работ [1,2], если принять $m = 2$. При этом правильно описывается форма всплесков, которая была эмпирически найдена в [2] (1). Что касается амплитуды всплесков c_n , то она будет определяться конкретными условиями эксперимента. По мнению автора, данные работы [3] также хорошо описываются формулой (7), если принять $m = 7$.

В заключение рассмотрим еще случай, когда $\Phi \ll 1$, то переход облучается внешним высокочастотным полем с частотой Ω . Тогда для области напряжений $e\bar{v} \gg \Omega$ получим:

$$\bar{I}(\bar{v}) = \sum_n I_n^2(ev_0/\Omega) \bar{I}_0(\bar{v} + n\Omega/e). \quad (8)$$

Здесь I_n - функции Бесселя, V_0 - амплитуда высокочастотного колебания. Из (8) видно, что на вольтамперной характеристике будут всплески при $e\bar{V} = 2\Delta \pm n\Omega$. Это явление было экспериментально обнаружено Дайемом и Мартином [12].

Автор выражает благодарность И.К.Янсону за ознакомление с неопубликованными результатами, изложенными в его диссертации, и В.М.Свистуну за предоставленную информацию по данному вопросу и полезные обсуждения.

Донецкий

физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступило в редакцию
21 июля 1966 г.

Литература

- [1] И.К. Янсон, В.М.Свистунов, И.М.Дмитренко. ЖЭТФ, 47, 2091, 1964.
- [2] S.M.Marcus. Phys. Lett., 12, 623, 1966.
- [3] G.I.Rochlin, D.H.Douglass. Jr. Phys. Rev.Lett., 16, 359, 1966.
- [4] J.R.Schrieffer, J.W.Wilkins. Phys. Rev. Lett., 10, 17, 1963.
- [5] A.J.Bennett. Phys. Rev., 140, A1902, 1965.
- [6] Д.М.Иванченко. ЖЭТФ, 51, 337, 1966.
- [7] R.E.Eck, D.J.Scalapino, B.H.Taylor. Phys.Rev.Lett., 13, 15, 1964.
- [8] И.О.Кулик. Письма ЖЭТФ, 2, 134, 1965.
- [9] Д.М.Иванченко, А.В.Свидзинский, В.А.Слюсарев. ЖЭТФ, 51, 194, 1966.
- [10] И.М.Дмитренко, И.К.Янсон, В.М.Свистунов. Письма ЖЭТФ, 2, 17, 1965
- [11] D.D.Coon, M.D.Fiske. Phys. Rev. 138, A744, 1965.
- [12] A.H.Dayem, R.J.Martin. Phys. Rev. Lett., 2, 246, 1962.

1) Форма всплесков обязанных многочастичным процессам будет сильно отличаться от (7) (см. [4]).