ВЛИЯНИЕ ЗАПАЗДЫВАНИЯ НА ВИД ТУННЕЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕРХПРОВОДНИКОВ

Ю.М.Иванченко

Янсоном, 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 $Pb - Pb$. 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 согласуется 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:

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

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

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

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

Здесь $\vec{r}$ - 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 $\partial\varphi/\partial t=const$. 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 $\varphi(\vec{r},t)$ в виде

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

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

$$T = \pi m / e\bar{v} \tag{5}$$

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

Среднее значение тока через переход есть:

$$\bar{I} = \frac{1}{T}\int_0^T dt \int_s d^2 r \, I(\vec{r},t) \ , \tag{6}$$

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

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

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

$$c_n = \frac{1}{s}\int_s d^2 r \, |A_n(\vec{r})|^2 \ ; \quad \sum_n c_n = 1 \ ,$$

где

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

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

Выражение (7) хорошо согласуется с данными работ [I,2] , если принять $m = 2$. При этом правильно описывается форма всплесков, которая была эмпирически найдена в [2] I). 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 $e\bar{v} >> \Omega$ получим:

$$\bar{I}(\bar{v}) = \sum_n I_n^2 (e v_0 / \Omega)\, \bar{I}_0 (\bar{v} + n\Omega/e) \ . \tag{8}$$

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.Свистунову 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., 19, 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] Ю.М.Иванченко. ЖЭТФ, 51, 337, 1966.
[7] R.E.Eck, D.J.Scalapino, B.N.Taylor. Phys.Rev.Lett., 13, 15, 1964.
[8] И.О.Кулик. Письма ЖЭТФ, 2, 134, 1965.
[9] Ю.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., 8, 246, 1962.

---

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