

удк 539.292

ТОКОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ И НЕОДНОРОДНОЕ СОСТОЯНИЕ В ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ КОНТАКТАХ

Э. М. Руденко, И. П. Невирковец

Исследовалась токовая неустойчивость джозефсоновских контактов при $eV \approx 2\Delta_0$. Показано, что положение области с уменьшенным значением энергетической щели, возникающей при расслоении сверхпроводника под инжекцией, определяется направлением бегущей волны сверхпроводящего тока в длинном джозефсоновском контакте.

В литературе активно обсуждается вопрос о неустойчивости вольт-амперных характеристик (ВАХ) туннельных контактов при напряжениях смещения $eV \approx 2\Delta_0$ (Δ_0 — ширина невозмущенной энергетической щели) и возникающем при этом неоднородном состоянии. Наблюдаемое явление большинство авторов связывают с неустойчивостью сверхпроводящего состояния, вызванного туннельной инжекцией квазичастиц [1, 2].

Проведенные нами исследования токовой неустойчивости джозефсоновских контактов при $eV \approx 2\Delta_0$ впервые показали [3, 4], что она определяется как туннелированием квазичастиц, так и куперовских пар. Цель данной работы — определить роль нестационарных процессов в возникновении токовой неустойчивости и образовании неоднородного состояния. В работе предлагается новая модель неустойчивости, основанная на пространственной зависимости амплитуды переменного напряжения в длинном туннельном контакте.

1. Эксперимент и результаты

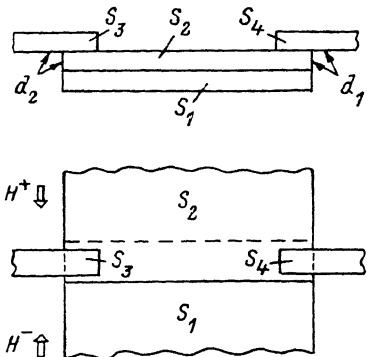
Исследования проводились на системе двойных туннельных контактов, схематически изображенной на рис. 1. Оловянные пленки термически осадились через маски на сапфировую подложку толщиной 0.8 мм. Толщина пленок олова составляла 170, 80 и 90 нм соответственно для S_1 , S_2 и S_3 , S_4 . В качестве контакта-инжектора использовался длинный джозефсоновский туннельный контакт (переход) типа «overlap», образованный пленками S_1 и S_2 . Переход имел размеры 600 и 75 мкм, удельное туннельное сопротивление $R_g \approx 3 \cdot 10^{-5}$ Ом·мм².

Определение величины энергетической щели в спектре квазичастиц пленки S_2 производилось при помощи двух контактов-детекторов d_1 и d_2 , образованных структурами S_2-I-S_4 и S_2-I-S_3 соответственно. Размеры детекторов в плане составляли 100 мкм × 50 мкм, их удельное туннельное сопротивление $R_d \approx 2 \cdot 10^{-3}$ Ом·мм², т. е. $R_d \gg R_g$.

Внешнее магнитное поле H , создаваемое соленоидом, прикладывалось параллельно подложке в направлении, перпендикулярном длинной стороне инжектора. Система контактов и соленоид экранировались от внешних воздействий при помощи сверхпроводящего экрана из свинца. Эксперименты проводились при температуре $T=1.9$ К.

Исследовалась зависимость положения области с пониженным значением энергетической щели в спектре квазичастиц $\Delta^* < \Delta_0$ от направления слабого магнитного поля.

Туннельные ВАХ во внешнем магнитном поле (рис. 1) представлены на рис. 2. Величина H^+ составляла 14 Э, туннельный ток был направлен из пленки S_1 в пленку S_2 . Как видно из рис. 2, а, ВАХ инжектора имеет при напряжении $V \approx 2\Delta_0/e$ характерный скачок напряжения δV , соответствующий токовой неустойчивости. На рис. 2, б, в представлены семейства ВАХ соответственно детекторов d_1 и d_2 , которые записывались при различных фиксированных значениях туннельного тока инжекции через переход S_1-I-S_2 (точки 0, 1, 2 на ВАХ инжектора).



Видно, что после возникновения неустойчивости на инжекторе, область с уменьшенной величиной Δ^* регистрируется детектором d_1 . Детектор d_2 зафиксировал ее появление лишь при значительных токах инжекции, когда она распространится по пленке S_2 .

Рис. 1. Схематическое изображение туннельной структуры.

На рис. 3 изображены ВАХ инжектора (а) и детекторов d_1 (б) и d_2 (в) в поле $H^- = 14$ Э, направленном противоположно H^+ . В этом случае возникновение области со значением Δ^* регистрируется детектором d_2 , т. е. на другом конце перехода S_1-I-S_2 . Таким образом, изменение направления внешнего магнитного поля привело к изменению положения области с пониженной величиной Δ^* , которая возникает при токовой неустойчивости.

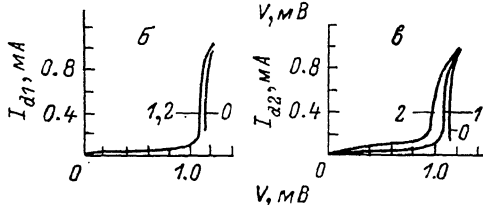
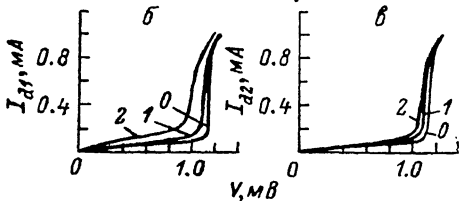
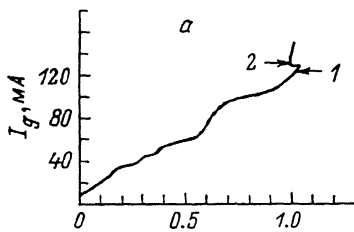
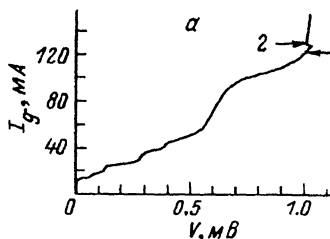


Рис. 2. ВАХ инжектора (а) и детекторов 1 (б) и 2 (в) в магнитном поле $H^+ = 14$ Э.

Рис. 3. ВАХ инжектора (а) и детекторов 1 (б) и 2 (в) в магнитном поле $H^- = 14$ Э.

Как следует из большого числа известных в настоящее время экспериментов, прежде чем возникает неоднородное состояние, на детекторах фиксируется незначительное уменьшение величины энергетической щели в электродах $\delta\Delta = \Delta_0 - \Delta$, $\delta\Delta \ll \Delta_0$ (рис. 2, б, в и рис. 3, б, в, кривая 1). Мы обнаружили, что такое уменьшение также является неоднородным. Оно больше в той части перехода, где после неустойчивости возникает область с энергетической щелью Δ^* , и, следовательно, зависит от направления внешнего поля. Обращает на себя внимание и тот факт, что неустойчивость ВАХ наблюдается в тех случаях, когда через инжектор при напряжениях $V \leq 2\Delta_0/e$ протекает значительная постоянная составляющая переменного сверхпроводящего тока ([1] и рис. 2, а, 3, а), т. е. когда вдоль

перехода распространяется волна сверхпроводящего тока. Как следует из экспериментальной ситуации, волна сверхпроводящего тока движется от края перехода, на котором рождаются вихри, к тому краю, где происходит подавление щели от Δ_0 до значения Δ , а затем до значения Δ^* .

2. Обсуждение результатов

Поскольку в джозефсоновском переходе при $V \neq 0$ существуют волны сверхпроводящего тока [5], это может приводить к инжекции квазичастиц еще до того, как напряжение смещения V_{ac} достигнет величины $2\Delta_0/e$.

Численное моделирование движения флюксонов [6] показало, что амплитуда переменного напряжения V_{ac} , возникающего вследствие их движения, не одинакова вдоль перехода. Отражение волн при умеренном затухании приводит к увеличенному значению V_{ac} на том краю, куда движутся волны. Вследствие этого уже при $eV_{ac} < 2\Delta_0$ в области отражения волн будет иметь место подавление энергетической щели. Для того чтобы зафиксировать уменьшение Δ при записи ВАХ на постоянном токе, необходимо, чтобы частота переменного напряжения ν была больше обратного времени τ^{-1} энергетической релаксации квазичастиц. Для олова $\tau^{-1} \sim 10^9 \text{ с}^{-1}$, и условие $\nu \gg \tau^{-1}$ хорошо выполняется при $V > 0.1 \text{ мВ}$.

Таким образом, еще до того, как выполнится равенство $eV_{ac} = 2\Delta_0$, распределение значения энергетической щели Δ вдоль перехода неоднородно. Этот факт и фиксируется на ВАХ детекторов.

Когда напряжение смещения достигнет величины $V \geq 2\Delta/e$ в какой-либо области, произойдет интенсивная инжекция квазичастиц в эту область. Вследствие инжекции Δ уменьшается, что увеличит ширину источника квазичастиц $eV - 2\Delta$, а значит, последует дальнейшее уменьшение Δ . Таким образом, произойдет токовая неустойчивость и возникнет неоднородное состояние с пониженной величиной Δ^* в некоторой области. Значение Δ^* будет определяться шириной источника квазичастиц $eV - 2\Delta^*$ и плотностью тока j^* в области S_2^* . Так как полный ток через контакт задан внешним источником, то увеличение плотности тока от j_0 до j^* вследствие того, что $R^* < R$ (R^* , R — удельное сопротивление контакта при $eV_{ac} > 2\Delta_0$ и $eV_{ac} < 2\Delta_0$ соответственно), приведет к уменьшению плотности тока в остальной части перехода и к уменьшению напряжения на нем. При этом на его ВАХ произойдет скачок напряжения δV .

Проведенные исследования показывают, что возникновение токовой неустойчивости и неоднородного состояния в джозефсоновских туннельных переходах в значительной степени определяются нестационарными процессами в таких переходах.

Авторы выражают благодарность А. В. Устинову и В. В. Рязанову за обсуждение результатов работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Dynes D. C., Narayanamurti V., Garno J. P. Phys. Rev. Lett., 1977, vol. 39, N 4, p. 229—232.
- [2] Schon G. Physica, 1982, vol. 109—110 B, p. 1677—1692.
- [3] Невирковец И. П., Руденко Э. М. ФТТ, 1984, т. 26, № 2, с. 409—412.
- [4] Невирковец И. П., Руденко Э. М. ЖЭТФ, 1985, т. 88, № 5, с. 1699—1705.
- [5] Кулик И. О., Янсон И. К. Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных структурах. М.: Наука, 1970. 272 с.
- [6] Nagatsuma Y., Enpiku K., Yoshida K., Irie F. J. Appl. Phys., 1984, vol. 56, N 11, p. 3284—3293.

Институт металлофизики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
2 октября 1987 г.
В окончательной редакции
22 декабря 1987 г.