

05.4; 09

© 1990

ГИСТЕРЕЗИС НА ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ ЦЕПОЧЕК ТОРЦЕВЫХ ПЕРЕХОДОВ ДЖОЗЕФСОНА ПОД ДЕЙСТВИЕМ СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ

А.Л. Гудков, И.Я. Краснополин,
В.Н. Лаптев, В.И. Махов

Цепочки и решетки переходов Джозефсона представляют интерес ввиду возможности наблюдения в них коллективных эффектов [1, 2], а также в связи с прикладными задачами создания генераторов и приемных устройств СВЧ-диапазона [1-3, 5] и повышения квантованных значений напряжения в эталонах Вольта на основе эффекта Джозефсона [6, 7]. Основное внимание при этом уделяется изучению статических и динамических свойств цепочек джозефсоновских переходов, в особенности реализации когерентного состояния системы в результате взаимной синхронизации между элементами благодаря внутреннему взаимодействию различной природы: электромагнитного, связанного с эффектом близости или с неравновесными процессами в берегах джозефсоновских переходов [1-3].

Возникновение новых качественных особенностей в поведении цепочек под действием внешнего СВЧ-излучения подробно изучалось лишь для туннельных переходов Джозефсона сравнительно большой емкости C (параметр $\beta = 2\pi I_c \cdot R^2 \cdot C / \Phi_0 \gg 1$, I_c - критический ток, R - нормальное сопротивление перехода, Φ_0 - квант потока), где при гистерезисном типе вольт-амперной характеристики (ВАХ) автономной цепочки переходов под облучением частотой f возникают квантованные ступени напряжения $V_n = \Phi_0 \cdot f \cdot n$ (n - целое число), существующие даже в отсутствие постоянного тока смещения - так называемый обратный или инверсный нестационарный эффект Джозефсона [6, 7].

Для шунтированных переходов Джозефсона или контактов с непосредственной проводимостью, для которых $\beta \ll 1$, как теория [3, 8, 9], так и эксперимент [8, 9], в общем случае указывают на

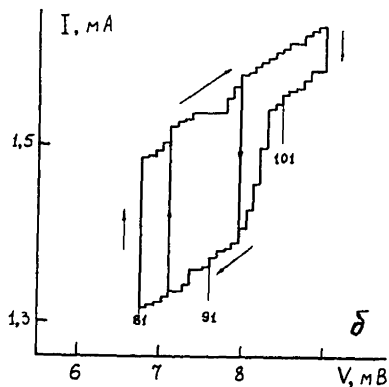
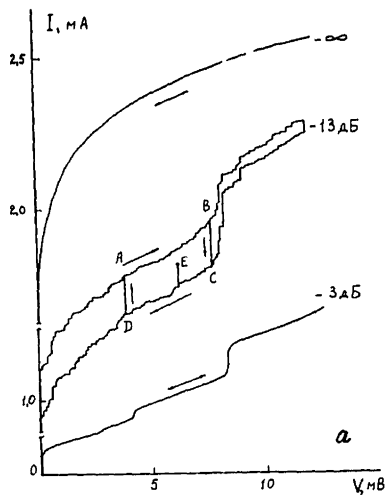


Рис. 1. а - ВАХ цепочки из 101 перехода $Nb-Si^*-Nb$ при разных уровнях мощности СВЧ (справа от кривых указано затухание в тракте СВЧ). Стрелками указано направление развертки тока через цепочку. б - Гистерезисный участок ВАХ, записанный с большим усилением. Цифрами указаны номера квантовых ступенек напряжения. Частота излучения $f = 40.52$ ГГц, температура $T = 4.2$ К.

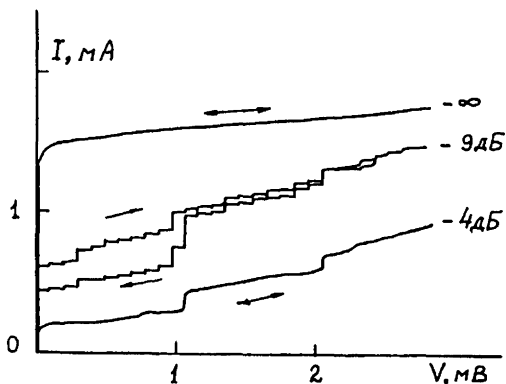


Рис. 2. ВАХ цепочки из 11 переходов Джозефсона $Nb-Si^*-Nb$ при разных уровнях мощности СВЧ-излучения частотой $f = 50$ ГГц, температура $T = 4,2$ К.

вырождение квантованных ступеней напряжения на ВАХ цепочек при увеличении числа переходов, если имеется разброс параметров I_C, R и не учитывается их внутреннее взаимодействие.

В данной работе сообщаются результаты исследования последовательных цепочек торцевых переходов Джозефсона из ниобия с прослойкой из аморфного кремния (число элементов $N = 11$ или $N = 101$), в которых под действием излучения диапазона 38–79 ГГц наблюдается новый тип гистерезиса ВАХ.

Цепочки изготовлены по интегральной технологии [4, 5] на подложках из кремния, параметры переходов: $I_C = 1-3$ мА, $R = 2-0.3$ Ома, $C = 5 \cdot 10^{-14} - 5 \cdot 10^{-13}$ Ф ($\beta \leq 1$). Образцы размещались в сверхразмерном волноводе внутри сверхпроводящего экрана из ниобия и пермаллового экрана, ослабляющего магнитное поле Земли в 5–10 раз.

На рис. 1 приведены экспериментальные записи ВАХ для образца со 101 переходом в цепочке при разных уровнях затухания, введенного в тракт передачи СВЧ-мощности частотой 40,5 ГГц. Видно, что без облучения СВЧ ВАХ цепочки полностью обратима. При увеличении мощности СВЧ до значения, подавляющего критический ток в ≈ 2 раза, ВАХ становится необратимой (стрелками на рис. 1 показано направление изменения тока через цепочку). В этом случае ВАХ состоит из прямоугольных участков $I = const$ (скачки напряжения на $V_0 = \Phi_0 \cdot f$) и ступенек $V = const$ при дальнейшем росте тока. Каждый n -й участок вертикальной ступеньки следует рассматривать как образование 1-й квантованной ступеньки напряжения на n -м переходе в цепочке, так что напряжение на всей цепочке $V_n = \Phi_0 \cdot f \cdot n$, поскольку остальные $101-n$ переходов в цепочке остаются в сверхпроводящем состоянии. При дальнейшем увеличении тока и $n > 101$ более слабые

переходы начинают перескакивать на 2-ю квантованную ступеньку напряжения, так что полное напряжение на цепочке

$$V_n = 2 \cdot \Phi_0 \cdot f \cdot k + \Phi_0 \cdot f \cdot m,$$

где k и m - целые числа и $k+m = 101$.

На обратном ходе развертки тока сначала прописывается полная вертикальная ступенька тока с напряжением V_n и, таким образом, совершается переход на нижнюю ветвь гистерезисной ВАХ. При небольшой амплитуде развертки тока ($ABCD$ на рис. 1) прописываются частные петли гистерезиса с вертикальными ступеньками BC и DA . Если остановить развертку в средней части гистерезисной области ВАХ (например, в точке E), то напряжение остается постоянным в течении длительного времени (до 1 ч) причем измеренная нестабильность напряжения соответствует нестабильности частоты $\Delta f/f \leq 10^{-5}$ генератора СВЧ. Более ясно квантованные ступени видны на рис. 1, б, где приведен участок петли ВАХ, записанный с большим усилением.

При дальнейшем увеличении мощности СВЧ гистерезисный участок постепенно схлопывается, ВАХ становится обратимой и на ней остается "коллективная" ступенька с напряжением $V = \Phi_0 \cdot f \cdot N$, где $N = 101$, и менее ярко выраженная субгармоническая ступенька при $V = \Phi_0 \cdot f \cdot N/2$.

Аналогичное поведение наблюдается на образцах с меньшим числом переходов $N = 11$. Соответствующие ВАХ приведены на рис. 2. Как следует из рисунков, размах гистерезиса по току, а точнее говоря, размах квантованных ступенек напряжений ($\Delta I/I_c \approx 0.1-0.15$) максимален при напряжениях, соответствующих образованию 1-й ступеньки отдельных переходов. Размах ступенек и гистерезис уменьшается в области образования 2-й ступеньки и практически отсутствует при больших напряжениях.

Следует подчеркнуть, что на одиночных переходах Джозефсона, изготовленных по той же технологии [4], гистерезис ВАХ под облучением не возникает, если исходная ВАХ автономного перехода обратима. С понижением температуры до $T \leq 3-2.5$ К ВАХ автономных переходов становятся гистерезисными в связи с увеличением параметра β до значений ≥ 1 . В этом диапазоне температур гистерезисной является и ВАХ под облучением. Однако, размах гистерезиса под облучением не превышает размаха гистерезиса автономного перехода.

На ВАХ автономных цепочек торцевых переходов также появляется гистерезис при понижении температуры, и благодаря ему можно оценить разброс критических токов отдельных переходов в цепочке. Однако под облучением СВЧ размах этого гистерезиса увеличивается, достигая $\Delta I/I_c \approx 0.2$ для цепочки с $N = 101$, тогда как без облучения размах гистерезиса не превышает 0.07.

При повышении температуры $T > 4.2$ К критические токи переходов уменьшаются, а гистерезис на ВАХ под действием СВЧ пропадает и при значениях характерного напряжения $V_c = I_c \cdot R \approx \Phi_0 \cdot f$

на ВАХ цепочки наблюдаются только коллективные ступеньки $\sqrt{m} = \Phi_0 \cdot f \cdot N \cdot m$ с амплитудой $\Delta I / I_c$ до 0,6 для $m = 1$ и $\Delta I / I_c \approx 0,1$ для $m = 2$, в качественном согласии с расчетами [9], не учитывающими взаимодействия между переходами в цепочке.

Таким образом, в данной работе впервые экспериментально показано существование гистерезиса на ВАХ цепочек джозефсоновских переходов с параметром $\beta \leq 1$ и разбросом критических токов 10–30%. Этот гистерезис может быть связан с взаимной синхронизацией переходов Джозефсона в линейной цепочке под действием СВЧ-излучения. Интересно отметить, что теоретический анализ синхронного режима работы автономной линейной цепочки переходов Джозефсона [10] указал на наибольшую стабильность взаимной синхронизации переходов при $\beta \approx 1$. Правда, при этом анализе предполагалось, что цепочка нагружена на согласованное с нею активное сопротивление, что не было выполнено в данной работе. Теоретический анализ условий взаимной синхронизации переходов Джозефсона в присутствии СВЧ-излучения пока не проведен.

Авторы благодарны К.К. Лихареву за полезное обсуждение.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Jain A.K., Likharev K.K., Lukens J.E., Sanvageau J.E. // Phys. Repts. 1984. V. 109. N 6. P. 310–426.
- [2] Hansen J.B., Lindelof P.E. // Rev. Mod. Phys. 1984. V. 56. N 3. P. 431–459.
- [3] Лихарев К.К. Введение в динамику джозефсоновских переходов М.: Наука, 1985. 320 с.
- [4] Гудков А.Л., Лихарев К.К., Махов В.И. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. В. 23. С. 1423–1427.
- [5] Гудков А.Л., Купиков В.А., Лаптев В.Н., Матвеев Л.В., Махов В.И. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 18. С. 1109–1112.
- [6] Levinsen M.T., Chiao R.Y., Feldman M.J., Tuckner B.A. // Appl. Phys. Lett. 1977. V. 31. N 11. P. 776–778.
- [7] Niemeyer J., Hinken J.H., Kautz R.L. // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 45. N 4. P. 478–480.
- [8] Micolajczak B., Meyer H.-G., Seidel P., Tietz U.-J., Kohler H.-J. // Physica B+C. 1987. V. 145. N 2. P. 131–136.
- [9] Боровицкий С.И., Клушин А.М., Коротина Т.Б., Парийский А.Е., Хорошев С.К., Шишарин П.А. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. В. 11. С. 663–667.

Поступило в Редакцию
22 июня 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 19

12 октября 1990 г.

05.4

© 1990

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ СУСПЕНЗИИ ВТСП-КЕРАМИКИ В ЖИДКОМ АЗОТЕ

Д.Б. Бимбад, Э.Т. Брук-Левинсон,
С.А. Танаева, В.Е. Феррман

Физические условия получения устойчивой суспензии частиц высокотемпературной сверхпроводящей (ВТСП) керамики в жидком азоте определены в работе [1]. Магнитостатические и электрические свойства такой суспензии приведены в работах [2, 3].

Нами проведены измерения теплопроводности суспензии ВТСП-керамики YBa_2CuO_{7-x} в жидком азоте. Керамика получилась методом твердотельной реакции из стехиометрических количеств высококислых Y_2O_3 , CuO и BaO_2 [4]. Температура сверхпроводящего перехода, найденная по температурной зависимости сопротивления массивного образца керамики, составляла ~ 92 К. Дробление керамики осуществлялось в шаровой мельнице, максимальный размер частиц в суспензии не превышал 50 мкм. Средний размер частиц, найденный из анализа микрофотографий, составил 20 мкм, что больше типичного размера гранул 1-10 мкм, которые наблюдались в массивных образцах, приготовленных по керамической технологии [4]. Измерение коэффициента теплопроводности основывалось на методе нагретого зонда [5]. Постоянная зонда определялась путем тарировки на эталонных жидкостях. Погрешность измерения коэффициента теплопроводности составляла 7-10%. Объемная концентрация дисперсной фазы в образцах определялась из плотностных измерений и изменялась от 0.05 до 0.86%. Погрешность измерений не превышала 20%.

На рисунке приведены результаты аппроксимации опытных точек и справочных данных по теплопроводности жидкого азота λ_0 и массивного образца иттрий-бариевой керамики λ_T . Крестики соответствуют расчету по формуле [6]:

$$\lg \lambda = (1-\varphi) \lg \lambda_0 + \varphi \lg \lambda_T, \quad (1)$$