

УДК 537.312.62

Ю. Г. БЕВЗА, В. И. КАРАМУШКО, Э. А. КЕЛЬМАН, Г. Г. ЦАХ*,
И. М. ДМИТРЕНКО

ДЖОЗЕФСОНОВСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ С ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ УПРАВЛЕНИЕМ

Исследованы управляемые током крестообразные тонкопленочные структуры. Вблизи T_c на электрически управляемых слабых связях наблюдался нестационарный эффект Джозефсона, характеристики которого определяются величиной управляющего тока. Длинные пленки, составляющие крестообразную структуру, имели высокую степень однородности. Наблюдаемый на них эффект увеличения критического тока под действием облучения хорошо описывается теорией Элиашберга. При создании слабой связи относительное увеличение критического тока под действием облучения становится больше и одновременно уменьшаются абсолютные значения токов.

Введение

В последнее время интенсивно исследуются различные варианты управляемых джозефсоновских элементов. Известно несколько способов получения управляемого слабого участка в длинной узкой сверхпроводящей пленке. Управление криотронного типа [1] (за счет магнитного поля тока, пропускаемого через проволоку, лежащую поперек пленки), по-видимому, мало перспективно — слишком велика длина слабого участка в этом случае. Удачными оказались эксперименты по созданию управляемых джозефсоновских переходов с помощью локальной инжекции квазичастиц [2,3]. В предыдущей работе авторов [4] слабая связь создавалась в области перекрестия тонкопленочной структуры за счет подавления сверхпроводимости дополнительным управляющим током. Теоретическая модель такого управления развита Куликом с сотрудниками [5].

В настоящей работе приводится более подробное описание результатов, полученных на крестообразных структурах. В разделе 1 рассматриваются образцы. В разделе 2 приведены экспериментальные результаты. Уделено внимание эффекту стимуляции сверхпроводимости электромагнитным облучением [6,7] как на однородных пленках, так и на структурах с локальным минимумом параметра порядка. В разделе 3 обсуждаются экспериментальные результаты, связанные с эффектом стимуляции и с эффектом Джозефсона.

1. Образцы

В эксперименте использовались крестообразные тонкопленочные структуры. Такой образец представлял собой единую пленку, полученную в результате одного напыления на стеклянную подложку и имеющую форму креста (рис. 1). Исследовались образцы двух вариантов. Один из них, представленный на рис. 1, состоит из узкой продольной полосы длиной 60 мкм и шириной 2 мкм и поперечной пленки с сужением в области перекрестия

* Сотрудник Университета имени Фридриха Шиллера, г. Йена, ГДР.

(шириной порядка 1 мкм в узком месте). Другой образец, схематически показанный на рис. 2, представляет собой пересечение длинных (~ 1 мм) узких пленок шириной 5 и 2 мкм. Пленки напылялись на стеклянные подложки. Заданная геометрия образцов получалась фотолитографически: вначале создавалось негативное изображение креста на фоторезисте, затем напылялась оловянная пленка толщиной 800—1000 Å и следовала ультразвуковая очистка. Отношение сопротивлений $R_{300}/R_{4,2}$ обычно находилось в пределах 8—22 в зависимости от скорости напыления, которая варьировалась от 20 до 80 Å/сек (в вакууме $4\text{--}7 \cdot 10^{-7}$ тор). Температура подложки — 190—200 К. Индиевые контакты наносились до напыления. Ряд образцов изучался на электронном растровом микроскопе РЭМ-200. Из-

резанность краев пленок (после ультразвуковой обработки) находилась в пределах разрешения растрового микроскопа (~ 200 Å). Ровные края являлись признаком хорошей геометрической однородности исследуемых нами образцов. Некоторые об-

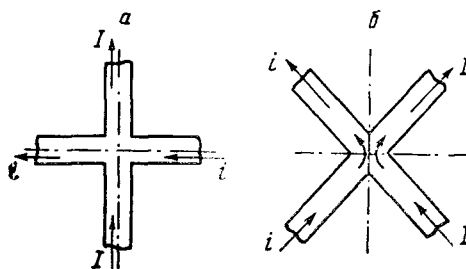
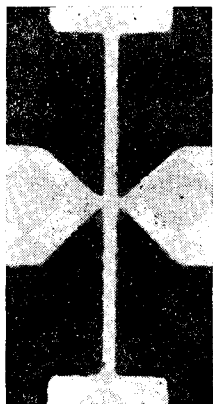


Рис. 1. Фотография крестообразной тонкопленочной структуры. Увеличение — 1200.

Рис. 2. Варианты получения слабой связи в крестообразном образце (I — транспортный ток; i — управляющий ток).

разцы подвергались облучению ионами Ag с энергией до 160 кэв и дозой до $5 \cdot 10^{15}$ ион/см². В этом случае отношение сопротивлений понижалось и могло достигать $R_{300}/R_{1,2} = 4$. В диапазоне $R_{300}/R_{4,2} = (4 - 22)$ использование формулы для чистого предела $l = l_{\Phi}(R_{300}/R_{4,2} - 1)$ дает оценку для длины свободного пробега l в пленках в пределах $l = 300 - 2000$ Å ($l_{\Phi} = 95$ Å [8]).

2. Экспериментальные результаты

Цель эксперимента с электрическим управлением — получение более низкого (по сравнению с остальной частью пленки) значения сверхпроводящего параметра упорядочения в области перекрестия за счет дополнительной токовой компоненты, подаваемой от независимого источника тока. Другими словами, образец должен иметь небольшой по длине (порядка длины когерентности) участок, по которому протекали бы как транспортный, так и дополнительный управляющий токи. Такое условие выполняется, если через два любых плеча креста пропускать транспортный ток, а через два других — управляющий.

На рис. 2 показаны два возможных варианта относительного расположения путей транспортного и управляющего токов. В случае, показанном на рис. 2, а, транспортный ток I и управляющий ток i перпендикулярны друг другу (тип А), в случае рис. 2, б эти токи параллельны (тип Б).

Большое значение в эксперименте имела защита от внешних импульсных помех, которые могли приводить к разрушению образца. Для защиты

от помех использовалась фильтрация на токовых и потенциальных вводах (многозвенные RC фильтры внутри криостата). Кроме того, применялись механические ключи для отключения образца при переключениях измерительной аппаратуры и силовых установок. Внешнее магнитное поле экранировалось двумя экранами: внешним μ -металлическим (с коэффициентом экранирования ~ 100) и сверхпроводящим свинцовым. В эксперименте предусматривалась возможность СВЧ облучения образцов. Подложка с образцом размещалась в трехсантиметровом волноводе на расстоянии четверти длины волны от короткозамыкающего поршня таким образом, чтобы электрический вектор E СВЧ поля был параллельным транспортному току в слабом месте (в области перекрестия). В большинстве экспериментов частота облучения была порядка 10 ГГц; иногда использовались СВЧ гене-

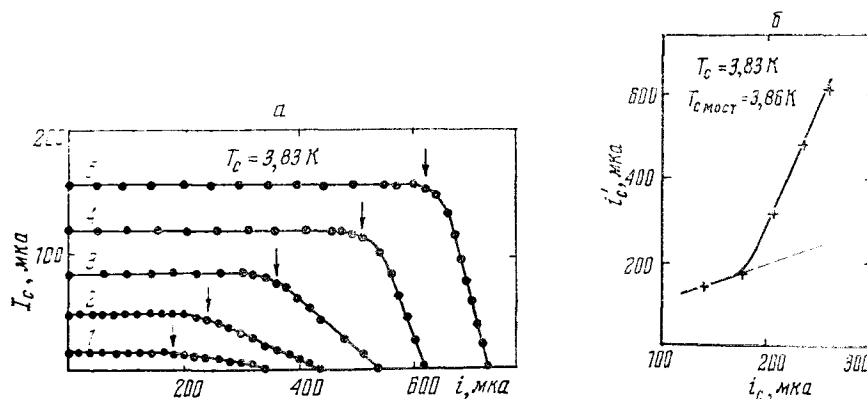


Рис. 3. а) Модуляционные кривые $I_c(i)$ крестообразного образца размерами 2×1 мкм² (I_c — транспортный критический ток, i — управляющий ток). Кривая 1 соответствует $T = 3,82$; 2 — 3,81; 3 — 3,80; 4 — 3,79; 5 — 3,78 К ($T_c = 3,83$ К). б) Зависимость $i'_c(i_c)$ для того же образца (i_c — критический ток управляющей пленки; i'_c — пороговый управляющий ток; $T_{c,мост}$ — критическая температура управляющей пленки).

раторы в диапазоне 16—27 ГГц. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) регистрировались на двухкоординатном самописце при различных значениях мощности облучения P и управляющего тока. Критический транспортный ток определялся по записям ВАХ на уровне напряжения 0,5 мкВ.

В отсутствие управляющего тока ($i = 0$) критический ток транспортной пленки I_c вблизи T_c зависел от температуры по закону $I_c \sim (T_c - T)^{3/2}$ (в соответствии с механизмом распаривания), при более низких температурах (когда сказывается неравномерное распределение тока по ширине пленки) — линейно: $I_c \sim (T_c - T)$ и еще ниже по температуре — по закону $I_c \sim (T_c - T)^{1/2}$ (в соответствии с теорией саморазогрева [9]).

Основной характеристикой исследуемого нами крестообразного образца является его модуляционная характеристика, т. е. зависимость критического транспортного тока от управляющего. На рис. 3, а приведены модуляционные кривые при различных температурах для образца типа А размерами 2×1 мкм² (ширина транспортной полосы креста равна 2 мкм, ширина управляющей в месте соединения с транспортной — 1 мкм). Кривая 1 соответствует температуре 3,82 К; 2 — 3,81 К; 3 — 3,8 К; 4 — 3,79 К; 5 — 3,78 К. Критическая температура T_c для этого образца равна 3,83 К. Основным качественным результатом — это возможность плавного и обратимого управления транспортным критическим током I_c . Видно также, что малые значения управляющего тока i не

влиять на критический транспортный ток I_c . Управление начинается при некоторых пороговых значениях управляющего тока $i'_c(T)$, отмеченных стрелками на рис. 3, а. На рис. 3, б показано, как пороговый ток i'_c коррелирует с критическим током управляющей пленки i_c . Вблизи T_c (первые две точки соответствуют температурам 3,82 и 3,81 К) токи i'_c и i_c совпадают, а затем при более низких температурах i'_c начинает заметно превышать i_c . Условие $i'_c \geq i_c$ предполагает необходимость резистивности в областях управляющей пленки, прилегающих к транспортной пленке. В этом случае область перекрестия не шунтируется управляющей пленкой и может быть ослаблена управляющим током.

Возможность создавать и контролировать короткий слабый участок в длинном однородном сверхпроводнике позволяет ставить два типа представляющих физический интерес экспериментальных задач в присутствии

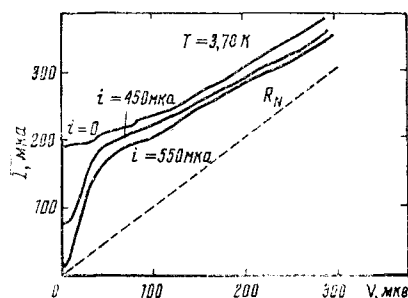


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики крестообразного образца при различных значениях управляющего тока.

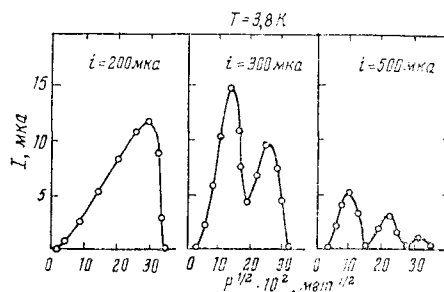


Рис. 5. Графики зависимостей высоты первой ступеньки, индуцированной СВЧ облучением, от мощности облучения для трех значений управляющего тока ($T = 3,8$ К).

СВЧ внешнего облучения. Эти задачи связаны со стимуляцией сверхпроводимости СВЧ полем и с эффектом Джозефсона. Следует установить, необходима ли для проявления эффекта стимулированной СВЧ полем сверхпроводимости локальная неоднородность параметра порядка и как будут изменяться джозефсоновские характеристики образца (например, соотношение ток—фаза в зависимости от глубины минимума параметра порядка и от длины слабого участка).

Для образцов типа А размерами 5×2 мкм² индуцированное СВЧ облучением возрастание критического тока имело место только в том случае, если создавалось слабое место с помощью управляющего тока [4]. Для однородной пленки (при $i = 0$) шириной 5 мкм эффект увеличения I_c , индуцированного облучением, отсутствовал. Эффект Джозефсона для образцов размерами 5×2 мкм² проявлялся не очень ярко [4]. Более наглядны проявления эффекта Джозефсона на образцах размерами 2×1 мкм². На ВАХ таких образцов в присутствии СВЧ поля при подходящих управляющих токах появляются четкие токовые ступеньки. На рис. 4 показаны ВАХ управляемого крестообразного образца при различных значениях управляющего тока i , т. е. динамика перехода от однородной пленки к микро-мостику. На кривой $i = 0$ видны ступеньки, соответствующие возникновению в пленке центров скольжения фазы [9–11]. При $i > i'_c$ на ВАХ в области малых напряжений появляются участки, связанные с резистивностью искусственно созданного слабого места. Именно на этих участках в присутствии внешнего СВЧ облучения наблюдаются токовые ступеньки при напряжениях, связанных с частотой облучения соотношением Джозефсона. С увеличением управляющего тока i должна уменьшаться энергия связи

(транспортный критический ток) управляемого джозефсоновского элемента. В соответствии с этим соотношение ток—фаза должно приближаться к синусоидальному. На рис. 5 приведена зависимость высоты первой ступеньки, индуцированной СВЧ облучением, от мощности облучения для трех значений управляющего тока. Видно, что с увеличением i эти зависимости приближаются к стандартной бесселевой, соответствующей синусоидальному соотношению между сверхпроводящим током и разностью фаз параметра порядка на управляемом джозефсоновском элементе.

На образцах размерами 2×1 мкм² наблюдался устойчивый эффект увеличения критического тока под действием СВЧ облучения даже в отсутствие управляющего тока, т. е. на длинных однородных пленках шириной 2 мкм. В этом случае становится возможным количественное сравнение с теорией Элиашберга [11]. Важным моментом здесь является установление степени однородности исследуемых пленок. Заметные локальные неоднородности параметра порядка в пленке могут служить предлогом для привлечения других, отличных от [12] механизмов и запутывают картину.

Однородность продольных пленок в исследуемых нами крестообразных структурах проверялась несколькими способами. Прежде всего — на электронном растровом микроскопе (см. раздел 1). Кроме того, использовались специальные электрические измерения. Во-первых, записывались ВАХ тридцатимикрометровых плеч креста — от широких частей пленки до управляющей пленки. Проверкой являлось количественное соответствие экспериментальных особенностей ВАХ такой пленки (длиной 30 мкм и шириной 2 мкм) вычислениям, выполненным на основе теории резистивного состояния Галайко [11] для длинных квазиоднородных сверхпроводящих каналов. Теория позволяет вычислить так называемый второй критический ток I_{c2} , т. е. ток, при котором пленка полностью переходит из резистивного в нормальное состояние, а также значения токов I_n и напряжений V_n , соответствующих возникновению в пленке отдельных центров скольжения фазы (ЦСФ). Экспериментально I_{c2} определялся как ток, начиная с которого ВАХ записывались параллельно R_N (нормальному сопротивлению пленки при температуре T выше критической T_c). Для некоторых исследованных образцов наблюдалось очень хорошее согласие измеренных и вычисленных значений I_{c2} , I_n и V_n (порядка 5—10%).

Другой метод проверки однородности образцов заключался в сравнении ВАХ отдельных тридцатимикрометровых плеч одного и того же образца при различных T без облучения и в присутствии внешнего СВЧ облучения. Для лучших образцов такие ВАХ не отличались в деталях более чем на 10%.

Таким образом, некоторые из наших образцов имели очень высокую степень однородности, и важной экспериментальной особенностью является то, что на таких однородных образцах наблюдался устойчивый эффект возрастания критического тока I_c под действием облучения (напомним, что для пленок шириной 5 мкм увеличение I_c наблюдалось только при искусственном создании слабого места). Возрастание I_c под действием облучения наблюдалось на всех исследованных двухмикрометровых образцах (таких образцов было около 20), но температурный интервал проявления этого эффекта в сильной мере зависел от длины свободного пробега l . Для образцов с большими l ($l \approx 2000$ Å, чистый случай) увеличение I_c под действием облучения обнаруживается начиная с T_c . Для образцов с малыми l увеличение I_c обнаруживается при более низких температурах. Например, для образца с $l = 350$ Å возрастание I_c под действием облучения наблюдалось только при $T \leq 3,74$ К ($T_c = 3,804$ К). Другой интересной экспериментальной особенностью является то, что ни для одного из исследованных оловянных образцов на стеклянной подложке не наблюдалось повышение T_c под действием облучения.

При искусственном создании слабого места (при $i > i'_c$) относительное возрастание I_c под действием облучения увеличивается, хотя абсолютные значения токов при этом снижаются. На рис. 6 показаны зависимости $I_c(P)$ при нулевом и ненулевом значениях управляющего тока. Видно, что отношение I_{ce}/I_{c0} (где I_{ce} — максимальное экспериментальное значение критического тока в присутствии СВЧ облучения, I_{c0} — критический ток образца без внешнего облучения) при $i = 450$ мкА ($i'_c = 400$ мкА) заметно выше, чем при $i = 0$.

Для образцов типа Б нестационарный эффект Джозефсона (индуцированные СВЧ полем ступеньки на ВАХ) проявлялся даже при размерах образца 5×5 мкм². Происходит это благодаря малой эффективной длине

слабого участка (радиус закругления в месте соединения двух перпендикулярных пленок — порядка 0,3 мкм); в данном случае получается геометрия наподобие мостика Дайема [6].

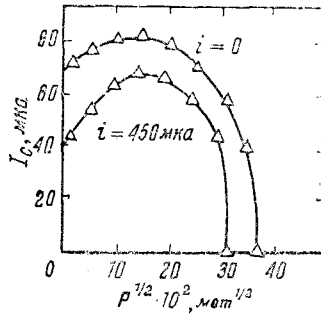


Рис. 6. Зависимости $I_c(P)$ при нулевом управляющем токе и управляющем токе, превышающем пороговый ($i'_c = 400$ мкА).

3. Обсуждение результатов

Создание слабой связи в крестообразной структуре при пропускании поперечного управляющего тока допускает два вероятных механизма управления, т. е. понижения параметра порядка в области перекрестия: во первых, за счет дополнительного распаривания при сложении транспортного и управляющего токов, во вторых, в результате инжекции квазичастиц из управляющих плеч крестообразного образца. В обоих случаях эффективное управление воз-

можно только после перехода в резистивное состояние управляющей пленки вблизи перекрестия [5] (например, в месте сужения для образца, показанного на рис. 1). Каждому из этих механизмов присуща своя характерная длина (длина когерентности ξ в первом случае и длина диффузии квазичастиц Λ — во втором), которая сравнивается с геометрическими размерами пленок. Если бы создание слабого участка определялось инжекцией квазичастиц после перехода узких частей управляющей пленки в резистивное состояние, то трудно было бы объяснить излом кривой $i'_c(i_c)$ на рис. 3, б. Величины Λ для температур $T = 3,82; 3,81; 3,80; 3,79$ К соответственно равны 6,86; 5,77; 5,21; 4,85 мкм (при использовании формулы для Λ , приведенной в [13]). Все эти величины намного превышают ширину транспортной пленки (2 мкм), и не должно быть никаких качественных изменений в пределах указанного температурного интервала. В то же время механизм дополнительного распаривания должен ограничиваться внутри этого интервала. Расчетные значения ξ и $\lambda_{\perp} = \lambda^2/d$ для тех же температур соответственно равны $\xi = 2,8; 1,98; 1,62; 1,4$ мкм и $\lambda_{\perp} = 4,6; 2,3; 1,53; 1,15$ мкм (используются формулы де Жена [14] для «грязного» предела). Качественным аргументом в пользу модели дополнительного распаривания является также то, что в туннельных переходах, управляемых с помощью инжекции квазичастиц [2], управляющий ток, при котором критический транспортный ток становится равным нулю, не зависит от температуры. В нашем случае такое явление не наблюдается.

Пользуясь моделью дополнительного распаривания, мы могли рассчитывать модуляционные характеристики крестообразных образцов вблизи T_c с помощью уравнений Гинзбурга—Ландау [15, 16]

$$\frac{d^2 f}{dx^2} - \frac{f^2 + (\beta f_{\perp})^2}{f^3} + f - f^3 = 0.$$

Здесь $f(x)$ — модуль параметра порядка, отн. ед.; $f(x) = \Delta(x)/\Delta_0$ (Δ_0 — решение уравнений Гинзбурга—Ландау для однородной пленки); j — плотность транспортного (продольного) тока; $j_\perp$ — плотность управляющего тока; β — коэффициент, учитывающий расширение токовых линий управляющего тока в перекрестии. Расчетные модуляционные характеристики хорошо соответствуют экспериментальным в диапазоне $i > i'_c$; величина β используется как подгоночный параметр (в точке, где критический транспортный ток обращается в нуль).

Приведенная расчетная методика, использующая одномерное уравнение Гинзбурга—Ландау, позволяет определить также соотношение ток — фаза $i(\varphi)$ управляемого джозефсоновского элемента. Для этого используется формула [15,16]

$$\varphi = 2j \int_0^{\infty} \left(\frac{1}{f^2(x)} - \frac{1}{f_\infty^2} \right) dx,$$

где f_∞ — значение параметра порядка на бесконечности (в транспортной пленке), связанное с током j соотношением $j^2 = f_\infty^4 (1 - f_\infty^2)$. Качественно результаты такого расчета совпадают с экспериментом (см. рис. 5) — с углублением минимума параметра порядка в слабом месте, т. е. с увеличением управляющего тока в нашем случае; $j(\varphi)$ приближается к синусоидальному виду.

Экспериментальные особенности эффекта стимулирования сверхпроводимости СВЧ излучением на однородных оловянных пленках (при $i = 0$) могут быть поняты на основе рассмотрения численного решения уравнения Элиашберга [17]

$$\frac{T_c - T}{T_c} - \frac{7\zeta(3)}{8\pi^2} \frac{\Delta^2}{(kT_c)^2} - \frac{\pi}{2} \frac{\alpha}{kT_c} - 0,11 \frac{\pi}{2} \left(\frac{\hbar\omega}{kT_c} \right)^2 \frac{\alpha}{\gamma} = - \frac{\alpha}{\gamma} \frac{\hbar\omega}{4kT_c} G. \quad (1)$$

Здесь $\alpha = \frac{1}{3} \frac{v_F l e^2 A_\omega^2}{\hbar c^2}$ (A_ω — амплитуда СВЧ поля); $\gamma = \hbar/\tau_e$ (τ_e — время неупругой релаксации); $\zeta(x)$ — дзета-функция Римана ($\zeta(3) = 1,202$); Δ — энергетическая щель; v_F — скорость Ферми; G — функция, связанная с неравновесным распределением квазичастиц соотношением

$$G = - \frac{8kT_c}{\hbar\omega} \frac{\gamma}{\alpha} \int_{\Delta}^{\infty} \frac{d\varepsilon}{(\varepsilon^2 - \Delta^2)^{1/2}} n_1(\varepsilon),$$

где $n_1(\varepsilon)$ — отклонение от равновесного распределения; $G(\Delta)$ находилась численным расчетом на ЭЦВМ с использованием выражения для $n_1(\varepsilon)$, найденного Элиашбергом [12]. Уравнение (1) решалось графически при различных T и α/γ путем приравнивания левой части (1) и вычисленной функции $G(\Delta)$. Расчетная зависимость $(\Delta/\hbar\omega)^2$ от T для оловянных пленок при различных α/γ показана на рис. 7. Частота облучения $\omega/2\pi$ принята равной 10 ГГц , $\tau_e = 2 \cdot 10^{-10} \text{ сек}$ [17]. Из рис. 7 видно, что для $\alpha/\gamma < 0,002$ отсутствует увеличение T_c под действием облучения, а для $\alpha/\gamma = 0,005$ относительное приращение T_c равно всего лишь $4 \cdot 10^{-4}$, т. е. практически не наблюдается. Экспериментальные оценки α/γ при оптимальной мощности (соответствующей максимальному I_c) можно сделать следующим образом. При малых l вблизи T_c , когда эффект Дайема отсутствует, наблюдается случай, близкий к классическому детектированию. По зависимости $I_c(P)$ определяется связь между мощностью генератора P и амплитудой СВЧ тока через пленку I_a . В результате экспериментально даже в худшем

случае максимальной длины свободного пробега получается $\alpha/\gamma \approx 0,001$ (при нормальном сопротивлении пленки $R_N = 1 \text{ ом}$ и индуктивности $L = 10^{-10} \text{ гн}$). Таким образом, для наших экспериментальных условий и расчет, и эксперимент показывают отсутствие повышения T_c под действием облучения. Оптимальная мощность определяется, скорее всего, условиями разогрева образца в резистивном состоянии [3]. Поэтому не исключена возможность, что при улучшении теплоотвода от образца незначительное приращение T_c может наблюдаться экспериментально. Полученные нами результаты при учете высокой однородности образцов свидетельствуют о том, что для наблюдения эффекта стимулирования нет необходимости в наличии локального минимума параметра порядка.

Относительное увеличение эффекта стимулирования при наличии в однородной пленке слабого участка указывает, возможно, на то, что

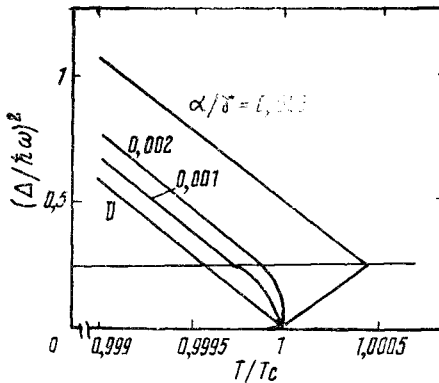


Рис. 7. Результаты численного расчета сверхпроводящей щели Δ при различных значениях температуры T и α/γ .

в этом случае наряду с теорией Элиашберга необходимо учитывать какой-либо другой механизм стимулирования, характерный для слабых связей (например, [13]). К сожалению, количественные оценки исследуемых нами крестообразных образцов затруднены, и мы не в состоянии сделать выбор в пользу какой-нибудь определенной теории.

В заключение укажем, что нами наблюдался эффект увеличения критического тока под действием облучения в длинных узких пленках, имеющих высокую степень однородности. Эффект хорошо описывается теорией Элиашберга. При создании слабой связи относительная величина эффекта

возрастает. Вблизи T_c на электрически управляемых слабых связях наблюдался нестационарный эффект Джозефсона, характеристики которого определяются величиной управляющего тока.

Авторы благодарны К. К. Лихареву, И. О. Кулику и А. Н. Омелянчуку за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Palse J. A., Graat L. H. J. *I—V characteristics of superconducting film with a locally applied magnetic field.*— In: Proc. LT-14, New York—Amsterdam—Oxford, 1975, 2, p. 251—254.
2. Ting Wah Wong, Yeh J. T. C., Langenberg O. N. *Quasiparticle injection-induced superconduction weak links.*— Phys. Rev. Lett., 1976, 37, N 3, p. 150—153.
3. Palse J. A. *Microwave enhanced critical current in superconducting Al strips with local injection of electrons.*— Phys. Lett. A, 1977, 61, N 4, p. 275—277.
4. Бевза Ю. Г., Цах Г. Г., Карамушко В. И., Дмитренко И. М. *Эффект возрастания критического тока в СВЧ поле на крестообразных сверхпроводящих тонкопленочных мостиках.*— Журн. эксперим. и теорет. физики. Письма, 1976, 2, вып. 8, с. 367—371.
5. Кулик И. О., Омелянчук А. Н., Кельман Э. А. *Управляемые током сверхпроводящие мостиковые контакты.*— Физика низ. температур, 1977, 2, № 9, с. 1107—1117.
6. Dayem A. H., Wiegand J. J. *Behaviour of thin-film superconducting bridges in microwave field.*— Phys. Rev., 1967, 155, N 2, p. 419—428.

7. Wyatt A. F. G., Dmitriev V. M., Moore W. S., Sheard F. W. Microwave-enhanced critical supercurrents in constricted thin films.— *Phys. Rev. Lett.*, 1966, **16**, N 25, p. 1166—1169.
8. Андрацкий В. П., Грундель Л. М., Губанков В. Н., Павлов Н. Б. О разрушении током сверхпроводимости в тонких узких пленках.— *Журн. эксперим. и теорет. физики*, 1973, **65**, вып. 4, с. 1591—1599.
9. Skocpol W. J., Beasley M. R., Tinkham M. Self-heating hotspots in superconducting thin-film microbridges.— *J. Appl. Phys.*, 1974, **45**, N 9, p. 4054—4063.
10. Skocpol W. J., Beasley M. R., Tinkham M. Phase-slip centers and nonequilibrium processes in superconducting thin microbridges.— *J. Low Temp. Phys.*, 1974, **16**, N 1/2, p. 145—167.
11. Galaiko V. P. Kinetic theory of resistive states and electric oscillations in superconducting channels.— *J. Low Temp. Phys.*, 1977, **26**, N 3/4, p. 483—500.
12. Ivlev B. I., Lisitsyn S. G., Eliashberg G. M. Nonequilibrium excitation in superconductors in high-frequency fields.— *J. Low Temp. Phys.*, 1973, **10**, N 3/4, p. 449—468.
13. Dolan G. J., Jackel L. D. Voltage measurements within the nonequilibrium region near phase-slip centers.— *Phys. Rev. Lett.*, 1977, **39**, N 25, p. 1628—1631.
14. Жен П. де. Сверхпроводимость металлов и сплавов.— М.: Мир, 1968.
15. Blackburn J. A., Schwartz B. B., Baratoff A. Single and multiple superconducting weak-link systems.— *J. Low Temp. Phys.*, 1975, **20**, N 5/6, p. 523—543.
16. Волков А. Ф. О слабой связи в сверхпроводниках, создаваемой облучением.— *Журн. эксперим. и теорет. физики*, 1971, **60**, вып. 4, с. 1500—1508.
17. Klapwijk T. M., Bergh J. M. van den, Mooij J. E. Radiation-stimulated superconductivity.— *J. Low Temp. Phys.*, 1977, **26**, N 3/4, p. 385—405.
18. Асламазов Л. Г., Ларкин А. И. Влияние СВЧ поля на критический ток сверхпроводящих контактов.— *Журн. эксперим. и теорет. физики*, 1978, **74**, вып. 6, с. 2184—2195.

Физико-технический институт
низких температур АН УССР

Поступила в редакцию
17 июня 1978 г.

Yu. G. BEVZA, V. I. KARAMUSHKO, E. A. KEL'MAN,
G. G. TZACH, and I. M. DMITRENKO

ELECTRICALLY CONTROLLED JOSEPHSON ELEMENTS

We investigated current-controlled thin crossed-strip film structures. Near T_c we observed the ac Josephson effect whose characteristics were determined by the control current. The long strips as components of controlled weak link structures were highly homogeneous. The irradiation-induced critical current enhancement observed in these strips is consistent with Eliashberg's theory. After introducing a weak link the irradiation-induced critical current enhancement increases, absolute current values decreasing.

LIST OF SYMBOLS

T , temperature; T_c , critical temperature; I_k , critical current in the strip; I , transport current; i , control current; P , microwave power; ξ , coherence length; j , transport current density; $j_{\perp}$ control current density; $f(x)$, order parameter modulus; S , strip cross-section area; Φ_0 , flux quantum; λ , penetration depth; γ , coefficient accounting for the spreading of control current lines in the crossing; w_1 and w_2 , transport and control strip widths, respectively; f_0 , order parameter at $x = 0$ in the minimum; φ , phase; f_{∞} , order parameter at infinity; j , control current when parallel to the transport current.

FIGURE CAPTIONS

Fig. 1. Photograph of a cross-stripped Josephson structure. Scale 1200.

Fig. 2. Weak link versions in a cross-stripped sample (I , transport current; i , control current).

Fig. 3. (a) Modulation curves, $I_c(i)$, of a cross-stripped sample, $2 \times 1 \mu m^2$. I_c is the critical transport current; i , the control current. Temperatures: 3.82 K (curve 1); 3.81 K (curve 2); 3.80 K (curve 3); 3.79 K (curve 4); 3.83 K (curve 5). $T_c = 3.83$ K.

(b) Dependence $i'_c(i_c)$ for the same sample. i_c is the critical current in the control strip; i_c , the threshold control-current; $T_{c\text{мост}}$, the critical temperature of the control strip.

Fig. 4. Current-voltage characteristic of the cross-stripped sample for several control current values.

Fig. 5. The height of the first irradiation induced step versus irradiation power for three control current values ($T = 3.8$ K).

Fig. 6. Dependence $T_c = (P)$ for zero control current and a control current ($i_c = 400 \mu A$) above the threshold.

Fig 7. Results of numerical calculation of the superconducting gap Δ for various temperatures T and α/γ ratios.