

Влияние механизмов рассеяния неравновесных квазичастиц на свойства центров проскальзывания фазы

Г. Е. Чурилов, А. Б. Агафонов, Д. А. Дикин, В. М. Дмитриев

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины,
Украина 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: churilov@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 27 марта 1998 г.

Экспериментально исследованы электрические характеристики однородных сверхпроводящих пленок олова с центрами проскальзывания фазы (ЦПФ) и структурами типа сверхпроводник–нормальный металл–сверхпроводник (*SNS*). Установлено, что вблизи критической температуры в ЦПФ существенную роль могут играть упругие процессы рассеяния неравновесных квазичастиц, уменьшающие эффективное время релаксации зарядового разбаланса и соответственно длину диффузии квазичастиц по сравнению с аналогичными процессами, происходящими в *SNS*-структуре. Воздействие на *SNS*-структуру внешнего электромагнитного поля частотой около 10^{10} Гц вблизи критической температуры приводило к уменьшению ее сопротивления до нуля, что свидетельствовало о переходе в сверхпроводящее состояние *N*-области. При увеличении транспортного тока именно здесь возникал первый ЦПФ. В нем при определенных температурах, токах и уровнях мощности облучения возбуждалась неджозефсоновская осцилляция.

Експериментально досліджено електричні характеристики однорідних надпровідних плівок олова з центрами проковзування фази (ЦПФ) і структурами типу надпровідник–нормальний метал–надпровідник (*SNS*). Встановлено, що поблизу критичної температури в ЦПФ суттєву роль можуть відігравати пружні процеси розсіювання нерівноважних квазичастинок, які приводять до зменшення ефективного часу релаксації зарядового розбалансу і відповідно довжини дифузії квазичастинок в порівнянні з подібними процесами в *SNS*-структурі. Вплив на *SNS*-структуру зовнішнього електромагнітного поля з частотою 10^{10} Гц поблизу критичної температури приводив до зменшення її опору до нуля, що свідчило про перехід у надпровідний стан *N*-частини. При зростанні транспортного струму саме тут виникав перший ЦПФ. В ньому при певних температурах, струмах та рівнях потужності опромінення збуджувалася неджозефсонівська осциляція.

PACS: 74.40.+k, 74.50.+r, 74.80.–g

Введение

В охлажденных до температуры ниже критической T_c длинных квазиодномерных сверхпроводниках (узких пленках или нитях с поперечными размерами меньше длины когерентности $\xi(T)$) при достижении в них критической плотности тока распаривания Гинзбурга–Ландау j_c [1] возникает динамическое резистивное состояние [2,3] с образованием центров проскальзывания фазы (ЦПФ), распределенных вдоль образца (рис. 1,а). В местах их возникновения модуль комплексного параметра порядка куперовских пар $|\psi|$ периодически, с джозефсоновской частотой ω_J , обращается в

нуль, а его фаза χ при этом испытывает скачок на величину кратную 2π . В моменты времени, когда модуль параметра порядка (энергетическая щель сверхпроводника Δ) в ЦПФ обращается в нуль (рис. 1,б), эта область сверхпроводящей пленки становится источником избыточных квазичастичных возбуждений, вовлекаемых в транспорт заряда (нормальный ток) через образец. В результате усредненный по времени транспортный ток содержит как сверхпроводящую j_S , так и нормальную j_N компоненты (рис. 1,в). Наличие последней приводит к диссипации энергии в резистивном состоянии. К настоящему времени структура уединенного

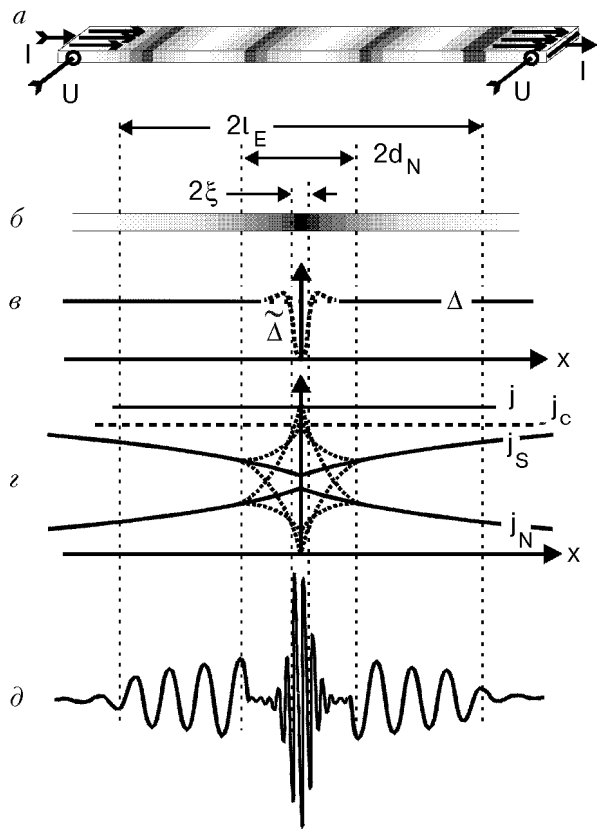


Рис. 1. Структура центра проскальзывания фазы: схематическое изображение узкой сверхпроводящей пленки с ЦПФ, возникшими при токе $I > I_c$ (а); структура уединенного ЦПФ, $2l_E = 2l_E(T)$ — длина неравновесной области, $2\xi = 2\xi(T)$ — размер ядра, $2d_N = 2[\xi(T)l_E(T)]^{1/2}$ — длина квазинормальной области (б); распределение величины энергетической щели Δ вдоль ЦПФ и ее осцилляции $\tilde{\Delta}$ в области ядра (в); распределение электрического полного тока j и усредненных по времени нормального j_N и сверхпроводящего j_S токов вдоль ЦПФ, внутри квазинормальной области $2d_N$ пунктиром отмечены границы, в пределах которых осциллируют сверхпроводящий и нормальный токи (г); схематическое изображение возбуждаемых в отдельных частях ЦПФ плазменных колебаний — высокочастотных (Carlson-Goldman мода) в ядре и низкочастотных (НДО мода) в неравновесных областях (д).

ЦПФ достаточно подробно изучена как теоретически [4], так и экспериментально [5–7]. Однако еще много вопросов требуют ответа, в особенности это касается нестационарной динамики ЦПФ.

Центр проскальзывания фазы представляет собой симметричную одномерную пространственную структуру, состоящую из нескольких неравновесных областей, в которых преобладают те или иные динамические процессы. Теоретически [4] и экспериментально [6] установлено, что в ЦПФ можно выделить три вложенные друг в друга

пространственные области, изображенные на рис. 1,б. Эти области взаимосвязаны, поэтому названия отдельных частей ЦПФ имеют условный характер и отражают преобладающие в них процессы.

Центральная и наименьшая в структуре ЦПФ область — ядро размером порядка длины когерентности в сверхпроводнике $\xi(T)$. Эта область является источником избыточных квазичастиц, что приводит к разбалансу электроно- и дырочноподобных ветвей в спектре возбуждений неравновесного сверхпроводника, и остается наименее изученной из-за технологических трудностей при изготовлении необходимых образцов. К настоящему времени экспериментально установлено, что в ней происходит резкий скачок химического потенциала μ_s куперовских пар [5], а также осцилляция токов j_N и j_S и величины энергетической щели Δ с джозефсоновской частотой ω_J [2,6]. В центре этой области щель Δ периодически обращается в нуль, а в пределах всей области остается малой. Осцилляции энергетической щели возбуждают в ядре и его окрестностях сбалансированные колебания сверхпроводящего и нормального токов на джозефсоновской частоте [7] — так называемую Carlson-Goldman моду [8]. Таким образом, ядро является источником сильной неравновесности и нестационарности всей структуры ЦПФ.

Вторая область ЦПФ простирается в обе стороны от центра ядра на расстояние порядка $d_N(T) = [\xi(T)l_E(T)]^{1/2}$ [4], где l_E — глубина проникновения слабого продольного электрического поля в сверхпроводник. В ней амплитуда джозефсоновской осцилляции Δ резко уменьшается, а сверхпроводящая компонента транспортного тока j_S остается малой, так что практически весь ток переносится нормальными возбуждениями, т.е. данную область можно назвать квазинормальной. Было доказано, что на границах этой области возникает значительно более низкочастотная, чем в ядре ЦПФ, нестационарность электрического потенциала, названная неджозефсоновской осцилляцией (НДО) [9,10]. В настоящей работе именно этой нестационарности будет уделено особое внимание.

В третьей области ЦПФ, располагающейся во все стороны от его середины на расстояние порядка глубины проникновения в сверхпроводник продольного электрического поля $l_E(T)$, по-прежнему сосуществуют сверхпроводящий j_S и нормальный j_N токи, но

амплитуды их осцилляций уже незначительны. Эта неравновесная область ЦПФ является самой протяженной. В ней происходят и на краях практически заканчиваются все релаксационные процессы. Поэтому усредненное по времени падение напряжения на пленке с одним ЦПФ, если пренебречь вкладом керна, определяется в основном длиной неравновесной области $2l_E(T)$. Размер этой области определяется релаксационными механизмами квазичастиц в сверхпроводнике [11].

Хорошо установлено, что вблизи T_c в сверхпроводнике существенную роль играет неупругое электрон-фононное рассеяние с характерным временем τ_ϵ , которое и определяет величину $l_E(T)$. При более низких температурах, когда величина энергетической щели существенно отличается от нуля, для создания резистивного состояния необходим значительно больший ток. Теоретически было показано [12,13], что движение конденсата куперовских пар с большой скоростью само становится источником упругого рассеяния квазичастиц. Это приводит к уменьшению по сравнению с τ_ϵ времени релаксации и соответственно к изменению глубины проникновения электрического поля $l_E(T)$ [14], что подтверждено экспериментально [15,16].

Тем не менее в настоящей работе будет показано, что и при температурах образца очень близких к критической релаксация квазичастиц в ЦПФ может быть обусловлена обоими представленными выше механизмами рассеяния.

Кроме того, как уже было сказано, в узком интервале температур и токов ЦПФ становится источником НДО. Это означает появление в ЦПФ особых процессов релаксации неравновесных квазичастиц, приводящих к возбуждению низкочастотных колебаний потенциала. Согласно модели [17,18], предложенной на основании большого количества экспериментальных результатов, возникновение низкочастотной нестационарности ЦПФ обусловлено релаксацией на уровень энергетической щели Δ квазичастиц, набравших в результате многократного андреевского отражения внутри квазинормальной области $2d_N(T)$ некоторую энергию ϵ_1 [6]. Если уровень ϵ_1 в области NS -границы оказывается у края энергетической щели Δ в поле действия слабых высокочастотных (джозефсоновских) осцилляций, так что $(\epsilon_1 - \Delta) \sim \Delta \gamma^{3/2}$, то вероятность релаксации неравновесных квазичастиц с этой энергией за счет тормозного излучения фотона значительно превосходит вероятность фононного механизма

рассеяния [18,19]. Здесь фактор распаривания $\gamma = \hbar / (2\tau_\epsilon \Delta)$ [4], для олова он примерно равен 10^{-2} . Выполнение этих условий для структуры ЦПФ, а значит, существование НДО возможно лишь в очень узком интервале температур и токов. Выделяющаяся при такой релаксации энергия возбуждает в неравновесной третьей области ЦПФ слабозатухающие коллективные плазменные колебания [20] сверхпроводящих электронов с частотой $\omega_0 \approx (\epsilon_1 - \Delta) / \hbar$, значительно ниже джозефсоновской. В возникновении низкочастотной нестационарности (НДО) участвует лишь незначительная часть инжектируемых квазичастиц, по порядку величины пропорциональная отношению $(\epsilon_1 - \Delta) / \Delta$. Этим определяется малая амплитуда таких низкочастотных плазменных колебаний. Для остальных инжектируемых неравновесных квазичастиц основным механизмом релаксации остается электрон-фононный.

Проникновение продольного электрического поля в сверхпроводник на глубину $l_E(T)$, т.е. сосуществование сверхпроводящей и нормальной компонент тока, наблюдается также при транспорте электрического заряда через контакт нормального металла со сверхпроводником [21]. В SNS -структуре, имеющей две NS -границы, по обе стороны от N -слоя образуются неравновесные области размером $l_E(T)$ каждая. На первый взгляд, это такие же, как и в ЦПФ, неравновесные области, и поэтому ЦПФ в некоторой степени подобен SNS -структуре. Однако отличие заключается в том, что в керне ЦПФ энергетическая щель, сверхпроводящий и нормальный токи осциллируют с частотой Джозефсона, а в SNS -структуре внутри N -области длиной больше $2\xi_N(T)$ существует только нормальный ток, а энергетическая щель отсутствует. Кроме того, в ЦПФ усредненный по времени сверхпроводящий ток приблизительно равен $0,6j_c$, а на расстоянии $l_E(T)$ от керна, т.е. на краю неравновесной области, он всегда стремится к критической величине [2]. В случае же SNS -структуры, для которой сверхпроводящий ток внутри нормального слоя равен нулю, он может достигать критического значения на границе неравновесной области со сверхпроводником лишь в том случае, когда полный транспортный ток равен или больше критического. Следовательно, неравновесные области в ЦПФ всегда находятся в условиях протекания большей плотности конденсата куперовских пар, чем в SNS -структуре. Учитывая вышесказанное, необходимо сравнить

ЦПФ и SNS-структуры, создаваемые, по возможности, в одном и том же образце при одинаковых внешних условиях (температуре, транспортном токе), и выяснить, в каких случаях и какие механизмы релаксации неравновесных квазичастиц оказываются определяющими в их резистивном поведении. Мы попытались возбудить НДО в SNS-структуре, помещенной в высокочастотное электромагнитное поле, промоделировав тем самым ЦПФ с помощью SNS-структуры.

1. Экспериментальные результаты

Методика и техника эксперимента

Исследование резистивного состояния узких пленок обычно проводится при температурах близких к критической ($T/T_c = 0,95-0,999$), чтобы исключить перегревные, гистерезисные процессы. Кроме того, именно при этих температурах при определенных напряжениях на ЦПФ последний, как уже было сказано, становится источником НДО. В изучаемых нами пленках олова при этих же температурах $\xi(T) \cong 1$ мкм, размер квазинормальной области ЦПФ $2d_N(T)$ составляет несколько микрон, а $2l_E(T)$ может достигать 20–30 мкм.

Поэтому для корректного сравнения ЦПФ, в том числе в режиме НДО, и SNS-структуры при этих температурах необходимо поместить в узкую сверхпроводящую пленку шириной порядка $\xi(T)$ и длиной не менее $2l_E(T)$ перпендикулярно протекающему току вставку из нормального металла длиной от одного до нескольких микрон. Важно также, чтобы NS-границы были «чистыми» и, по возможности, не приводили к дополнительным механизмам неупругого рассеяния при транспорте заряда. Наиболее простым решением этой задачи является локальное понижение критической температуры сверхпроводящей пленки из-за эффекта близости [22] при ее контакте с нормальным металлом.

Для описываемых экспериментов образцы изготавливались следующим образом. Поперек узкой пленки олова (шириной порядка 1 мкм) прижимался индиевый нитевидный монокристалл (вискер) диаметром 6–8 мкм, как это показано на вставке на рис. 2. Поскольку T_c индия примерно на 0,3 К ниже критической температуры пленки Sn, в месте их касания в пленке образовывалась область с меньшей величиной энергетической щели из-за эффекта близости. Со временем индий начинал диффундировать в олово, что приводило

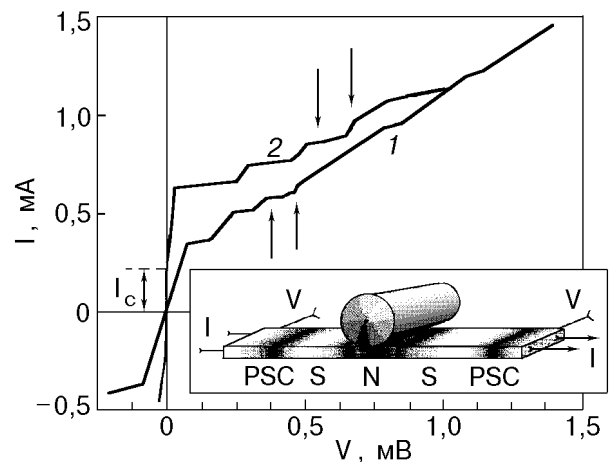


Рис. 2. Типичные вольт-амперные характеристики сверхпроводящей пленки с вставкой из нормального металла (кривая 1) и с центром проскальзывания фазы (кривая 2) в «слабом» месте. На обеих ВАХ стрелками обозначены области, в которых при определенных токах возбуждаются колебания НДО. Вставка — схематическое изображение исследованного образца с электрическим током I . Здесь PSC — центры проскальзывания фазы, возникшие в сверхпроводящей части пленки, N — нормальная область, образованная за счет эффекта близости нормального вискера, расположенного перпендикулярно пленке.

к дополнительному ослаблению сверхпроводимости в месте контакта. Продолжающаяся диффузия индия увеличивала его локальную концентрацию, и он постепенно диффундировал в обе стороны от контакта. Вследствие этого происходило увеличение длины области с более низкой критической температурой, т.е. длины нормальной вставки. Это позволило на одном и том же образце в интервале температур между T_c олова и индия исследовать SNS-структуры с различной длиной N-области.

Эксперименты с этими образцами показали, что они обладают еще одним интересным свойством. Критическая температура сплава индий–олово в зависимости от концентрации In может изменяться от T_c индия до температур, превышающих T_c олова. Так, например, сплав, содержащий 30% In и 70% Sn, имеет критическую температуру около 7,3 К [23]. Поэтому по мере диффузии индия в пленку олова мы имели возможность исследовать также и NSN-структуры.

Все эксперименты, рассмотренные в настоящей работе, проводились со сверхпроводящими пленками олова с нормальной вставкой и без нее. Основные параметры образцов приведены в таблице.

Таблица

Физические параметры исследованных сверхпроводящих пленок олова

Номер образца	d , нм	w , мкм	L , мкм	T_c , К	R_{300} , Ом	$R_{4,2}$, Ом	$\xi(0)$, нм	$l_E(0)$, мкм	l_{eff} , нм
1*	58	1,4	47	3,822	82	7,5	101	1,69	94,4
2*	174	1,5	34	3,779	17,5	0,72	127,2	2,59	221,4
3*	294	1,8	43	3,802	11	0,41	130,1	2,73	245,4
4	378	1,8	76	3,789	15	0,42	138	3,16	330
5	684	2,4	63	3,76	5,1	0,089	148	4,03	535
6*	698	1,8	84	3,767	8,9	0,173	198,8	3,8	479,2
7	850	1,4	68	3,825	7,9	0,43	123	3,6	190
8	950	2,6	54	3,77	2,9	0,037	153	4,72	735

Примечание: звездочкой у номера образца указаны образцы без нормальной вставки.

Здесь d , w и L — толщина, ширина и длина пленки. Температура сверхпроводящего перехода T_c , R_{300} и $R_{4,2}$ — сопротивление пленки при температурах 300 и 4,2 К, а также $\xi(0)$, $l_E(0)$ и эффективная длина свободного пробега l_{eff} были измерены до формирования в пленке олова N -вставки.

Изучение резистивного состояния образцов на постоянном токе проводилось традиционным четырехзондовым способом с аналоговой записью вольт-амперных характеристик (ВАХ) и высокой точностью выбора и стабилизации температуры ($\delta T \leq 2 \cdot 10^{-4}$ К).

Кроме того, мы попытались в какой-то степени смоделировать нестационарную динамику ЦПФ в безджозефсоновской SNS-структуре, помещая ее во внешнее высокочастотное электромагнитное поле. Частота облучения варьировалась в пределах 10^9 – 10^{10} Гц, а мощность от внешнего высокочастотного генератора подавалась на образец по коаксиальной линии через разделительную емкость, т.е. в режиме заданного тока.

Исследования на постоянном токе

По измеренным ВАХ образцов определялся их переход из нормального в сверхпроводящее состояние. Сначала, при некоторой температуре T_c , в сверхпроводящее состояние переходила длинная пленка олова за исключением «слабого» места (N -вставка). При понижении температуры N -вставка становилась сверхпроводящей при T_c^0 .

В общем виде ВАХ образцов с N -вставкой при температурах $T_c > T > T_c^0$, где реализуется SNS-структура, представляет собой суперпозицию ВАХ двух последовательно включенных частей образца: сверхпроводящей пленки и части той же

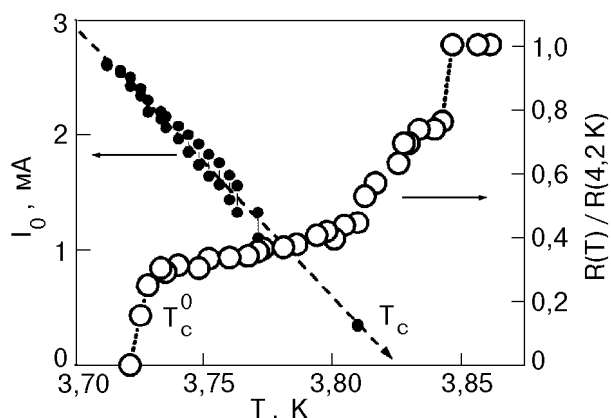


Рис. 3. Температурные зависимости сопротивления пленки $R(T)$ при переходе образца из нормального в сверхпроводящее состояние и тока генерации НДО, измеренные в образце № 7 с вставкой из нормального металла.

пленки в нормальном состоянии. Типичная ВАХ имеет вид, изображенный на рис. 2, кривая 1. Начальный наклон при малых токах определяется остаточным омическим сопротивлением нормальной части пленки, по величине которого можно судить о ее размере. Дальнейшее увеличение постоянного тока приводит к тому, что основная сверхпроводящая часть длинной и узкой пленки начинает переходить в резистивное состояние. При этом на ВАХ (рис. 2, кривая 1) сначала при некотором токе появляется скачок напряжения, свидетельствующий о достижении критического тока возникновения первого ЦПФ, а затем при больших токах — ступенчатая структура, характерная для образцов с несколькими ЦПФ.

При температурах ниже T_c^0 на ВАХ появляется критический ток (рис. 2, кривая 2), который значительно меньше тока возникновения остальных ЦПФ. На рисунке видно, что дифференциальное сопротивление образца при малых токах, определяемое первым ЦПФ (начальный наклон на кривой 2), меньше, чем сопротивление SNS-структуры (начальный участок кривой 1). Это уменьшение сопротивления происходило скачкообразно в узком интервале температур $\sim 10^{-2}$ К при переходе через T_c^0 . Экспериментально для большого количества образцов нами было установлено, что такая разница в дифференциальных сопротивлениях ЦПФ- и SNS-структур появляется и возрастает в пленках с уменьшением длины свободного пробега при прочих равных условиях.

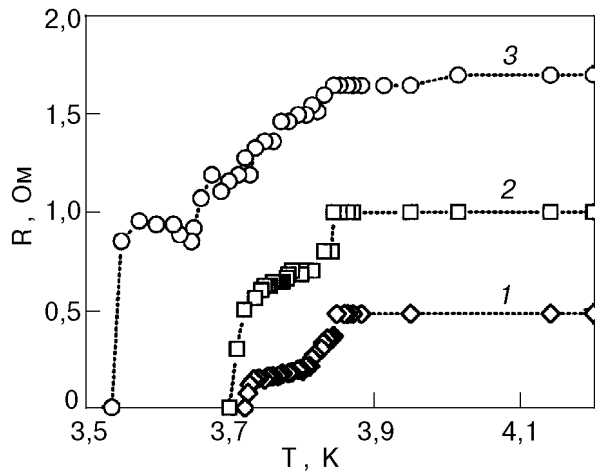


Рис. 4. Изменение с течением времени резистивного перехода $R(T)$ образца с нормальной вставкой. Кривая 2 измерена через 5 суток после первого измерения, а кривая 3 — через 110 суток.

Типичный резистивный переход для одного из образцов с нормальной вставкой (№ 7) изображен на рис. 3.

Как уже было сказано ранее, диффузия индия в пленку олова приводит к увеличению длины нормальной области и остаточного сопротивления образца. Поэтому температурные зависимости R , измеренные с интервалом приблизительно в несколько недель после изготовления образца, до некоторых пор оставались функционально похожими (рис. 4, кривые 1, 2), происходило лишь небольшое понижение T_c^0 и повышение остаточного сопротивления. В дальнейшем нормальная область Sn-In становилась все более неоднородной и резистивный переход существенно менялся (рис. 4, кривая 3). Такой образец окончательно переходил в сверхпроводящее состояние лишь при температуре близкой к T_c индия (3,5 К). При этом для всех трех кривых начало перехода в сверхпроводящее состояние не сдвигалось, что свидетельствует о неизменности критической температуры основной пленки из олова. Мы не приводим каких-либо временных характеристик скорости процесса старения образца, поскольку этот процесс зависит от многих факторов: температуры, толщины пленки, термоциклирования и т.д.

В исследованных нами образцах с нормальной вставкой также наблюдается возбуждение НДО. Установлено, что низкочастотные колебания потенциала возникают только при транспортном токе, превышающем ток образования ЦПФ в чисто оловянной части пленки, и их

характеристики не зависят от состояния (N или S') «слабого» места. Это видно на рис. 2, где область возникновения НДО на ВАХ отмечена вертикальными стрелками. Кроме того, на рис. 3 вместе с кривой резистивного перехода для одного из образцов с нормальной вставкой показана температурная зависимость области существования НДО по току $I_0(T)$. По точке пересечения этой зависимости с осью температур определялось локальное значение критической температуры пленки олова в месте возникновения НДО. Этот метод был нами разработан и проверен в предыдущих исследованиях для большого количества образцов [24]. Таким образом, НДО возникает за пределами контакта индиевого вискера с оловянной пленкой, т.е. в резистивной части образца, представляющего собой чисто оловянную пленку.

Исследования ВАХ во внешнем электромагнитном поле

С целью моделирования высокочастотной динамики ЦПФ были проведены эксперименты по определению влияния электромагнитного поля на характеристики образцов с SNS-структурой. Частота колебаний параметра порядка в ЦПФ при измерениях вблизи критической температуры находится в диапазоне 10^9 – 10^{10} Гц. Поэтому частоту внешнего облучения мы выбирали также

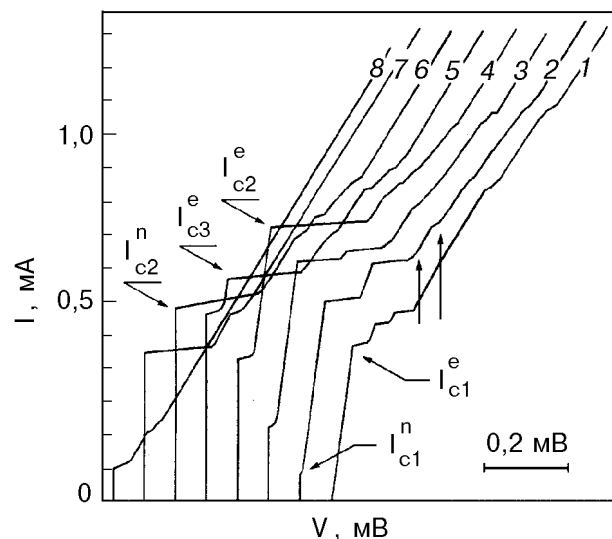


Рис. 5. Вольт-амперные характеристики образца с вставкой из нормального металла, измеренные при различных уровнях внешнего облучения, больший номер ВАХ соответствует большей мощности; стрелками обозначена область существования НДО, I_{c1}^e и I_{c1}^n — критические токи однородной части образца и «слабого» места соответственно, I_{c2}^n — максимальное значение критического тока «слабого» места, достигаемого в режиме стимуляции

в этом интервале частот. В температурном интервале существования SNS-структуры ($T_c > T > T_c^0$) под влиянием высокочастотного облучения в некотором интервале мощностей удалось наблюдать как стимуляцию сверхпроводимости в однородной части пленки, так и ее появление в области «слабого» места — при переходе нормальной части в сверхпроводящее состояние. В первом случае на ВАХ наблюдалось увеличение критического тока возникновения ЦПФ в однородной части пленки олова, а во втором — исчезновение сопротивления при малом транспортном токе и появление критического тока. Этот ток увеличивался с возрастанием высокочастотной мощности, достигал некоторого максимального значения и начиная с некоторых мощностей уменьшался до нуля. Результаты этих экспериментов показаны на рис. 5, где изображены ВАХ, измеренные при различных уровнях облучения для одного из образцов. Появление критического тока «слабого» места и связанного с ним скачка напряжения свидетельствовало о возникновении здесь ЦПФ под действием электромагнитного поля.

Именно в этом случае в узких интервалах высокочастотной мощности, постоянного тока и температуры образец становился источником НДО. Важно отметить, что в отсутствие внешнего электромагнитного поля при температурах $T < T_c^0$ при тех же значениях критического тока «слабого» места, как и в случае стимуляции сверхпроводимости, пленка становилась источником НДО при существенно больших транспортных токах.

2. Обсуждение полученных результатов

Электрические свойства SNS-структуры и ЦПФ на постоянном токе

Изучение температурной зависимости сопротивления образцов с N -вставкой на постоянном токе показало, что переход из нормального в сверхпроводящее состояние происходит в два этапа, о чем свидетельствует наличие двух ступенек на кривых $R(T)$ одного из образцов, которые изображены на рис. 3 и 4.

Первое резкое уменьшение сопротивления образца при $T = 3,845$ К (см. рис. 3) связано с началом перехода в сверхпроводящее состояние однородной пленки из олова. Окончательно сопротивление образца обращается в нуль при $T = 3,72$ К. Эта температура ниже T_c пленки из олова, но еще значительно выше критической

температуры индия (3,41 К). Поэтому мы считаем, что нормальная область, возникшая в пленке при $3,72$ К $< T < 3,845$ К, обусловлена в основном локальным подавлением T_c пленки вследствие эффекта близости со стороны индиевого вискера. В этом интервале температур образец представлял собой SNS-структуру, в которой сверхпроводящими «берегами» являлись части длинной сверхпроводящей пленки шириной ~1 мкм, а нормальной вставкой — часть этой же пленки, находящейся в нормальном состоянии. Поэтому остаточное сопротивление образца определяется нормальным участком длиной в несколько микрон, зависящим от размера области контакта пленки с вискером, и неравновесными участками сверхпроводника, примыкающими к нему с обеих сторон.

На NS -границе глубина проникновения слабого продольного электрического поля в сверхпроводник $l_E(T)$ в общем случае определяется длиной диффузии в него квазичастиц [25]:

$$l_E(T) = \sqrt{D\tau_Q(T)}. \quad (1)$$

Здесь $D = l_{\text{eff}} v_F / 3$ — коэффициент диффузии квазичастиц с длиной свободного пробега l_{eff} и фермиевской скоростью v_F ; τ_Q — время релаксации разбаланса заряда. Разбаланс заряда в сверхпроводнике может релаксировать за счет различных механизмов. Согласно теории [26], учитывающей все известные процессы релаксации в неравновесном сверхпроводнике, эффективное время релаксации зарядового разбаланса определяется как

$$\tau_Q = \frac{4kT_c}{\pi\Delta} \sqrt{\tau_\epsilon / (2\Gamma)}, \quad (2)$$

где

$$\Gamma = \frac{1}{2\tau_\epsilon} + \frac{1}{\tau_s} + \frac{D(2mv_s)^2}{2\hbar^2} + \frac{D}{2\Delta} \left(-\frac{\partial^2 \Delta}{\partial r^2} \right). \quad (3)$$

В выражении (3) заложены механизмы рассеяния электронов, характеризующиеся временем неупругого рассеяния τ_ϵ на поверхности Ферми, временем рассеяния на магнитных примесях с опрокидыванием спина τ_s , временем упругого рассеяния при наличии сверткеющего импульса $2mv_s$ и анизотропии щели вдоль координаты.

В исследуемых нами пленках олова магнитные примеси отсутствуют, поэтому второе слагаемое в выражении (3) равно нулю. Кроме того, поскольку на NS -границе изменение Δ происходит на расстоянии порядка длины

когерентности ξ , что значительно меньше глубины проникновения продольного электрического поля l_E , вклад в релаксацию возбуждений за счет анизотропии Δ пренебрежимо мал. Если изучение резистивного перехода проводится при малом измерительном токе (значительно меньше критического), то и вкладом механизма распаривания за счет скорости сверхпроводящей компоненты v_s также можно пренебречь. В итоге фактор Γ остается равным $\frac{1}{2} \tau_\epsilon$, а эффективное время релаксации будет зависеть только от процесса неупругого электрон-фононного рассеяния. При этом, согласно (2), τ_Q выражается через величину энергетической щели Δ и время электрон-фононного взаимодействия τ_ϵ :

$$\tau_Q(T) = \frac{4kT_c}{\pi\Delta(T)} \tau_\epsilon. \quad (4)$$

Это выражение для времени релаксации разбаланса заряда, неоднократно приводимое в литературе, является частным случаем (2), когда учитывается только электрон-фононное рассеяние.

Для сверхпроводников со слабой связью, таких, как олово, энергетическая щель вблизи T_c имеет следующий вид [27]:

$$\Delta(T) = 1,74\Delta(0) \sqrt{1 - T/T_c}. \quad (5)$$

Если учесть, что $\Delta(0) = 1,76kT_c$, то значение эффективного времени релаксации разбаланса заряда в неравновесном сверхпроводнике, примыкающем к NS -границе, определяется в виде

$$\tau_Q(T) = 0,42\tau_\epsilon \left(1 - T/T_c\right)^{-1/2}. \quad (6)$$

Используя выражения (1) и (6), запишем температурную зависимость размера неравновесной области $l_E(T)$:

$$l_E(T) = l_E(0) \left(1 - T/T_c\right)^{-1/4}. \quad (7)$$

На рис. 3 видно, что переход из нормального в сверхпроводящее состояние начинается при температуре 3,845 К, после которой следует небольшое плато до $T = 3,825$ К. В этом интервале, очевидно, происходит переход в сверхпроводящее состояние отдельных участков пленки, а окончательно она вся становится сверхпроводящей при $T_c = 3,825$ К. То, что эта температура является критической, подтвердилось измерением температурной зависимости транспортного тока, при котором

возникает НДО, и экстраполяцией ее к нулю. Температура T_c , являющаяся критической для места возникновения НДО, совпадает с температурой, при которой оканчивается первое короткое плато на зависимости $R(T)$. При дальнейшем понижении температуры ($T_c^0 < T < T_c$) сопротивление образца будет определяться сопротивлением нормальной вставки $R_N(T)$, а также сопротивлением неравновесных областей $R_E(T)$. Если предположить, что R_N не зависит от температуры, то в этом случае форма резистивного перехода $R(T)$ должна отображать температурную зависимость глубины проникновения продольного электрического поля $l_E(T)$ в сверхпроводник. Общая длина неравновесной области будет равняться $2l_E(T)$, поскольку резистивное состояние возникает по обе стороны нормальной вставки, а температурная зависимость определяется только механизмом релаксации.

При длине пленки $L = 68$ мкм, резистивный переход которой изображен на рис. 3, вклад в общее сопротивление образца чисто нормального участка при отсутствии диффузии индия вдоль пленки значительно меньше, чем вклад неравновесных участков $l_E(T)$, так как в окрестности критической температуры их длина может достигать десятков микрон. Мы провели сравнение экспериментальной зависимости $R(T)$, изображенной на рис. 3, с расчетной величиной сопротивления $R_{SNS}(T)$ области длиной $(l_N + 2l_E^{ph}(T))$, где l_N — длина ее чисто нормальной части; $l_E^{ph}(T)$ — глубина проникновения в сверхпроводник продольного

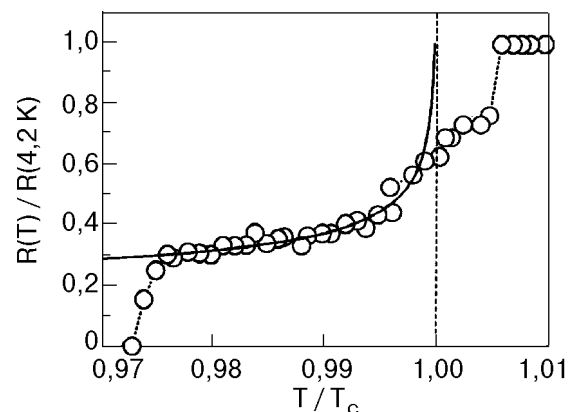


Рис. 6. Нормированная температурная зависимость сопротивления пленки $R(T)$ с нормальной вставкой при ее переходе из нормального в сверхпроводящее состояние. Кружками обозначены экспериментальные значения, сплошной линией — рассчитанная по (8) кривая.

электрического поля в случае неупругой электрон-фононной релаксации, т.е. определяемая из (1) и (4). Поскольку образец — это однородная по сечению пленка, вычисление вклада в сопротивление области $2l_E^{\text{ph}}(T)$ проводилось путем умножения остаточного сопротивления единицы ее длины R_o/L при температуре 3,845 К на длину неравновесной области: $R_E(T) = (R_o/L)2l_E^{\text{ph}}(T)$. К этому сопротивлению добавлялся вклад сопротивления нормальной вставки, равный $(R_o/L)l_N$. Таким образом, зависимость $R_{SNS}(T)$ рассчитывалась из выражения

$$R_{SNS}(T) = \frac{R_o}{L} (2l_E^{\text{ph}}(T) + l_N). \quad (8)$$

При вычислении $R_{SNS}(T)$ мы использовали определенную из электрических характеристик образца величину $l_E^{\text{ph}}(0) \cong 3,6$ мкм и критическую температуру $T_c = 3,825$ К, найденную из зависимости $I_0(T)$ (рис. 3). Если принять длину нормальной вставки $l_N = 5$ мкм, то получим кривую, изображенную на рис. 6 сплошной линией. То, что расчетная температурная зависимость в точности соответствует экспериментальным точкам, подтверждает, что вблизи T_c , где величина критического тока мала, в неравновесном сверхпроводнике, примыкающем к NS -границе, определяющую роль играет электрон-фононный механизм релаксации квазичастиц.

При понижении температуры ниже $T_c^0 = 3,72$ К на ВАХ появляется критический ток (рис. 2, кривая 2), что свидетельствует о переходе «слабого» места (нормальной вставки) в сверхпроводящее состояние. Разрушение сверхпроводимости этого «слабого» места происходит так же, как и возникновение ЦПФ в однородной части образца — скачкообразно, с появлением избыточного тока. Главным, кроме критического тока, отличием изображенных на рис. 2 ВАХ (кривые 1 и 2) является то, что их начальные линейные участки имеют разный наклон, свидетельствующий о различном дифференциальном сопротивлении пленок при малых токах. Из рисунка следует, что для образца с нормальной вставкой (кривая 1) сопротивление существенно больше, чем в случае с ЦПФ (кривая 2). Причем такое отличие не удается объяснить лишь за счет исключения сопротивления нормальной вставки длиной $l_N = 5$ мкм из выражения (8), используемого для расчета $R_{SNS}(T)$.

Как уже отмечалось, длина диффузии квазичастиц в сверхпроводник зависит от эффективного времени релаксации разбаланса заряда τ_Q , которое на статической NS -границе определяется неупругим механизмом рассеяния и соответственно временем τ_e . В случае с ЦПФ режим неравновесных областей существенно отличается от предыдущего. В неравновесной области ЦПФ усредненный по времени сверхпроводящий ток изменяется от $\sim 0,6j_c$ в его центре до критического значения на краях. Это объясняется тем, что ЦПФ в пленке образуется при достижении критического тока распаривания. Если же ток пропускается через SNS -структуру, то в ее нормальной области сверхпроводящий ток равен нулю, а на краю неравновесной области он стремится к величине заданного транспортного тока. Если полный ток увеличить до критического тока сверхпроводящей пленки, то и в этом случае усредненный по неравновесной области сверхпроводящий ток SNS -структуры будет меньше, чем в случае с ЦПФ. Дальнейшее увеличение тока в образце приведет к образованию в его сверхпроводящих частях ЦПФ на расстояниях от NS -границ, больше чем $l_E(T)$.

Таким образом, можно предположить, что при незначительном понижении температуры в результате возникновения ЦПФ на месте SNS -структуры в ее неравновесной области существенно возрастает доля сверхтекучего тока в общем транспортном токе. Поэтому в выражении (3) для Γ необходимо учесть вклад третьего слагаемого — упругого рассеяния квазичастиц при наличии импульса конденсата куперовских пар. Тогда $\Gamma = \Gamma_{PSC}$ вблизи T_c будет определяться вкладом двух механизмов рассеяния:

$$\Gamma_{PSC} = \frac{1}{2\tau_e} + \frac{Dp_c^2}{2\hbar^2} = \frac{1}{2\tau_e} + \frac{1}{6\tau_{GL}}, \quad (9)$$

где $\tau_{GL} = (\pi\hbar/8k_B)(T_c - T)^{-1}$ — время Гинзбурга—Ландау. Для сверхпроводника, находящегося при нулевой температуре, $\tau_{GL} = 3 \cdot 10^{-12} T_c^{-1}$ [с]. Из выражения (9) следует, что при высоких плотностях тока (порядка критического) механизм релаксации разбаланса заряда определяется соотношением времен релаксации. Так, при $\tau_e \ll \tau_{GL}$ в сверхпроводнике будет преобладать неупругое рассеяние, а при $\tau_e \gg \tau_{GL}$ фактор Γ_{PSC} определяется в основном вторым слагаемым в (9), что соответствует упругому рассеянию под влиянием тока. Поскольку τ_e — константа для конкретного металла, а величина τ_{GL} зависит от близости рабочей температуры к критической, в

процессе эксперимента при изменении температуры может измениться механизм рассеяния. Температуру такого «кроссовера» можно определить из выражения (9), приравняв вклады упругого и неупругого механизмов рассеяния ($2\tau_\varepsilon = 6\tau_{GL}$):

$$t = \frac{T}{T_c} = 1 - \frac{3\pi\hbar}{8k_B T_c \tau_\varepsilon}. \quad (10)$$

Обычно эксперименты с ЦПФ проводятся в интервале температур $10^{-2} > T/T_c > 5 \cdot 10^{-4}$. В этом диапазоне температур в Nb, Pb и In будет преобладать неупругое рассеяние, а в Zn и Al основной вклад в рассеяние будут вносить упругие процессы. Этим в работе [16] объясняется тот факт, что в Al наблюдаемый размер ЦПФ и его сопротивление меньше, чем следует из предположения о наличии только неупругого рассеяния. Нужно отметить, что в области температуры кроссовера нельзя пренебрегать ни одним из слагаемых в (9), так как в релаксацию квазичастиц будут вносить вклад оба механизма, что проявится во внешнем виде ВАХ. С этой точки зрения оценим возможную причину различия начальных участков характеристик, изображенных на рис. 2.

Сначала определим температуру кроссовера, учитывая выражение (10). Поскольку ЦПФ в этом случае образуется в области с пониженной величиной энергетической щели, т.е. в месте пересечения индиевого вискера с пленкой олова, в качестве критической температуры мы выбрали $T_c^0 = 3,72$ К. Литературные данные и наши эксперименты позволяют считать, что время электрон-фононного взаимодействия $\tau_\varepsilon = 3 \cdot 10^{-10}$ с. Тогда для данного образца из выражения (10) может быть получена приведенная температура кроссовера ($t = T/T_c^0 = 0,992$). Вольт-амперная характеристика (2), показанная на рис. 2, измерена при $T/T_c^0 = 0,987$, что достаточно близко к температуре кроссовера. Поэтому можно ожидать существенного влияния дополнительного упругого механизма рассеяния за счет сверхпроводящей компоненты тока. Это приводит к уменьшению эффективного времени релаксации по сравнению с выражением (4):

$$\tau_Q = \frac{4kT\tau_\varepsilon}{\pi\Delta} \left(\frac{3\tau_{GL}}{\tau_\varepsilon + 3\tau_{GL}} \right)^{1/2}. \quad (11)$$

Как следствие, уменьшается эффективная длина ЦПФ и соответственно его сопротивление.

С учетом (11) дифференциальное сопротивление неравновесных областей ЦПФ по аналогии с (8) можно представить в виде

$$R_{PSC} = \frac{R_o}{L} 2l_E(T) = \frac{R_o}{L} 2l_E^{ph}(T) \left(\frac{3\tau_{GL}}{\tau_\varepsilon + 3\tau_{GL}} \right)^{1/4}. \quad (12)$$

Используя выражения (8) и (12), можно найти отношение сопротивления при неупругом рассеянии R_{SNS} к динамическому сопротивлению ЦПФ при упругом и неупругом рассеянии R_{PSC} как отношение времен релаксации:

$$\frac{R_{SNS}}{R_{PSC}} = \frac{l_N + 2l_E^{ph}(T)}{2l_E^{ph}(T)} \left(\frac{3\tau_{GL} + \tau_E}{3\tau_{GL}} \right)^{1/4}. \quad (13)$$

Отношение начального дифференциального сопротивления SNS-структуры к дифференциальному сопротивлению первого ЦПФ, определенное из ВАХ на рис. 2, равно 1,66. Его расчет с использованием (13) при $\tau_\varepsilon = 3 \cdot 10^{-10}$ с при соответствующих приведенных температурах для SNS и ЦПФ и длине нормальной области $l_N = 5$ мкм дает величину, отличающуюся от экспериментальной всего на 15%. Причиной этого расхождения может быть то, что в неравновесной области ЦПФ, возникшего на месте SNS, критическая температура пленки возрастает от T_c^0 «слабого» места, используемой в расчетах, до T_c однородной пленки олова. Выбор длины нормальной вставки не оказывает такого сильного влияния на расчетное отношение сопротивлений, как выбор критической температуры. Но даже при существующем различии отношений R_{SNS}/R_{PSC} можно говорить о хорошем согласии расчета с экспериментальными результатами.

Таким образом, можно утверждать, что в области температуры «кроссовера» в ЦПФ наряду с неупругими электрон-фононными процессами существенную роль играют упругие процессы рассеяния квазичастиц при наличии сверхтекучей компоненты транспортного тока.

Как уже было сказано выше, в сверхпроводящих образцах при определенных транспортных токах возникают низкочастотные колебания потенциала (НДО). На рис. 2 границы зоны существования НДО на ВАХ обозначены стрелками. Проведенными ранее исследованиями было доказано, что источником возбуждения НДО является ЦПФ при вполне определенных температурах и напряжениях смещения на

нем [6]. В настоящей работе ставилась задача проанализировать особенности НДО в присутствии чисто нормальной области в непосредственной близости с источником осцилляций. Эксперименты показали, что в наших образцах НДО возникает как при температурах существования в образце чисто нормальной области, так и при температурах $T < T_c^0$, когда нормальная вставка становится сверхпроводящей. Как и в случае однородных образцов, понижение температуры приводит к смещению зоны существования НДО в область больших токов. Зависимость области зоны НДО от тока изображена на рис. 3. Никаких заметных изменений в токовой и температурной зависимостях возбуждения НДО не происходит при переходе через T_c^0 . Кроме того, при исследовании амплитудно-частотных характеристик сигнала НДО мы не обнаружили заметных отклонений в спектре сигнала при переходе N -вставки в сверхпроводящее состояние.

SNS-структура во внешнем электромагнитном поле

Мы провели большое количество экспериментов на длинных пленках олова с SNS -структурой. В изучаемом интервале температур длина нормальной области в SNS -структурах в несколько раз превышала длину когерентности $\xi(T)$. Как следствие, в них отсутствовало достаточное для экспериментального наблюдения стационарного эффекта Джозефсона перекрытие волновых функций комплексного параметра порядка $|\psi|$ куперовских пар, т.е. отсутствовали высокочастотные колебания энергетической щели. Таким образом, существенным отличием исследуемых SNS -структур от ЦПФ является отсутствие в SNS -структурах колебаний Δ в области NS -границы. Однако, как уже было сказано во введении, одной из составных частей используемой нами модели возникновения НДО является релаксация неравновесных, выделенных по энергии, квазичастиц, инжектируемых из N - в S -область вблизи края энергетической щели, на слабом высокочастотном дрожании потенциала Δ . Именно такой механизм рассеяния квазичастиц должен приводить к возникновению в неравновесной области сверхпроводника низкочастотных фотонов.

Поэтому мы решили компенсировать отсутствие колебаний Δ в SNS -структуре на NS -границе их возбуждением за счет облучения образца внешним электромагнитным полем и

таким образом промоделировать процессы, происходящие в ЦПФ.

Очень важным моментом является правильный выбор частоты электромагнитного поля, так как от этого зависит отклик сверхпроводника. В реальных условиях эксперимента вблизи критической температуры в ЦПФ джозефсоновские частоты колебаний энергетической щели $\sim 10^{10}$ Гц, а ее величина в однородном канале уже существенно больше $\hbar\omega$. Поэтому мы проводили исследования при указанных выше частотах.

Установлено, что облучение образцов полем частотой около 10^{10} Гц вблизи критической температуры приводит к уменьшению сопротивления нормальной вставки с ростом мощности облучения P . При некотором значении мощности это сопротивление становилось равным нулю, а при последующем ее увеличении появлялся критический ток, величина которого возрастала с повышением уровня P . Качественно электрические параметры образцов изменялись под действием внешнего электромагнитного поля так же, как это наблюдалось ранее при стимуляции сверхпроводимости в неоднородных мостиках [28]. Отличие заключается в том, что наши образцы геометрически однородны, а электрическая неоднородность вызвана нормальной вставкой, которая при облучении переходит в сверхпроводящее состояние. В связи с этим возникает вопрос о механизме стимуляции сверхпроводимости в таких образцах.

Изображенные на рис. 5 ВАХ записаны при различных уровнях мощности и при температуре, при которой исследуемый образец представлял собой SNS -структуру. В отсутствие облучения при малых транспортных токах сопротивление образца имеет конечную величину и, как это было упомянуто ранее, определяется сопротивлением нормальной вставки и двух неравновесных резистивных участков $I_E(T)$ (рис. 5, кривая 1). На этой же кривой указан ток возникновения первого ЦПФ I_{c1}^e , который является равновесным током распаривания Гинзбурга—Ландау для однородной длинной сверхпроводящей части образца — «берега» в исследуемой слабой связи. Под действием увеличивающейся высокочастотной мощности внешнего облучения на ВАХ образца появляется и возрастает критический ток I_{c1}^n (рис. 5, кривая 2) слабой связи. Это означает, что созданная нами вследствие эффекта близости нормальная область пленки под действием облучения становится сверхпроводящей. В то же время с

ростом высокочастотной мощности заметно увеличивается критический ток в берегах и при некоторой мощности достигает максимума I_{c2}^e . Такое поведение для однородного сверхпроводящего канала объясняется механизмом стимуляции сверхпроводимости, предложенным Элиашбергом [29]. В области нормальной вставки критический ток, хотя и возрастает с ростом P , но до некоторого уровня мощности остается меньше равновесного тока берегов ($I_{c1}^n < I_{c1}^e$). Это означает, что в образце имеется слабая связь типа $SS'S$. В этом случае стимуляция сверхпроводимости, возможно, происходит как по механизму Элиашберга, так и по механизму Асламазова—Ларкина [30] для неоднородных сверхпроводящих структур. В последнем случае стимуляция локализована непосредственно в области слабой связи, где на зависимости Δ от продольной координаты образуется потенциальная яма. При некоторых уровнях высокочастотной мощности (рис. 5, кривые 5 и 6) критический ток слабой связи становится больше равновесного критического тока берегов ($I_{c2}^n > I_{c1}^e$). В этом случае можно утверждать, что механизм стимуляции Элиашберга играет определяющую роль, поскольку лишь за счет него можно получить превышение сверхпроводящих параметров по сравнению с их равновесными значениями.

Следовательно, высокочастотное электромагнитное поле переводит SNS -структуру в $SS'S$. Поэтому именно в месте пониженного параметра порядка возникал первый ЦПФ, в котором при определенном токе развивались неравновесные процессы, приводящие к возникновению НДО. На рис. 5 двумя вертикальными стрелками к кривой 2 обозначена область ВАХ, в которой существует НДО. Если же интенсивность и (или) частота внешнего сигнала не достигали величин, необходимых для появления критического тока «слабого» места, то в нем не удавалось обнаружить НДО. Неджозефсоновская осцилляция также оказалась очень чувствительной к уровню высокочастотной мощности; незначительное ее увеличение приводит к выходу образца из условий возбуждения НДО. Охлаждение образца в нулевом электромагнитном поле до температур $T < T_c^0$, при которых достигается такая же величина критического тока слабой связи, как и в случае стимуляции сверхпроводимости (рис. 5, кривая 2), позволяет возбудить в нем НДО, но при транспортном токе, существенно превышающем ток возбуждения НДО в режиме стимуляции.

Приведенные результаты свидетельствуют о том, что в SNS -структуре, помещенной в однородное электромагнитное поле, нельзя создать условия, аналогичные существующим в ЦПФ при возбуждении НДО. Возможно, это связано с тем, что в этом случае высокочастотные осцилляции энергетической щели происходят по всей длине пленки, а не локализованы в его квазинормальной области, как это имеет место в ЦПФ (см. рис. 1).

Заключение

Экспериментально исследованы электрические характеристики резистивного состояния однородных сверхпроводящих пленок олова с ЦПФ- и SNS -структурами. Установлено, что вблизи критической температуры в ЦПФ существенную роль играют упругие процессы рассеяния, приводящие к уменьшению эффективного времени релаксации зарядового разбаланса к состоянию равновесия и соответственно длины диффузии квазичастиц. Причиной является то, что в неравновесных областях ЦПФ усредненный сверхпроводящий ток по величине ближе к критическому, чем в подобных областях SNS -структуры. При малых транспортных токах это приводит к уменьшению динамического сопротивления неравновесных областей ЦПФ по сравнению с динамическим сопротивлением аналогичной SNS -структуры.

Приложение к SNS -структуре внешнего электромагнитного поля частотой около 10^{10} Гц вблизи критической температуры приводит к уменьшению сопротивления N -области до нуля, переходу ее в сверхпроводящее состояние и появлению в образце критического тока. В этом месте возникает сверхпроводящий участок с более низкой, чем у остальной пленки, величиной энергетической щели, и при увеличении транспортного тока через образец именно здесь возникает первый ЦПФ. В нем при определенных температурах, токах и уровнях мощности внешнего облучения возбуждается НДО.

Экспериментально не удалось возбудить НДО в SNS -структуре с помощью внешнего высокочастотного сигнала, если при облучении в образце отсутствовал критический ток. Это свидетельствует о том, что в SNS -структуре, помещенной в однородное электромагнитное поле, нельзя создать условия, полностью аналогичные существующим в ЦПФ.

Настоящая работа частично финансирована Министерством науки из Государственного фонда

фундаментальных исследований по проекту № 2.4/136.

Авторам настоящей работы приятно внести свой вклад в юбилейные публикации, посвященные Игорю Михайловичу Дмитренко. В.М.Д. и Г.Е.Ч. начали свою научную деятельность под руководством Игоря Михайловича и до сих пор сохраняют теплые чувства о том времени. Более молодые Д.А.Д. и А.Б.А. восприняли и развивают творческие традиции школы академика И. М. Дмитренко. Мы желаем И.М. крепкого здоровья и радости ученого, окруженного своими учениками.

1. В. Л. Гинзбург, Л. Д. Ландау, *ЖЭТФ* **20**, 1064 (1950).
2. W. J. Skocpol, M. R. Beasley, and M. Tinkham, *J. Low Temp. Phys.* **16**, 145 (1974).
3. В. П. Галайко, В. М. Дмитриев, Г. Е. Чурилов, *ФНТ* **3**, 1010 (1977).
4. Б. И. Ивлев, Н. Б. Копнин, *УФН* **142**, 435 (1984).
5. R. Tidecks and Th. Werner, *J. Low. Temp. Phys.* **67**, 225 (1987).
6. Г. Е. Чурилов, Д. А. Дикин, В. М. Дмитриев, В. Н. Светлов, *ФНТ* **17**, 185 (1991).
7. A. M. Kadin, L. N. Smith, and W. J. Skocpol, *J. Low. Temp. Phys.* **38**, 497 (1980).
8. R. V. Carlson and A. M. Coldman, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 11 (1975).
9. Г. Е. Чурилов, В. Н. Светлов В. М. Дмитриев, *ФНТ* **13**, 241 (1987).
10. Г. Е. Чурилов, В. М. Дмитриев, А. П. Бескорсый, *Письма в ЖЭТФ* **10**, 231 (1969).
11. M. Stuwinga, C. L. Ham, T. M. Klapwijk, and J. E. Mooij, *J. Low. Temp. Phys.* **53**, 633 (1983).
12. В. П. Галайко, *ЖЭТФ* **68**, 223 (1975).
13. A. Schmid and G. Schön, *J. Low Temp. Phys.* **20**, 207 (1975).
14. V. P. Galaiko, *J. Low Temp. Phys.* **26**, 483 (1977).
15. В. М. Дмитриев, Е. В. Христенко, *ФНТ* **3**, 1210 (1977).
16. M. Stuwinga, J. E. Mooij, and T. M. Klapwijk, *J. Low. Temp. Phys.* **46**, 555 (1982).
17. Г. А. Гогодзе, В. М. Дмитриев, В. Н. Светлов, Г. Е. Чурилов, в кн.: *24 Всесоюз. Совец. по Физ. Низк. температур, Тез. докл.*, Тбилиси (1986), ч. 1, с. 196.
18. Г. А. Гогодзе, *ФНТ* **12**, 1102 (1986).
19. Г. А. Гогодзе, *ФНТ* **16**, 790 (1990).
20. Г. А. Гогодзе, *ФНТ* **14**, 196 (1988).
21. A. B. Pippard, J. G. Shepherd, and D. A. Tindall, *Proc. Roy. Soc.* **A324**, 17 (1971).
22. P. G. De Gennes, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 225 (1964).
23. В. В. Кравченко, Е. А. Голованов, С. И. Бондаренко, *ФММ* **43**, 430 (1973).
24. Г. Е. Чурилов, В. Н. Светлов, В. М. Дмитриев, *ФНТ* **12**, 425 (1986).
25. J. R. Waldram, *Proc. Roy. Soc. London.* **A345**, 231 (1975).
26. A. Schmid, *Proc. NATO Advan. Study Inst. on Nonequilibrium Superconductivity, Phonons and Kapitza Boundaries*, K. E. Gray (ed.), Plenum Press, New York (1981), Ch. 14.
27. M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, McGraw-Hill, New York (1975), Ch. 4.

-
28. V. M. Dmitriev, V. N. Gubankov, and F. Ya. Nad', *Nonequilibrium superconductivity*, D. N. Langenberg and A. I. Larkin (eds.), Elsevier, Amsterdam (1985).
 29. Г. М. Элиашберг, *Письма в ЖЭТФ* **11**, 186 (1970).
 30. Л. Г. Асламазов, А. И. Ларкин, *ЖЭТФ* **74**, 2184 (1978).

**Influence of mechanisms of nonequilibrium
quasiparticles scattering on phase-slip centers
properties**

G. E. Churilov, A. B. Agafonov,
D. A. Dikin, and V. M. Dmitriev

Electrical characteristics for homogeneous superconducting tin films with phase-slip centers (PSC) and with structures like superconductor-normal

metal–superconductor (SNS) have been studied experimentally. It was found that near the critical temperature in a PSC the elastic scattering of nonequilibrium quasiparticles can play essential role and it results in reducing of the effective charge imbalance relaxation time and, respectively, reducing of the quasiparticles electrical diffusion length in comparison with the respective processes in nonequilibrium regions of SNS structure. Under electromagnetic field irradiation with a frequency of 10^{10} Hz and at temperatures near the critical one, the resistance of SNS structure reduces and becomes zero. It testifies that *N* region has become superconducting. With increasing transport current the first PSC appears precisely here. In this place at certain temperatures, currents and high frequency power levels the non-Josephson oscillation appears.