

# Экспериментальные исследования слабосвязанных сверхпроводников (Обзор)

И.М. Дмитренко

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина  
E-mail: dmitrenko@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 29 января 2004 г.

Дан обзор основных экспериментальных результатов, полученных в ФТИНТ АН УССР при исследованиях слабосвязанных сверхпроводников после 1964 года.

Дано огляд основних експериментальних результатів, які одержані у ФТІНТ АН УРСР при дослідженнях слабкоз'язаних надпровідників після 1964 року.

PACS: 74.80.Fr, 85.25.Cr, 85.25.Dq

В изучении явления сверхпроводимости случались поворотные пункты, открывавшие новые направления исследований. Такую роль сыграло, например, открытие Шубниковым идеального диамагнетизма сверхпроводников, позднее названное эффектом Мейсснера, опубликовавшего после посещения Харькова свои результаты несколько ранее Шубникова.

Фундаментальное значение имела концепция сверхпроводимости, феноменологически развитая между 1934 и 1950 годами Фрицем Лондоном в результате его попыток объяснить странность эффекта Мейсснера.

Известное в квантовой механике выражение для тока, записанное с помощью волновых функций носителей, может быть приведено к виду

$$\mathbf{j}_s = \frac{en_s}{m} \left( \hbar \nabla \varphi - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)$$

в предположении, что квадрат модуля волновой функции «сверхтекущего» электрона равен плотности  $n_s$  таких электронов. Сверхток  $\mathbf{j}_s$  содержит два слагаемых: парамагнитную часть, обусловленную градиентами фазы  $\varphi$ , и диамагнитную, связанную с векторным потенциалом  $\mathbf{A}$ .

Главным в концепции Лондона было предположение (утверждение) о фазовой когерентности волновых функций сверхпроводящих электронов на макроскопических длинах и временах. При этом

градиент фазы исчезал и оставалась прямая связь тока и вектор-потенциала. Взятие ротора от обеих частей равенства приводило ко второму уравнению Лондона, описывающему эффект Мейсснера.

Из концепции Лондона следовал результат не менее странный, чем эффект Мейсснера — квантование магнитного потока в сверхпроводниках (F. London, *Superfluids* (1950)). И только через 11 лет «лед тронулся»: как известно, одновременно в Европе и Америке квантование потока было обнаружено [1]. За год до этого Ивар Гьевер реализовал туннельный эффект в сверхпроводниках. А год спустя аспирант Брайан Джозефсон, исследуя теоретически туннельный эффект, предсказал свои знаменитые эффекты Джозефсона [2].

В 1960 году возник Физико-технический институт низких температур АН УССР, а в нем отдел криогенной электроники. Вскоре стало ясно, что сверхпроводники здесь наиболее перспективны. И первой попыткой их использования было создание детектора электромагнитного излучения на туннельном контакте.

Первые контакты были получены во временном помещении (бомбоубежище под жилым домом) в непригодных для таких работ условиях. В 1964 году, уже в новом здании института, И.К. Янсон получил на пленках олова контакты лучшего качества и вскоре увидел ток при нулевом напряжении (стационарный эффект Джозефсона) [3]. Следует вспомнить, что в этой работе впервые на ВАХ контакта

Sn–SnO<sub>2</sub>–Sn наблюдались субгармоники щели. Хорошее согласие с теорией было получено для зависимости критического тока от  $T$  и  $H$ . В конце того же года, с помощью самого чувствительного тогда приемника 3 см диапазона (П5–10), удалось благодаря хорошему пониманию физики процессов, происходящих в туннельном контакте, в прямом эксперименте обнаружить излучение, генерируемое при нестационарном эффекте Джозефсона ( $W \sim 10^{-14}$  Вт) [4].

Далее был выполнен ряд работ по исследованию этого излучения [5]. И.О. Кулик развил электродинамику туннельного контакта Джозефсона [6], и наши экспериментальные результаты были успешно трактованы в рамках этой теории.

Были исследованы также процессы старения туннельных контактов [7], сопровождавшихся ростом критического тока и снижением нормального сопротивления. Туннельный контакт являлся пределом слабой связи сверхпроводников, но с ростом критического тока (энергии связи) удавалось наблюдать в спектре ступеней тока на ВАХ субгармонические ступени, характерные, как показали исследования прижимных точечных контактов, для предела сильной связи сверхпроводников.

Туннельный контакт был первой исследованной нами слабой связью между сверхпроводниками. Но такую связь можно было создать и в контактах с не-

посредственной проводимостью — точечных, через нормальный слой металла и т.д.

Дальнейшим исследованиям подверглись деликатные точечные контакты типа острия с плоскостью. Стабильные результаты при наличии вибраций удалось получить после создания специального механизма (рис. 1) [8]. Механизм позволял перемещать в волноводе острие с точностью 200–300 Å. Это дало возможность очень плавно менять  $R_N$ , критический ток, а стало быть, и энергию связи сверхпроводников через контакт.

На высокоомных контактах были обнаружены самые ранние проявления эффекта Джозефсона. Флуктуации прежде всего разрушают ток при нулевом напряжении. Нестационарный эффект более устойчив к флуктуациям, вначале проявляется в осцилляциях наклона ВАХ, а при фиксированном токе приводит к характерным осцилляциям (рис. 2) [9].

С ростом критического тока спектральные свойства контактов (спектр ступеней ВАХ и зависимость их от высоты СВЧ излучения) существенно изменяются [10].

Известно равенство Джозефсона:

$$j(\varphi, t) = j_0 \sin \varphi(t), \quad (1)$$

где  $j_0$  — максимальная величина постоянного тока Джозефсона,  $\varphi$  — разность фаз. Если  $j(\varphi)$  имеет такую зависимость и  $\varphi(t)$  — линейная функция, то все просто и красиво: спектр ступеней гармонический, а высота их в зависимости от СВЧ поля изменяется как модуль функции Бесселя соответствующего порядка. Но если зависимость  $j(\varphi, t)$  отличается от синусоидальной, то следует использовать более общее выражение [10–12]:

$$j(\varphi, t) = \sum_{n=1}^{\infty} j_n \sin n\varphi(t). \quad (2)$$

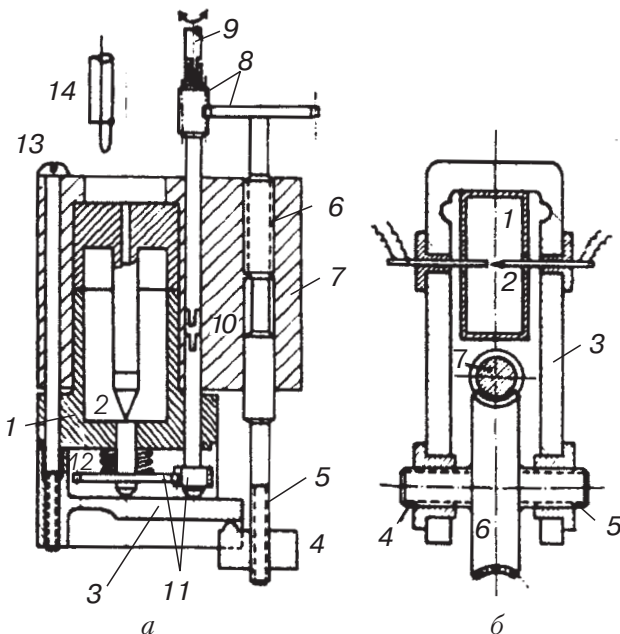


Рис. 1. Механизмы для создания точечных контактов 2 в резонаторе 1(а) и в волноводе 1(б). 3 — упругие элементы (плоская пружина и скоба); 5, 6(а) и 4, 5(б) — дифференциальные резьбы с разностью шага 0,05 мм. Зубчатая пара 11 и муфта зацепления 10 предназначены для поворота подпятника 12 при получении нового контакта.

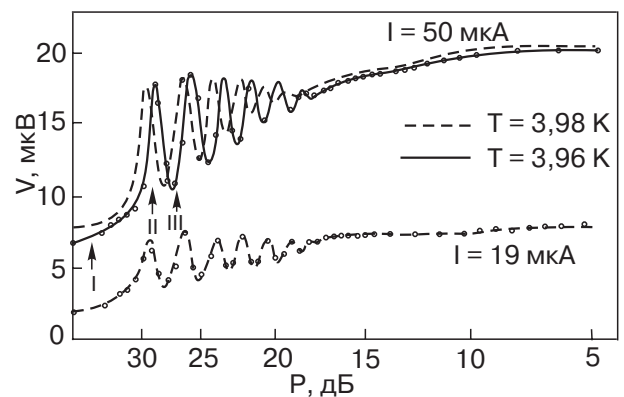


Рис. 2. Осцилляции напряжения на точечном сверхпроводящем контакте (данные предыдущего рисунка) при двух фиксированных значениях тока и изменении падающей мощности.

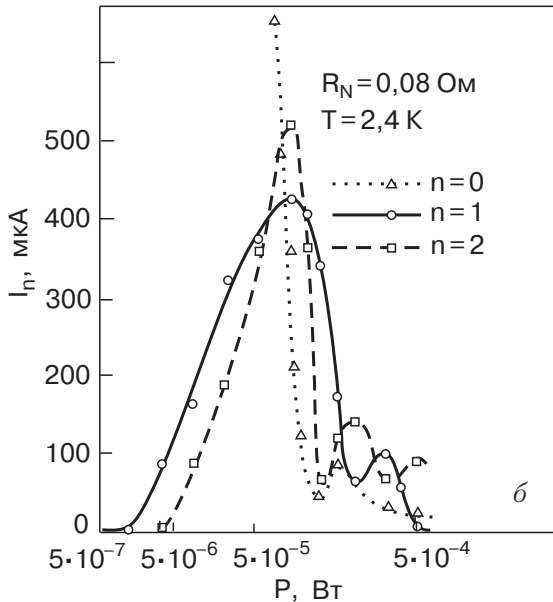
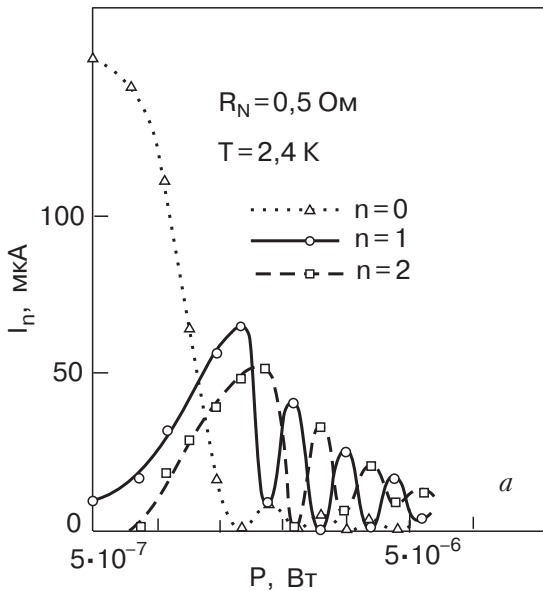


Рис. 3. Зависимости нулевого тока и высоты ступеней от уровня СВЧ мощности  $P$ , подаваемой на точечные сверхпроводящие контакты: высокоомный контакт Та–Та (а); контакт между той же парой, увеличенный перемещением иглы, сопротивление уменьшилось до 0,08 Ом (б). Контактная пара расположена в стандартном 3 см волноводе на расстоянии четверти длины волны от короткозамкнутого поршня.

Даже для туннельного контакта с ростом прозрачности барьера зависимость  $\varphi(t)$  отклоняется от линейной [13], а  $j(\varphi)$  не описывается уравнением (1) [14]. Исследования спектральных свойств точечных контактов позволили сделать вывод, что основополагающей является величина энергии связи [15]. Несинусоидальная зависимость  $j(\varphi)$  приводит к появлению субгармонических ступеней, а характерное чередование экстремумов функции Бесселя

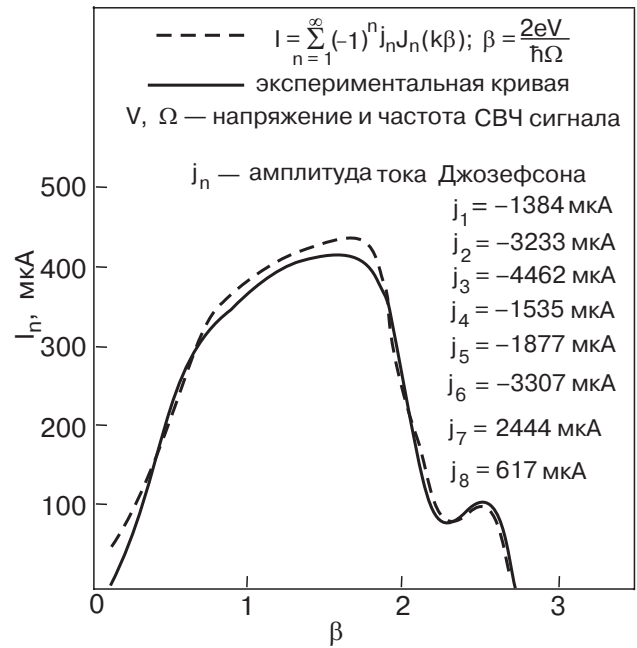


Рис. 4. Экспериментальная и рассчитанная зависимости высоты первой ступени тока от амплитуды СВЧ поля для низкоомного точечного контакта Та–Та. Аппроксимация суммой восьми функций Бесселя.

меняется в пределе сильной связи одним максимумом (рис. 3). Подбором функций Бесселя можно аппроксимировать зависимость высоты ступеней от величины СВЧ поля (рис. 4), определив степень отклонения зависимости  $j(\varphi)$  от синуса и эффективное число элементов ряда (2).

На точечных контактах был исследован обратный эффект Джозефсона [16], ранее наблюдавшийся только на туннельных контактах (возникновение постоянных непрерывных и квантовых напряжений под действием СВЧ в отсутствие транспортного тока).

Помимо одиночных точечных контактов, были реализованы одномерные цепочки точечных контактов между зёрнами ниобиевого порошка [17], а также на статистических системах точечных контактов [18] исследованы интерференционные эффекты при совместном воздействии на систему СВЧ и магнитного поля.

На точечных контактах  $S-N-S$  типа был обнаружен новый тип детектирования СВЧ излучения при отсутствии транспортного тока через контакт, управляемый внешним магнитным полем [19]. Разработанные методы создания контактов точечного типа [20] позволили исследовать собственные ступени на ВАХ контактов в различных полосковых резонаторах [21].

Если в полосковой системе расположено более одного микроконтакта, то возникает возможность управления СВЧ генерацией посредством малых

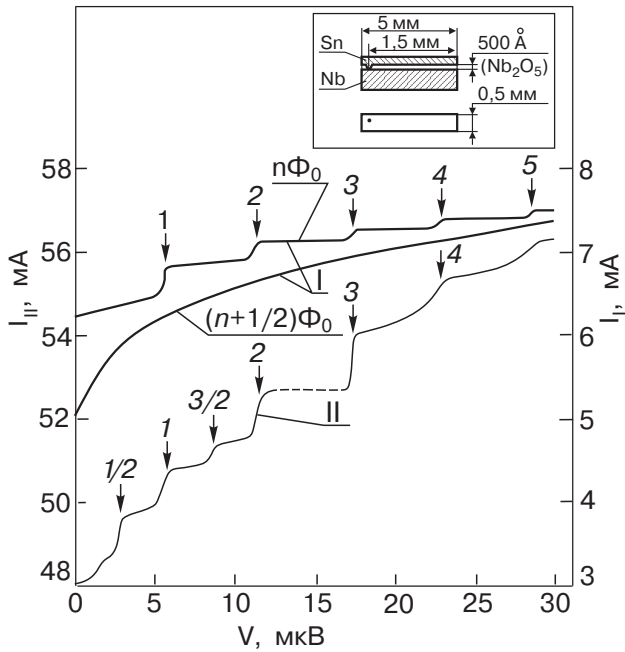


Рис. 5. I — вольт-амперная характеристика контакта Nb–Sn с  $R_N = 0,1$  Ом и системой гармонических собственных ступеней. Контакт многосвязный, поэтому ВАХ при  $\Phi = n\Phi_0$  и  $\Phi = (n + 1/2)\Phi_0$  существенно различны. II — ВАХ контакта Nb–Sn с  $R_N = 0,01$  Ом с субгармоническими собственными ступенями.

магнитных полей. Это открывает интересные возможности в СВЧ и измерительной технике.

Следует отметить, что когерентная решетка контактов будет генерировать одну и ту же частоту, независимо от сопротивления  $R_N$  контакта, так как «берега» сверхпроводящие и разность потенциалов на всех контактах одна и та же. А изменение потока на половину кванта переворачивает фазу СВЧ колебаний соседних контактов на  $\pi$ , т.е. погашает генерацию на выходе.

Как пример приведен рис. 5. В отличие от ступеней, индуцированных внешним источником СВЧ, положение собственных ступеней на оси  $V$  изменяется с температурой в результате изменения глубины проникновения и собственных частот полоскового резонатора.

Управляемые током джозефсоновские контакты были нами предложены и исследованы в крестообразной пленочной геометрии (рис. 6) [22]. Теоретическая модель такого управления развита в работе [23]. Подобные геометрии впоследствии были эффективно изучены в системах мультитерминальных интерферометров [24].

Интересные слабые связи возникают на центрах проскальзывания фазы (ЦПФ) и недавно открытых и исследованных линиях проскальзывания фазы (ЛПФ) [25]. ЦПФ возникают в узких сверхпроводящих каналах, где ток и параметр порядка однородны

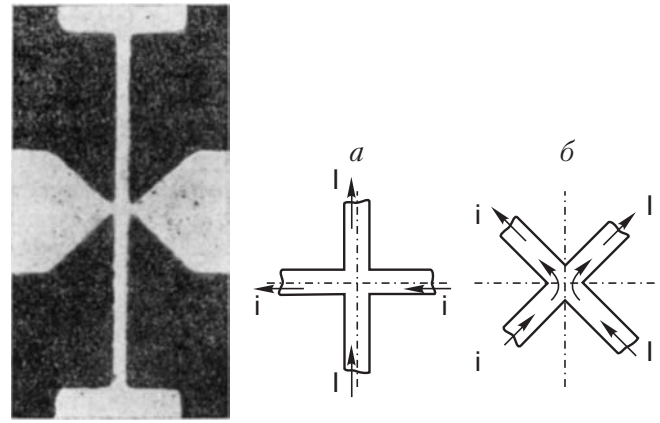


Рис. 6. Фотография крестообразной тонкопленочной структуры. Увеличение — 1200. Варианты получения слабой связи в крестообразном образце ( $I$  — транспортный ток;  $i$  — управляющий ток).

по сечению, магнитным полем можно пренебречь и вихри Абрикосова не образуются. Вольт-амперные характеристики имеют характерный ступенчатый вид, связанный с вольтвыми ступенями. Подобные

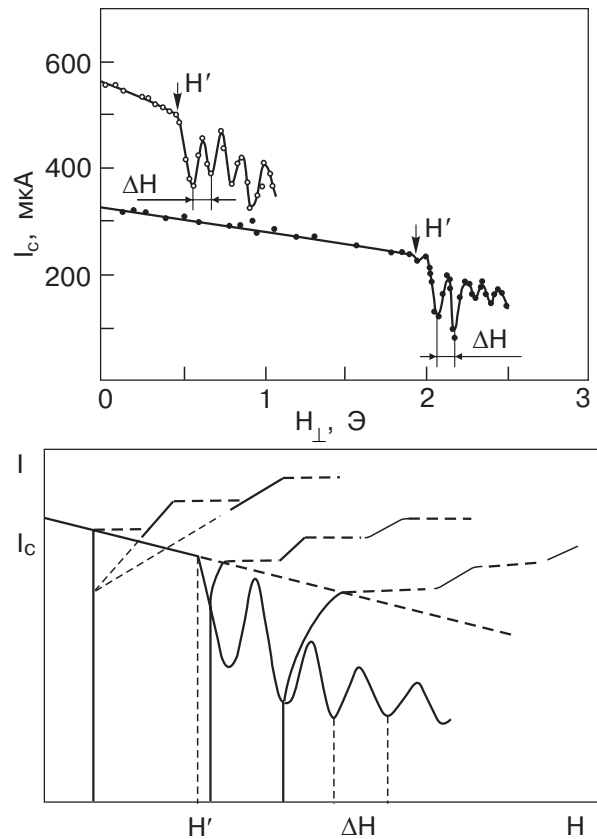


Рис. 7. Зависимость  $I_c(H_{\perp})$  для двух образцов пленок олова:  $w = 3$  мкм (●) и  $5,4$  мкм (○) (a); схематическое совмещение начальных участков ВАХ при  $H < H'$  и  $H > H'$  с зависимостью для пленок шириной  $w < \lambda_{\perp}$  и  $w > \lambda_{\perp}$  (б) [26,27].

структуры ВАХ наблюдались и на широких пленках, где обычно считалось, что резистивное состояние связано с динамическим смешанным состоянием (ДСС),

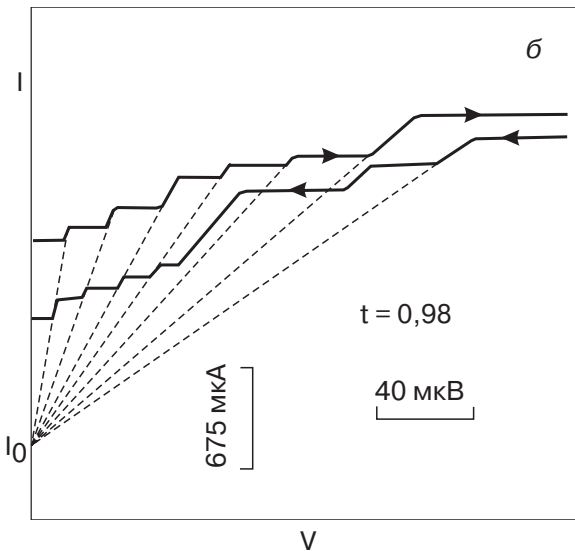
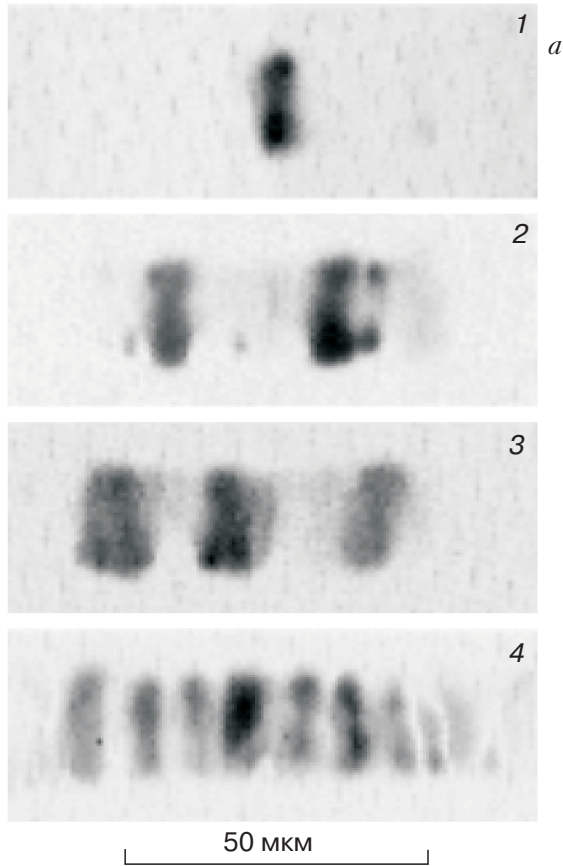


Рис. 8. Изображения вольтового отклика однородной пленки олова при возрастании транспортного тока через пленку ( $w > \lambda_1$ ). Темные участки — локализации линий проскальзывания фазы по длине пленки. Ток возрастает от (1) к (4) (а). Ступенчатая структура ВАХ пленок олова, экранированных сверхпроводящим экраном (б).

когда вихри от внешнего поля или поля тока текут при токе, превышающем силу пиннинга вихрей.

Принципиально важный результат получен при исследованиях зависимости критического тока широких пленок от магнитного поля, перпендикулярного пленке (рис. 7) [26]. Помимо осцилляций самого критического тока при  $H > H'$ , при  $H < H'$  вольт-амперные характеристики имеют такой же ступенчатый характер, как и узкий канал, но, главное, что в области полей  $H > H'$ , где в пленке «сидят» вихри, ВАХ имеет вначале плавный нелинейный вид, характерный для ДСС, но затем включается новый механизм резистивности, связанный с образованием теперь уже (для широкой пленки) не ЦПФ, а ЛПФ. Это отражает, с одной стороны, наиболее общий случай резистивности СП пленок (сосуществование двух различных механизмов резистивности пленок), а с другой — подтверждает существование ЛПФ.

На широких пленках получены интересные результаты по динамике движения вихрей в зонах разбаланса зарядов (окрестности ЛПФ и  $SN$ -граница) [27]. Позднее А.Г. Сиваковым были реализованы на ЛПФ двухконтактные интерферометры [28].

Линии проскальзывания фазы впервые визуально наблюдались с помощью низкотемпературного лазерного микроскопа в ФТИНТ АН УССР (рис. 8).

Исследования квантовой интерференции, начатые С.И. Бондаренко, проводились вначале на двухконтактных  $dc$ -сквидах (точнее, интерферометрах, так как сквид — это прибор с электроникой, магнитной антенной и пр.). Позднее В.И. Шнырков начал исследования одноконтактных  $rf$ -сквидов, оказавшихся плодотворными и новыми на фоне большого числа публикаций по этим сверхпроводящим устройствам.

Двухконтактные интерферометры изучались в новом резистивном режиме при токах, больших критического. Это, как выяснилось, не влияет на квантование флюксоида и интерференцию [29].

Были обнаружены детектирующие свойства асимметричных интерферометров [29], независимо с работой Оуботера в Лейденской лаборатории [30]. Существенную роль в интерферометрах играет циркулирующий флюксоидный ток, равный нулю при целых числах квантов внешнего магнитного потока и достигающий максимума  $i_m$  при полуцелых квантах потока  $\Phi_e = (n + 1/2)\Phi_0$ ;  $i_m = \Phi_0/2L$ , где  $L$  — магнитная индуктивность контура.

С учетом кинетической индуктивности  $L_{kin} = mc(t/\sigma)/[e^2 n_s(T)]$ , где  $t$  — длина, а  $\sigma$  — сечение слабой связи, условие квантования флюксоида в линейном приближении имеет вид:

$$\gamma L i_m + \Phi_e + L i_m = n \Phi_0,$$

где  $\gamma = L_{\text{kin}}/L$ , а  $i_m(T) = \Phi_0[1 + \gamma(T)]^{-1}/2L$ . С ростом  $\gamma$  магнитное квантование вырождается (см. [21], стр. 178).

Свойства интерферометра существенно зависят от соотношения критического тока  $I_c$  и  $i_m(T) \propto \lambda_L^{-2}(T) \propto (1 - t^4)$ , где  $t$  — приведенная температура. Вблизи  $T_c$  эта зависимость много круче, чем  $I_c(T) \propto \Delta T$  либо  $\Delta T^{2/3}$ . Сказанное иллюстрирует рис. 9,а ([21], стр. 199). При  $T > T^*$  критический ток интерферометра отличен от нуля на части периода осцилляций и амплитуда  $\Delta I_c$  осцилляций критического тока растет как  $I_c(T)$ . При  $T = T^*$  зависимость  $I_c(T)$  терпит излом и практически выходит на насыщение (рис. 9,б). При  $T < T^*$  критический ток  $I_c(\Phi_e)$  ни

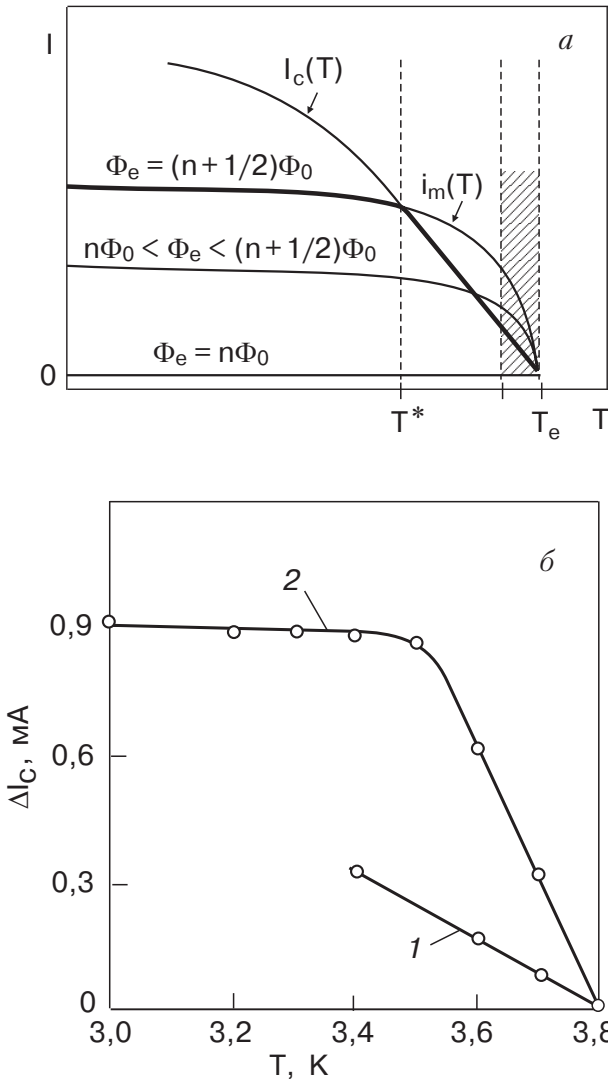


Рис. 9. Схематическое изображение соотношения токов критического  $I_c$  и максимального циркулирующего  $i_m$  при изменении температуры сверхпроводящего квантового интерферометра. Заштрихована область  $\Delta T$ , где из-за действия флуктуаций критический ток не наблюдается (а). Зависимость  $\Delta I_c(T)$ . Кривые 1 и 2 записаны при различных индуктивностях квантующего контура (б).

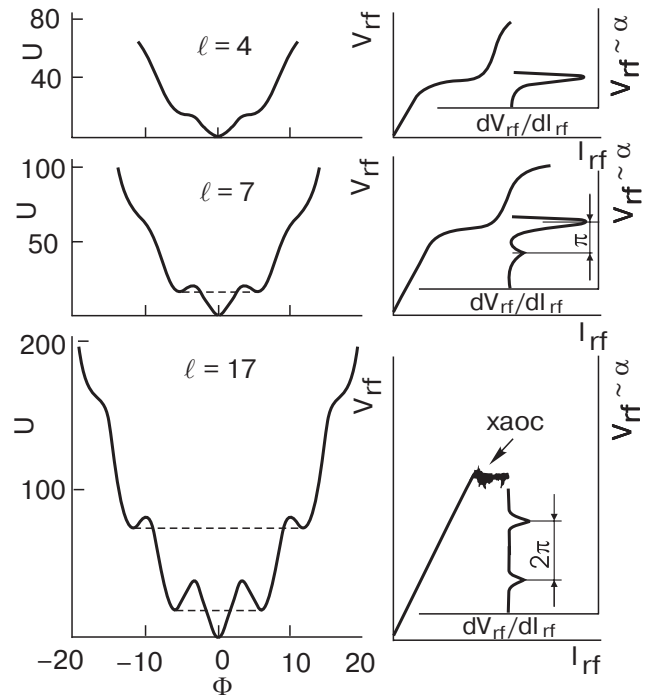


Рис. 10. Потенциальная энергия  $U(\Phi)$  при  $\Phi_e = 0$  и экспериментальные вольт-амперные характеристики с их производными, пунктир — состояния, отвечающие резонансному туннелированию макроскопической системы.

при каких  $\Phi_e$  не достигает нуля. Такое поведение, однако, недостаточно исследовано, равно как и вопрос о сложении циркулирующего, равновесного и неравновесного транспортного токов. Из экспериментов следует, что глубина модуляции  $\Delta I_c(\Phi_e)$  составляет  $2i_m$ . Это возможно, если критический ток контакта уменьшается независимо от направления циркулирующего тока по отношению к транспортному. В работе [29] это было трактовано в терминах кинетического распаривания и в предположении о существовании в конденсате электронов независимых потоков.

Эти соображения могут быть справедливы только для случая взаимодействия транспортного тока со стабильным флюксоидным током, который не может изменяться, пока выполняется квантование флюксоида.

Если  $i_m(\Phi_e)$  становится больше  $I_c$ , то в интервале потоков  $\Phi_e$  вблизи полуцелых значений кванта  $\Phi = \Phi_e$  и циркулирующий ток равен нулю, магнитное квантование сменяется кинетическим квантованием ( $\gamma \gg 1$ ). Роль кинетической индуктивности в квантовании флюксоида еще в 1964 г. была продемонстрирована в эксперименте Ханта и Мерсеро [31]. Теоретически ВАХ СП интерферометров рассчитаны в работе [32].

На одноконттактных ВЧ интерферометрах был получен целый ряд новых результатов [33–38]. Так, В.И. Шнырковым исследована классическая, а затем и квантовая динамика ВЧ скивдов, детально

изучен безгистерезисный режим, при температуре около 1 К обнаружены и исследованы «реально квантовые» явления макроскопического туннелирования и макроскопической квантовой интерференции квантовых состояний сквида, вырожденных по энергии, но лежащих на противоположных ветвях параболы  $U(\Phi)$  (рис. 10), изучены квантовые шумы и обнаружен впервые на сквидах режим стохастических колебаний — хаос.

В заключение следует отметить, что нормальное сопротивление, определяющее диссипацию и затухание и обусловленное наличием «нормальных электронов», с понижением  $T$ , так же как и в туннельных контактах, экспоненциально возрастает в точечных (с непосредственной проводимостью) контактах.

1. R. Doll and M. Näbauer, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 51 (1961); B.S. Deaver and W.M. Fairbank, *ibid.* **7**, 43 (1961).
2. B.D. Josephson, *Phys. Lett.* **1**, 251 (1962).
3. И.К. Янсон, В.М. Свистунов, И.М. Дмитренко, *ЖЭТФ* **47**, 2091 (1964).
4. И.К. Янсон, В.М. Свистунов, И.М. Дмитренко, *ЖЭТФ* **48**, 976 (1965).
5. И.М. Дмитренко, И.К. Янсон, В.М. Свистунов, *Письма ЖЭТФ* **2**, 17 (1965); *там же* **2**, 242 (1965); *ЖЭТФ* **49**, 1741 (1965).
6. И.О. Кулик, *Письма ЖЭТФ* **2**, 134 (1965).
7. И.М. Дмитренко, И.И. Юрченко, А.С. Шульман, *Физ. конд. сост.* вып. **3**, 62 (1968); *там же* вып. **8**, 160 (1970).
8. Л.Е. Колюшко, Т.П. Нарбут, Л.А. Бондаренко, С.И. Бондаренко, И.М. Дмитренко, *Физ. конд. сост.* вып. **9**, 91 (1970).
9. И.М. Дмитренко, В.И. Карамушко, Л.К. Снегирева, *ЖЭТФ* **63**, 981 (1972).
10. I.M. Dmitrenko, Yu.G. Bevza, and V.I. Karamushko, *Phys. Status Solidi* **17**, 59 (1973).
11. И.М. Дмитренко, *УФЖ* **14**, 439 (1969); И.М. Дмитренко, Ю.Г. Бевза, *Физ. конд. сост.* вып. **8**, 86 (1970).
12. И.М. Дмитренко, Ю.Г. Бевза, В.А. Михайлов, *Письма ЖЭТФ* **17**, 8 (1973).
13. И.О. Кулик, *ЖТФ* **37**, 157 (1967).
14. В.П. Галайко, А.В. Свидзинский, В.А. Слюсарев, *ЖЭТФ* **56**, 835 (1969).
15. И.М. Дмитренко, Ю.Г. Бевза, *Физ. конд. сост.* вып. **3**, 70 (1968); I.M. Dmitrenko, Yu.G. Bevza, and V.I. Karamushko, *Phys. Status Solidi* **A17**, 59 (1973).
16. И.М. Дмитренко, Ю.Г. Бевза, В.А. Михайлов, *Письма ЖЭТФ* **17**, 8 (1973); Ю.Г. Бевза, В.А. Михайлов, Э.А. Кельман, И.М. Дмитренко, *Физ. конд. сост.* вып. **29**, 13 (1973).
17. И.И. Юрченко, В.С. Картавцев, В.И. Матвеев, И.М. Дмитренко, *ЖТФ* **43**, 2174 (1973).
18. И.И. Юрченко, В.С. Картавцев, В.И. Матвеев, И.М. Дмитренко, *ФТТ* **15**, 328 (1973).
19. Ю.Г. Бевза, В.И. Карамушко, И.М. Дмитренко, *ЖТФ* **47**, 646 (1977).
20. С.И. Бондаренко, И.М. Дмитренко, Е.И. Баланов, *ФТТ* **12**, 1417 (1970); С.И. Бондаренко, Е.И. Баланов, Л.Е. Колюшко, Т.П. Нарбут, *ПТЭ* № 1, 235 (1970); Л.Е. Колюшко, Т.П. Нарбут, Л.А. Бондаренко, С.И. Бондаренко, И.М. Дмитренко, *Физ. конд. сост.* вып. **9**, 91 (1970).
21. И.М. Дмитренко, *дисс. ... д-ра физ.-мат. наук*, ФТИНТ АН УССР (1970).
22. Ю.Г. Бевза, В.И. Карамушко, Э.А. Кельман, Г.Г. Цах, И.М. Дмитренко, *Письма ЖТФ* **2**, 367 (1976); *ФНТ* **5**, 701 (1979); Yu.G. Bevza, V.I. Karamushko, and I.M. Dmitrenko, *J. Phys. Lett.* **40**, 1 (1979).
23. И.О. Кулик, А.Н. Омелянчук, Э.А. Кельман, *ФНТ* **3**, 1107 (1977).
24. R. de Bruyn Ouboter and A.N. Omeljanchuk, *Superlattices and Microstructures* **25**, 1005 (1999).
25. И.М. Дмитренко, *ФНТ* **22**, 849 (1996).
26. Л.Е. Мусиенко, В.Г. Волоцкая, *ФНТ* **4**, 124 (1978); Л.Е. Мусиенко, *дисс.... канд. физ.-мат. наук*, ФТИНТ АН УССР (1981).
27. А.Г. Сиваков, В.Г. Волоцкая, *ФНТ* **11**, 547 (1985).
28. A.G. Sivakov, A.M. Glukhov, A.N. Omelyanchouk, Y. Koval, P. Müller, and A.V. Ustinov, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 267001 (2003).
29. С.И. Бондаренко, И.М. Дмитренко, *Физ. конд. сост.* вып. **3**, 79 (1968).
30. R. de Bruyn Ouboter et al., *Physica* **32**, 1448 (1966); *ibid.* **37**, 114 (1967).
31. T.K. Hunt and J.E. Mercereau, *Phys. Rev.* **135**, 944 (1964).
32. Ю.Г. Бевза, Э.А. Кельман, *ЖТФ* **49**, 2356 (1979).
33. И.М. Дмитренко, С.И. Бондаренко, Т.П. Нарбут, *Препринт ФТИНТ АН УССР* (1969).
34. I.M. Dmitrenko, G.M. Tsoi, V.I. Shnyrkov, and V. V. Kartsovnik, *J. Low Temp. Phys.* **49**, 713 (1982).
35. И.М. Дмитренко, Г.М. Цой, В.И. Шнырков, *ФНТ* **8**, 660 (1982).
36. И.М. Дмитренко, Д.И. Конотоп, Г.М. Цой, В.И. Шнырков, *ФНТ* **9**, 375 (1983).
37. В.И. Шнырков, Г.М. Цой, В.В. Карцовник, С.С. Тинчев, *ЖЭТФ* **59**, 809 (1983).
38. И.М. Дмитренко, Г.М. Цой, В.И. Шнырков, *ФНТ* **10**, 211 (1984).

Experimental study of weakly coupled superconductors  
(Review Article)

I.M. Dmitrenko

A review of the principal experimental data obtained in studies of weakly coupled superconductors at the Institute for Low Temperature Physics and Engineering, Kharkov, since 1964, is given.