

Отклик высокотемпературных сверхпроводников на электромагнитное излучение

(Обзор)

А. В. Величко, Н. Т. Черпак

*Институт радиофизики и электроники НАН Украины им. А. Я. Усикова
Украина, 310085, г. Харьков, пр. Ак. Проскуры, 12
E-mail: velichko@ire.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 15 мая 1997 г., после переработки 5 января 1998 г.

Рассматриваются неравновесные процессы, возникающие при взаимодействии высокотемпературных сверхпроводников с электромагнитным излучением от микроволнового до оптического диапазонов. Делается акцент на зависимостях сопротивления (поверхностного или на постоянном токе) ВТСП от внешних параметров (температуры, тока смещения, частоты модуляции, магнитного поля, мощности и частоты облучения), характерных для каждого из рассматриваемых неболометрических механизмов отклика. Описываются наиболее распространенные методы регистрации отклика ВТСП на электромагнитное излучение.

Розглядаються нерівноважні процеси, що виникають при взаємодії високотемпературних надпровідників з електромагнітним випромінюванням від мікрохвильового до оптичного діапазонів. Робиться акцент на залежностях опору (поверхневого чи на постійному струмі) ВТНП від зовнішніх параметрів (температури, струму зміщення, частоти модуляції, магнітного поля, потужності та частоти опромінювання), характерних для кожного з механізмів неболометричного відгуку, що розглядаються. Описуються найбільш поширені засоби реєстрації відгуку ВТНП на електромагнітне випромінювання.

PACS: 74.25.Nf, 74.60.Ge, 74.60.Ec

Содержание

Введение	395
1. Способы регистрации отклика	396
2. Классификация механизмов отклика	397
2.1. Индуцированные излучением крип и течение магнитного потока	398
2.2. Проскальзывание фазы	401
2.3. Разрушение пар «вихрь-антивихрь»	403
2.4. Обратный нестационарный эффект Джозефсона	406
2.5. Неравновесное разрушение куперовских пар	411
2.6. Разогрев электронов	418
2.7. Перколяционная сверхпроводимость	422
2.8. Стимуляция сверхпроводимости	423
Заключение	426
Список литературы	427

Введение

Высокая ($> 77,3$ К) критическая температура T_c в сочетании с малой длиной когерентности ξ и сильной анизотропией стали причиной разнообразных и необычных по сравнению с традиционной сверхпроводимостью электромагнитных

свойств ВТСП. В частности, серьезное изменение претерпело представление о вихревой решетке, о форме и динамике самих вихрей (см., например, обзор [1]). Трансформация магнитных вихрей и особенности их взаимодействия между собой, вызванные сильной анизотропией и флуктуационными эффектами, стали причиной

различных фазовых переходов и новых состояний вихревой решетки, таких как плавление решетки, термоактивированный депиннинг, коллективный крип потока, $2D-3D$ переход. Все это требует досконального исследования электромагнитных свойств ВТСП, что, кроме научного, имеет и прикладное значение [2]. Например, одним из важных и относительно просто реализуемых приложений ВТСП является разработка детекторов электромагнитного излучения (ЭМИ). Пренебрежимо малая дисперсия (для частот $\nu \ll 2\Delta/h$, где 2Δ — энергетическая щель в спектре квазичастиц), высокая крутизна сверхпроводящего перехода ВТСП, дешевизна используемого хладагента (жидкого азота) подтолкнули ученых к мысли о перспективности создания ВТСП болометров, работающих при температуре жидкого азота [3,4]. Основным их недостатком является компромисс между чувствительностью и быстродействием. Поэтому предпочтительным является использование неболометрических детекторов. В этой связи особую актуальность приобретает изучение неравновесных механизмов отклика ВТСП на ЭМИ. Под откликом понимается изменение какой-либо характеристики материала при его взаимодействии с внешним возмущением (в контексте настоящей работы такой характеристикой является изменение сопротивления образца R при облучении ЭМИ).

В общем виде механизмы отклика можно разделить на два больших класса: болометрический (равновесный) и неболометрический (неравновесный). Болометрический механизм является одним из наиболее хорошо изученных [4], поэтому в настоящей работе не рассматривается.

В последних работах по изучению оптического отклика [5–8] микромостиков из эпитаксиальных пленок $YBaCuO$ предполагается, что неболометрические механизмы реализуются не только в гранулированных образцах, но и в высококачественных ВТСП. Однако причина существенного разногласия в наблюдаемых значениях чувствительности и временах отклика для одних и тех же нетепловых механизмов остается неясной. Вполне вероятно, что она связана не с внутренними особенностями ВТСП, а с различными внешними условиями (температурой, током смещения, магнитным полем, мощностью, длиной волны, длительностью импульса облучения и т.п.), при которых получены эти данные [9]. В этой связи изучение

неболометрических механизмов в образцах подобного качества при одинаковых внешних условиях, а также исследование условий, оптимизирующих характеристики детекторов, являются актуальными.

Целью настоящей работы, помимо обзора наиболее типичных результатов по исследованию неравновесных механизмов отклика ВТСП на ЭМИ, является систематизация известных на сегодня механизмов с точки зрения наиболее общих физических явлений, присущих сверхпроводникам. Работы по комбинационному рассеянию, генерации гармоник основного сигнала, фотолюминесценции и др. выходят за рамки нашего обзора.

Обзор построен следующим образом. В разд. 1 описываются типичные методы регистрации отклика на ЭМИ в микроволновом (МВ)—оптическом диапазонах. Раздел 2 посвящен обзору экспериментальных работ по изучению неболометрических механизмов отклика ВТСП, а также их классификации по подгруппам. В заключении кратко резюмируются основные результаты, полученные в данной области.

1. Способы регистрации отклика

Говоря об отклике, важно учитывать частоту воздействующего излучения и способ регистрации отклика. Первое определяет процессы, которые могут быть вызваны падающим излучением, а второе — процессы, которые могут быть обнаружены. Традиционно измерения отклика выполняются на постоянном токе. Несмотря на высокую чувствительность благодаря большой крутизне сверхпроводящего перехода на постоянном токе, данный подход обладает рядом существенных недостатков. Во-первых, особые требования предъявляются к геометрии образца: толщина ВТСП пленки должна быть меньше или порядка глубины проникновения излучения δ . В противном случае часть образца, в которую не проникло излучение, будет шунтировать слой с измененными излучением свойствами и никакого отклика обнаружить не удастся. Более того, поскольку в сверхпроводящем состоянии сопротивление образца по постоянному току нулевое, требуется предварительная обработка ВТСП для создания элемента с отличным от нуля сопротивлением. Это, в свою очередь, ограничивает сферу доступных для наблюдения механизмов отклика. Помимо этого, контактные сопротивления порядка 1 Ом, неизбежные при таком способе регистрации, вносят существенные ограничения в шумовые характеристики ВТСП



Рис. 1. Механизмы детектирования электромагнитного излучения сверхпроводниками.

детекторов [10]. Указанные недостатки преодолеваются при ВЧ регистрации отклика, хотя при этом чувствительность может уменьшаться из-за меньшей крутизны сверхпроводящего перехода и меньшего перепада сопротивления на ВЧ по сравнению с таковым на постоянном токе. Впервые примененное нами [11] ВЧ измерение отклика использует индукционную методику [12] на радиочастотах (РЧ) и резонаторный метод [13] для измерения МВ отклика. Очевидно, при ВЧ регистрации отклика исчезают проблемы дробового шума и деградации ВТСП элемента из-за контактных явлений. Кроме того, в этом случае смягчаются ограничения для толщины образца, так как единственным требованием становится перекрытие областей проникновения зондирующего и воздействующего излучений. Наконец, ВЧ способ измерения отклика позволяет регистрировать неравновесные процессы даже в области сверхпроводящего перехода, тогда как большое контактное сопротивление и сильные нелинейные эффекты, вызываемые постоянным измерительным током, приводят к температурной нестабильности и «лавинообразному» переключению в болометрический режим.

Другим эффективным методом исследования оптического отклика ВТСП является метод

«накачки–зондирования» [14,15], основанный на использовании одного и того же источника (обычно лазера) как для воздействия на образец, так и для регистрации отклика путем измерения коэффициента отражения зондирующего сигнала, причем регистрировать неравновесные процессы можно в широком диапазоне длин волн (от 10 мкм до ультрафиолетового). При этом измерительный сигнал обычно намного слабее и задерживается по времени относительно сигнала накачки. Разрешающая способность такого метода определяется минимально возможной длительностью лазерного импульса. При оптимальной конструкции чувствительного элемента амплитуда нетепловой компоненты в десятки раз превосходит амплитуду болометрической составляющей при $T > 80$ К [6].

2. Классификация механизмов отклика

Классификация механизмов отклика ВТСП на ЭМИ, демонстрирующая их взаимосвязь с наиболее типичными физическими явлениями в сверхпроводниках, нам неизвестна. Наличие такой классификации необходимо для адекватного понимания процессов, стимулируемых в ВТСП падающим излучением. Представляется, что, говоря о неравновесных механизмах отклика, надо четко осознавать, чем

обусловлен каждый механизм — качеством данного образца или же свойствами, присущими всему классу ВТСП. В этой связи все неболометрические механизмы отклика можно разделить на две группы: собственные (intrinsic) и несобственные (extrinsic) (см. блок-диаграмму на рис. 1). Собственные свойства ВТСП определяются качеством монокристаллов и гранул (если образец гранулированный). В настоящее время принято считать, что межгранульные слабые связи ведут себя как цепочка последовательно и параллельно соединенных джозефсоновских переходов (ДП), синхронно реагирующих на излучение. Поэтому несобственные свойства ВТСП в основном определяются свойствами одиночного ДП. Что касается собственных свойств ВТСП, то они, по-видимому, во многом подобны свойствам низкотемпературных сверхпроводников II рода с некоторыми отличиями, связанными с особенностями структуры ВТСП. В каждую из упомянутых двух больших категорий входит ряд общих для обеих групп механизмов.

2.1. Индуцированные излучением крип и течение магнитного потока

Идея о термоактивированном крипе потока была высказана Андерсоном [16], а одно из первых наблюдений индуцированного излучением движения магнитного потока в ВТСП выполнено Зельдовым и др. [17] и Френкелем и др. [18]. В [17] исследовали отклик микромостиков из эпитаксиальных пленок YBaCuO на подложках из LaGaO₃ и SrTiO₃ на оптическое излучение (HeNe-лазер, длина волны $\lambda = 633$ нм) и обнаружили, что максимум на температурной зависимости отклика на несколько градусов сдвинут в сторону низких температур относительно максимума dR/dT , который характеризует болометрический отклик. Отмечается также существенное подавление отклика ΔR с увеличением тока смещения, что не наблюдалось для зависимости dR/dT от T . Более того, величина $\Delta R/(dR/dT)$, которая характеризует нагрев пленки в случае чисто болометрического эффекта, резко возростала и имела максимум чуть ниже температуры сверхпроводящего перехода T_c . Поскольку тепловые свойства ни подложки, ни пленки, ни границы раздела между ними не должны заметно изменяться в этом температурном интервале, авторами сделан вывод о неболометрической природе отклика. Учитывая также строгую корреляцию поведения транспортных свойств при

облучении и без него, Зельдов и др. интерпретировали свои результаты как индуцированный оптическим излучением крип магнитного потока. Подобное объяснение результатов по измерению оптического отклика дано Френкелем и др. [18], заявившими о наблюдении фотостимулированного депиннинга магнитного потока. Согласно [19], для возникновения режима течения потока необходимо, чтобы энергия кванта излучения $h\nu$ превосходила энергию активации U_0 вихревой решетки. Авторы [19] считают, что энергия фотона термическим путем передается линиям потока, хотя не исключен и другой механизм передачи энергии, например сила Лоренца, действующая на вихрь со стороны наведенного тока.

Эйделот [20] наблюдал отклик мостиков из керамики BiSrCaCuO и меандра из эпитаксиальной пленки YBaCuO на подложке из MgO на оптическое излучение ($\lambda = 633$ нм) и пришел к выводу, что его результаты также могут быть объяснены на основе модели фотоиндуцированного течения потока (ФИТП). Кроме того, для образцов из BiSrCaCuO результаты измерений хорошо описываются как моделью ФИТП, так и моделью сети ДП, в которых под действием света возникают центры проскальзывания фазы (ЦПФ) при движении вихря через переход. Отмечается [20], что, поскольку величины U_0 в модели ФИТП и энергетического барьера $2E_c$ в модели сети ДП близки, разделить эти два механизма можно только путем измерения температурной зависимости энергии активации.

Вклад в удельное сопротивление на постоянном токе, обусловленный термоактивированным крипом потока в случае линейной вольт-амперной характеристики (ВАХ) образца, описывается выражением (см., например, [21])

$$\rho = \frac{2\nu_0\Phi_0^2L_c}{k_B T} \exp(-U_0/k_B T), \quad (1)$$

где ν_0 — частота попыток, т.е. характерная частота, с которой вихри пытаются оторваться от центров пиннинга ($\sim 10^{12}$ Гц для монокристаллов YBaCuO); Φ_0 — квант магнитного потока; L_c — длина корреляции вдоль линии потока или связки вихрей (может варьироваться от долей d для очень тонких до d для толстых образцов, где d — толщина пленки); для монокристаллов YBaCuO при $T \ll T_c$ энергия $U_0 \sim 2 \cdot 10^5$ К [21]. В итоге для предэкспоненциального множителя в фор-

муле (1) получаем $\rho_0 = 10^5$ мкОм·см. Отметим, что (1) хорошо согласуется с экспериментом для $\rho < 10^{-2}\rho_n$, где ρ_n — удельное сопротивление в нормальном состоянии. Для $\rho > 10^{-2}\rho_n$ прекрасное согласие с экспериментом дает теория Тинкхама [22], в которой предполагается, что сопротивление, связанное с крипом потока, зависит от U_0 так же, как и в случае диссипации из-за термоактивационного проскальзывания фазы в сильно подавленном транспортным током ДП. По теории Амбегаокара и Гальперина [23], сопротивление ДП в сильно подавленном состоянии имеет вид

$$\rho/\rho_n = [I_0(\gamma_0/2)]^{-2}, \quad (2)$$

где I_0 — модифицированная функция Бесселя, $\gamma_0 = U_0/k_B T$. При этом для U_0 предполагается следующая зависимость от температуры и магнитного поля H :

$$U_0 \propto \frac{(1 - T/T_c)^{3/2}}{H}. \quad (3)$$

Палстра и др. [21] делают вывод о том, что зависимость (3) справедлива лишь для ограниченного диапазона температур и нельзя исключить возможность другой температурной и магнитополевой зависимости U_0 , например, из модели вихревого стекла [24,25] или термоактивированного течения потока [26].

Когда транспортный ток, протекающий по образцу, создает такую силу Лоренца F_L , действующую на вихри, что последние приобретают энергию $U_L = U_0$, происходит депиннинг вихрей и переход к режиму течения потока [27]. Сопротивление течения потока, согласно теории Бардина–Стефана [27], описывается выражением

$$\rho_{ff} = \rho_n H / H_{c2}, \quad (4)$$

где H_{c2} — верхнее критическое поле.

Что касается ВЧ отклика, обусловленного течением потока, то, согласно Джи и др. [28], удельное комплексное сопротивление с учетом вклада от течения потока при температурах не очень близких к T_c и $h\nu \ll 2\Delta$ описывается выражением

$$\rho = \frac{\Phi_0 B_{\text{eff}}}{\eta c^2} + \frac{4\pi\omega\lambda_L^2}{c^2}, \quad (5)$$

где η — коэффициент вязкости; $\omega = 2\pi\nu$ — угловая частота; λ_L — глубина проникновения поля; B_{eff} — эффективная плотность магнитного

потока, реагирующая на ВЧ поле. Согласно Портису и др. [29], поверхностное сопротивление с учетом вклада вихревой диссипации равно

$$R_s = X_0 \left[\frac{-1 + (1 + 4B_{\text{eff}}^2/B_0^2)^{1/2}}{2} \right]^{1/2}, \quad (6)$$

$X_0 = 4\pi\omega\lambda_L^2/c^2$ — поверхностный реактанс для $B_{\text{eff}} = 0$, $B_0 = 8\pi\omega\lambda_L^2/\Phi_0$ — характеристическое значение B_{eff} , при котором поверхностный импеданс Z_s определяется движением вихрей. При этом в [29] считается, что $B_{\text{eff}} = fH$, где f — плотность свободных или слабо запиннированных флюксонов ($f \sim 0,1$). Однако авторы [28] интерпретируют f как часть длины всех вихрей в образце, которые пересекают межгранульные области. При этом предполагается существование межгранульных вихрей с плотностью n_J , которые никогда не проходят через гранулы, и внутригранульных вихрей с плотностью n_g , запиннированных внутри гранул. Кроме того, основной вклад в диссипацию вносят лишь те вихри, которые пересекают слабые связи, так как вязкость межгранульного пространства η_J гораздо больше вязкости внутригранульных областей η_g (из-за большего сопротивления межгранульных областей). Согласно работе [28], $B_{\text{eff}} = (n_J + xn_g)\Phi_0$, где x — отношение межгранульного объема к общему объему образца.

Методика бесконтактного контроля отклика ВТСП на миллиметровое (ММ) излучение была разработана нашей группой в начале 90-х годов (см. [11,30]). Она основана на принципе детектирования с ВЧ смещением, преимущества которого перед традиционным четырехзондовым методом были известны задолго до открытия ВТСП [31]. Как установлено в [31], использование ВЧ смещения способствует повышению чувствительности и улучшению шумовых характеристик детектора. Методика позволяет регистрировать отклик одновременно в двух частотных диапазонах: в РЧ (~ 10 МГц) — с помощью накладной катушки индуктивности, включенной в резонансный контур измерителя добротности, и в ММ (~ 36 ГГц) — с помощью квазиоптического диэлектрического резонатора, служащего также для приложения мощного сигнала ММ диапазона. Подробности экспериментальной техники можно найти в работах [30,32].

Исследования ВЧ отклика керамических и тонкопленочных образцов YBaCuO на ММ

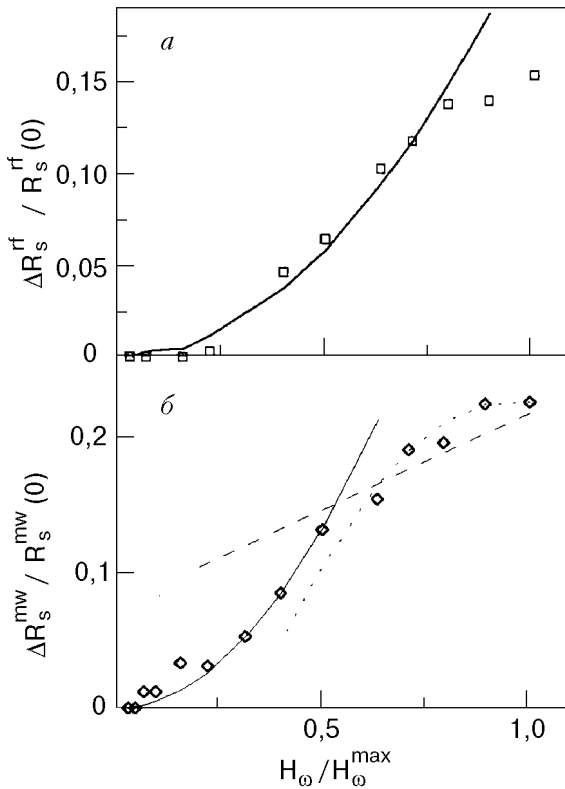


Рис. 2. Зависимость нормированных откликов тонкой пленки YBaCuO TF1 при $T = 86,7$ К: радиочастотного $\Delta R_s^{rf}/R_s^{rf}(0)$ (а) и микроволнового $\Delta R_s^{mw}/R_s^{mw}(0)$ (б). Кривые – аппроксимация по теории Хальбриггера [35] (из работы А. V. Velichko et al. [32]).

излучение [30,32,33] показали, что в области сверхпроводящего перехода отклик имеет комплексную природу, включая болометрическую и неболометрическую составляющие. Оказалось, что максимум суммарного отклика смещен относительно максимума производной поверхностного сопротивления по температуре dR_s/dT , описывающей чисто болометрический эффект, на величину 0,4–0,7 К в зависимости от качества образца. С улучшением электромагнитных характеристик образцов (снижением R_s , уменьшением ширины перехода ΔT) смещение максимумов по температуре уменьшалось. Результаты измерения релаксации отклика после выключения ММ излучения накачки [32,33] показали хорошее согласие с различными теоретическими моделями, описывающими релаксацию намагниченности сверхпроводников в режиме крипа магнитного потока. Энергия активации $U_0 = 0,05–0,5$ эВ в диапазоне 77–86 К, по нашим данным, разумно согласуется с экспериментальными величинами в [28,34]. Наконец, амплитудные зависимости отклика образцов YBaCuO различного качества также хорошо описываются теоретическими

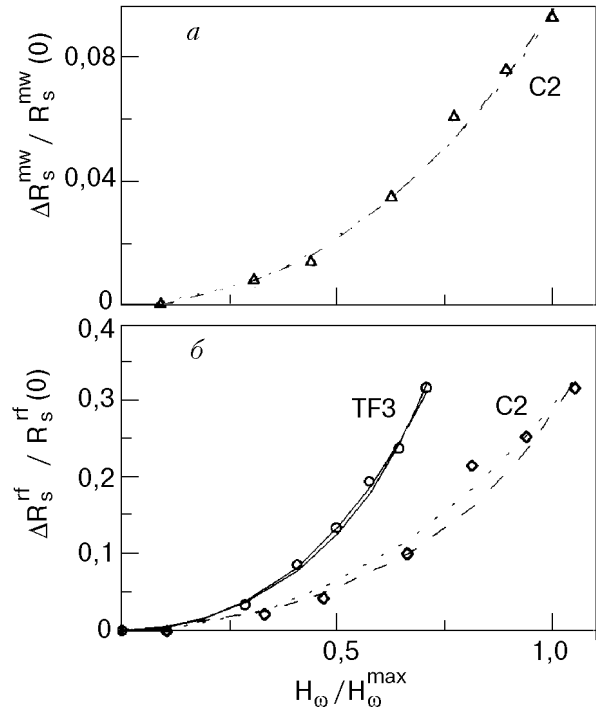


Рис. 3. Зависимость нормированного микроволнового отклика $\Delta R_s^{mw}/R_s^{mw}(0)$ для керамической пластинки YBaCuO C2 (а) и радиочастотного отклика $\Delta R_s^{rf}/R_s^{rf}(0)$ для керамики C2 и тонкой пленки TF3 (б) при $81,6 \text{ К} < T < 90,5 \text{ К}$. Сплошные и точечные линии – аппроксимация по теории Гуревича [34] и Сридхары [36] (из работы А. В. Величко [30]).

моделями, учитывающими образование и движение магнитных вихрей под действием мощного ВЧ излучения [35–37]. На рис. 2 и 3 показаны амплитудные зависимости РЧ и МВ откликов двух тонких пленок YBaCuO на подложках из LaAlO_3 и керамической пластинки из YBaCuO и теоретические зависимости, полученные в рамках моделей Хальбриггера [35], Сридхары [36] и Гуревича [37], демонстрирующие хорошее согласие с экспериментальными данными. Таким образом, комплекс проведенных измерений позволяет предположить, что ВЧ отклик сверхпроводников состава YBaCuO в области сверхпроводящего перехода содержит неболометрическую компоненту. Механизм неравновесного отклика, по всей видимости, связан с зарождением и движением под действием ММ излучения джозефсоновских или подобных им магнитных вихрей как в межгранульных, так и во внутригранульных слабых связях.

Основные особенности и условия реализации механизма:

вклад в сопротивление на постоянном токе от движения вихрей описывается выражениями (1)

(в случае крипа), (4) (для течения потока) и (5) для ВЧ R_s ;

для режима крипа потока характерна экспоненциальная зависимость сопротивления от температуры (см. (1));

для режима крипа потока характерна линейная ВАХ для токов смещения I , удовлетворяющих условию $IHV_c r_p \leq k_B T$ (V_c — корреляционный объем, а r_p — диапазон потенциала пиннинга), и экспоненциальная зависимость $V(I)$ для больших токов;

зависимость сопротивления от магнитного поля определяется выражением (2) и зависимостью энергии активации от магнитного поля (см. (3)); амплитуда отклика ΔR пропорциональна $f_{\text{mod}}^{1/2}$, где f_{mod} — частота модуляции излучения;

для режима течения потока характерна линейная зависимость от магнитного поля (см. (4)) и линейная ВАХ $V \sim I$.

2.2. Проскальзывание фазы

Известно, что в длинных сверхпроводящих каналах малых размеров (поперечный размер канала $d_c < \xi(T)$), а также в тонких узких и даже широких пленках при $I > I_c$ как в случае $I_c = I_c^{GL}$ (I_c^{GL} — ток распаривания Гинзбурга-Ландау), так и во внешнем магнитном поле выше некоторого H'_e ($H'_e = \pi\Phi_0/4\omega^2$ — поле вхождения в пленку метастабильных вихрей, ω — ширина пленки) возникает особое резистивное состояние. Это состояние нельзя объяснить лишь в терминах динамического смешанного состояния (ДСС) [38], поскольку для больших напряжений, возникающих при данных условиях, скорость вихря ($v = V/LB$, где L — длина образца, а B — магнитная индукция) должна быть порядка фермиевской, что явно нефизично. При больших скоростях конденсата v_s возникают процессы распаривания и плотность пар n_s начинает зависеть от v_s . Зависимость плотности сверхпроводящего тока $J_s(v_s)$ проходит через максимум, отвечающий J_c^{GL} . При $J > J_c^{GL}$ не хватает сверхпроводящих электронов для переноса транспортного тока и полный ток в отличие от статического случая содержит еще и нормальную компоненту J_n . При этом сверхпроводимость продолжает быть термодинамически выгодной, так как в точке максимума $n_s(v_m) = 2/3 n_s(0)$.

В 1968 г. Вебб и Варбуртон (ссылка [19] в [38]) обнаружили на ВАХ оловянных вискероов регулярную структуру ступеней напряжения, что позволило высказать предположение об образовании с ростом тока отдельных

резистивных центров. После появления каждой новой ступеньки напряжения на сверхпроводнике сопротивление образца (наклон характеристики) увеличивается. Позднее Тинкхам предложил модель резистивного центра, названного центром проскальзывания фазы, отметив его основные особенности — величину и постоянство дифференциальных сопротивлений, а также осцилляции J_s с джозефсоновской частотой. Образование первого ЦПФ происходит в узком сверхпроводящем канале при достижении током величины тока распаривания в наиболее слабом месте образца. При дальнейшем увеличении тока возникает движение нормальных электронов, а это приводит к появлению электрического поля, ускоряющего сверхпроводящие электроны до критической скорости. В данной области параметр порядка ψ обращается в нуль, а весь ток переносится только нормальной компонентой. Но образование куперовских пар по-прежнему выгодно, поэтому снова возникает ψ и снова часть тока будет переноситься конденсатом. При каждом таком цикле разность фаз волновых функций куперовских пар по обе стороны от «слабой» области будет изменяться на 2π . В связи с этим данное место называется центром проскальзывания фазы. Характерный размер его определяется расстоянием, на котором происходит пульсация ψ , и составляет $\sim 2\lambda_E(T)$, где λ_E — длина области падения потенциала.

Когда $|\psi| = 0$, эта область находится в нормальном состоянии и электрическое поле проникает в прилегающие области сверхпроводника на глубину $\sim \lambda_E$. Поэтому при возникновении одного ЦПФ появляется сопротивление $2\rho\lambda_E/S$, где ρ — удельное сопротивление материала нити; S — площадь ее поперечного сечения. Падение напряжения на этом сопротивлении будет давать только нормальная компонента тока $I_n = I - I_s$. Усреднение по времени напряжения на одном ЦПФ (с учетом того, что полный ток постоянен и не зависит от времени, а сверхток I_s пульсирует между I_c и нулем) дает

$$\bar{V} = 2\lambda_E\rho(I - \beta I_c)/S, \quad (7)$$

где $\beta \sim 0,5$. Эта простая формула хорошо описывает экспериментально наблюдаемую ВАХ. При дальнейшем увеличении тока появляются новые ЦПФ, так как каждый раз включаются новые резистивные участки [39].

Впервые в работах группы Дмитренко (ссылки [18] и [55] в [38]) на ВАХ широких пленок вблизи T_c были обнаружены осцилляции первой

производной ВАХ, которые трактовались как возникновение аналогов ЦПФ. При внешнем магнитном поле $H_{\perp} = 0$ критический ток I_c близок к току распаривания и с увеличением H линейно уменьшается до некоторого поля H' , начиная с которого осциллирует с периодом ΔH , а амплитуда осцилляций растет с понижением температуры. Период этих осцилляций связан с периодической модуляцией экранирующего тока краевого потенциального барьера, препятствующего движению вихря. Такая ступенчатая структура ВАХ широких пленок была интерпретирована как возникновение линий проскальзывания фазы (ЛПФ) (ссылки [57] и [58] в [38]). Оказалось, что в безвихревом состоянии пленки шириной $w \geq \lambda_{\perp}$ ($\lambda_{\perp} = 2\lambda^2/d$ — эффективная глубина проникновения поля в пленку толщиной d) при $H < H'$ ВАХ подобна ВАХ узкого сверхпроводящего канала с ЦПФ, как и в случае $H_{\perp} = 0$. В то же время наличие и движение вихрей в пленке при $H > H'$ качественно не меняет ступенчатого характера ВАХ. Скачку напряжения предшествует нелинейный участок, отвечающий ДСС. Движение вихрей также представляет собой проскальзывание фазы, так как пересечение пленки единичным вихрем соответствует изменению разности фаз на концах пленки на 2π . Но механизм ЦПФ и ЛПФ в широких пленках принципиально отличается от вихревого [38]. Оказывается, что жесткое условие «узкого» ($d, w \ll \lambda_{\perp}$) сверхпроводящего канала не является обязательным для образования ЦПФ. Кроме того, ступенчатая структура ВАХ широких пленок наблюдается и в отсутствие магнитного поля.

Об одном из первых наблюдений индуцированного излучением проскальзывания фазы в ВТСП сообщалось в [10], где исследовался оптический отклик гранулированных пленок $YBaCuO$ на сапфировых подложках. Между T_c (температурой нулевого сопротивления) и T_{c0} (температурой начала перехода) большинство межгранульных связей становятся несверхпроводящими и проводимость по постоянному току осуществляется отдельными изолированными каналами, в пределах которых джозефсоновская связь все еще сильна. С увеличением температуры уменьшается размер и число таких каналов, и амплитуда отклика ослабевает [10]. Очевидно, максимум отклика возникает при температуре, при которой большинство ДП с примерно одинаковыми

критическими параметрами (критическим током и т.п.) реагируют на излучение. Зависимость сопротивления проскальзывания фазы от энергии активации для сильно подавленного ДП теоретически получена в работе [23, ф-ла (2)] и с учетом температурной и магнитопольевой зависимости энергии U_0 из теории Ешуруна и Малоземова [24, формула (3)] имеет вид

$$\rho_{ps}(H, T) = \rho_n \left[I_0 \left(\frac{A_T (1 - T/T_c)^{3/2}}{2H} \right) \right]^2 \quad (8)$$

(A_T — коэффициент). Согласно Блэкстеду [40], для $H > H_{c1}$ (H_{c1} — первое критическое поле) протекание транспортного тока с энергией большей U_0 вызывает течение потока, сопротивление которого описывается (4). Однако вблизи T_c сопротивление $\rho_{ff} = \rho_n$, следовательно, сопротивление вблизи T_c будет равно удвоенному сопротивлению нормального состояния, что явно нефизично. Этого можно избежать, проведя замену $\rho_n \rightarrow \rho_n - \rho(H, T)$, тогда

$$\rho_{ff} = [\rho_n - \rho(H, T)] \frac{H}{H_{c2}} \quad (9)$$

Здесь $\rho(H, T) \equiv \rho_{ps}(H, T)$ из (8). С учетом угла φ между током и магнитным полем в плоскости (\mathbf{ab}) получаем [40]

$$\rho_{ff} = [\rho_n - \rho(H, T)] \frac{H}{H_{c2}} \sin^2(\varphi) \quad (10)$$

Таким образом, при $H > H_{c1}$ конкурируют два механизма: течение потока и проскальзывание фазы. Процесс проскальзывания фазы независим от относительной ориентации тока и магнитного поля и объясняет наблюдающуюся в ряде работ (см., например, [41]) диссипацию, не связанную с силой Лоренца. Необходимо отметить, что зависимость типа (8) четко проявляется только в случае, когда $H \parallel I$. В других случаях зависимость $\rho(H, T)$ определяется режимом крипа потока (см. ф-лу (1) настоящего обзора).

Выражение (8) получено Тинкхамом [22] для описания зависимости ширины сверхпроводящего перехода от магнитного поля. Однако при $H \rightarrow 0$ ф-ла (8) дает нефизичное значение сопротивления и нулевую ширину перехода. Это противоречие устраняется, если предположить наличие внутреннего эффективного поля $H_0 \neq 0$, которое обеспечивает конечную высоту энергетического барьера U_0 даже при нулевом внешнем поле. Физическое существование такого поля объясняется в рамках теории Костерлица-Таулесса [42], в которой предполагается

существование ниже T_c термически возбуждаемых пар «вихрь-антивихрь». Оказывается, что индуцированное током распаривание вихревых пар приводит к неомическим потерям при $H = 0$ [43]. Тогда выражение (8) с учетом токовой зависимости сопротивления преобразуется в вид [43]

$$\rho_{ps}(H, T) = \rho_n \left\{ I_0 \left(\frac{A_T(1 - T/T_c)^{3/2}}{2(H + H_0)} \right) \left(1 - \frac{I}{I_{c0}} \right)^{3/2} \right\}^{-2} \quad (11)$$

Типичные значения H_0 для качественных образцов $YBaCuO \sim 0,1-0,25$ Тл, а для $BiSrCaCuO$ $H_0 \sim 0,05$ Тл [43]. Для высококачественных монокристаллов $YBaCuO$ (см. [41]) экспериментальные данные при $H = 0$ хорошо аппроксимируются при $A_T = 10,044 k_B T$. Оказывается, что чем уже сверхпроводящий переход, тем больше значение A_T . Кроме того, сопротивление, рассчитанное по (11), очень чувствительно к выбору T_{c0} , так что изменение T_{c0} даже на 0,05 К сильно влияет на ρ :

$$\rho = \rho_{ff} + \rho_{ps} \quad (12)$$

Предполагается также, что T_{c0} не изменяется в приложенном магнитном поле.

Блэкстед [43] считает, что из-за неупорядоченности распределения кислорода в плоскостях $Cu-O$ наблюдаются разрывы, а между перекрывающимися участками смежных плоскостей формируется сеть ДП, параллельных оси c и создающих проводящие каналы между плоскостями. Причем самый слабый переход определяет критический ток всего канала. Под действием термофлуктуаций происходит относительное смещение фрагментов плоскостей $Cu-O$. Возмущение запиннированных на этих фрагментах вихрей приводит к изменяющейся со временем локальной разности фаз. Это обуславливает полевую зависимость сопротивления, не связанную с силой Лоренца.

Таким образом, вблизи T_c , ввиду большой роли термофлуктуаций, доминирующим механизмом потерь является процесс проскальзывания фазы, связанный с присущей ВТСП наногранулярностью, т.е. с наличием межплоскостных связей, модулируемых тепловыми фонами. Сопротивление течения потока, согласно [43], определяет потери внутри гранул, являясь доминирующим при более низких температурах (для $YBaCuO$ при $T \leq 85$ К [40]).

Выражение (12), где ρ_{ff} и ρ_{ps} определяются соответственно из (10) и (11), относится к сопротивлению на постоянном токе. Для измерения МВ отклика важно знать, как ведет себя R_s . В соответствии с [40] с учетом остаточного сопротивления $\rho_{00} \sim 2,5 \cdot 10^{-4} \rho_n$ имеем

$$R_s = \left[(\rho_{ff} + \rho_{ps} + \rho_{00})(\omega\mu/2) \right]^{1/2}, \quad (13)$$

где μ — магнитная проницаемость.

При изучении Дмитриевым с сотрудниками [44] влияния МВ поля на поведение ЦПФ обнаружено подавление (вплоть до полного) критического тока МВ облучением. В [44] установили, что в мостиках из керамики $YBaCuO$ под действием МВ облучения появляются дискретные образования, кратные токовым ЦПФ и получившие название «высокочастотные ЦПФ». Это подтверждается, в частности, корневой зависимостью отклика от мощности излучения, характерной для механизма образования ЦПФ; интересна также динамика ВЧ и токовых ЦПФ, наблюдавшаяся в [44]. При пропускании постоянного тока высокочастотный ЦПФ исчезал, а вместо него возникал токовый ЦПФ, что сопровождалось переходом образца в «невозмущенное» (нулевая мощность облучения $P_{\omega} = 0$) резистивноесостояние.

Основные особенности и условия реализации механизма:

в сверхпроводящих каналах, в которых возникают ЦПФ, ВАХ описывается уравнением (7);

зависимость сопротивления проскальзывания фазы от температуры, магнитного поля и тока смещения определяется уравнением (11). Этот механизм особенно наглядно проявляется в случае параллельной ориентации тока и магнитного поля вдоль оси c , так как в этом случае отсутствует вклад от течения потока. Ввиду термоактивационной природы процесса он особенно сильно проявляется вблизи T_c ;

сопротивление проскальзывания фазы не зависит от угла между током и магнитным полем; амплитуда отклика растет пропорционально корню квадратному из мощности облучения.

2.3. Разрушение пар «вихрь-антивихрь»

В литературе сообщается (см., например, [45]) о наблюдении неболометрического режима детектирования инфракрасного (ИК) излучения в тонких пленках ВТСП. Этот режим характеризуется аномально большой вольт-ваттной чувствительностью (ВВЧ) R_c , приближающейся к квантовому пределу

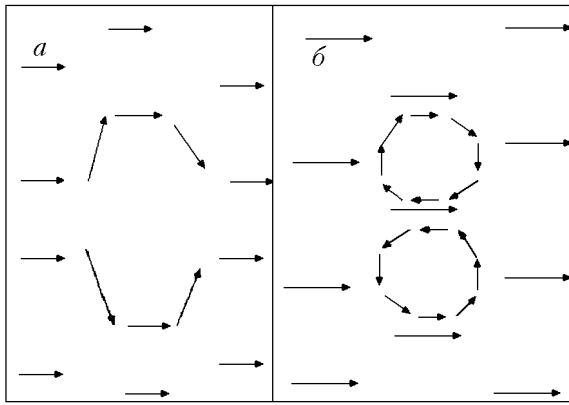


Рис. 4. Протекание тока вблизи зарождающейся пары «вихрь-антивихрь» при большом транспортном токе: общий ток (а); та же конфигурация с разделенными вихревыми токами (б) (из работы А. М. Kadin et al. [46]).

$R_v = 1/(2ev)$. Для объяснения этого эффекта Кадин и др. [46] предложили модель индуцированного фотонами распада вихревых пар, существующих в двумерных сверхпроводниках. Теория вихрей в двумерных сверхпроводниках [42] предполагает, что ниже T_c в сверхпроводнике существуют пары «вихрь-антивихрь» (В-АВ), которые при высоких температурах эффективно экранируют вихревое взаимодействие, приводя к появлению свободных вихрей. Последние под влиянием транспортного тока движутся, вызывая диссипацию энергии. При понижении температуры большинство вихревых пар «вымерзает», и при некоторой температуре T_{KT} происходит второй фазовый переход — переход Костерлица-Таулесса, сопровождающийся спариванием всех свободных вихрей. Ниже T_{KT} все вихри связаны в пары и диссипация, связанная с движением вихрей, отсутствует [46]. Образование вихревых пар происходит путем зарождения вихревого «керна» на масштабе порядка длины когерентности ξ с локально подавленным параметром порядка ($\Delta = 0$). Это может быть вызвано как термофлуктуациями, так и фотонами падающего излучения [47]. Если вихри пространственно разделены, т.е. не перекрываются, то циркулирующие вокруг керна токи становятся значительными, а вихри — стабильными. Энергия такой пары, разделенной расстоянием $r \gg \xi$, записывается в виде [47]

$$E_v = E_{v0} \ln(r/\xi) = \Phi_0^2 d / 2\pi\lambda_L^2 \ln(r/\xi). \quad (14)$$

Для двух близко расположенных вихрей минимальная энергия вихревой пары E_{v0} порядка энергии конденсации в двух вихревых ядрах.

Она, как правило, гораздо больше Δ . По уравнению (14) также определяется сила притяжения между вихрями, которая преодолевается силой Лоренца при протекании тока плотностью $J = E_{v0}/\Phi_0 r d$. Для $r = \xi$ плотность тока J приближается к плотности критического тока J_c , показывая, что вихревая пара может быть создана одним лишь током. Такая модель является двумерным обобщением модели образования ЦПФ в сверхпроводящей микрополоске [48]. Конфигурация тока вблизи зарождающейся вихревой пары показана на рис. 4. При $T < T_{KT} = E_{v0}/4k_B$ распаривание вихревой пары может быть вызвано током, приводя к нелинейной ВАХ вида $V \sim I^n$. В зависимости от температуры различают три режима ВАХ:

$$V(I) = \begin{cases} \sim (I - I_c)^n, & n > 3 \text{ при } T \ll T_{KT}, I > I_c, \\ \sim I^3 & \text{при } T = T_{KT}, \\ \sim I & \text{при } T > T_{KT} \text{ для малых } I. \end{cases} \quad (15)$$

Такая форма ВАХ обусловлена термоактивационными процессами, приводящими к нелинейному сопротивлению вида

$$R(J) \sim \exp\left(-\frac{E_v(J)}{2k_B T}\right) \approx (J/J_c)^{E_{v0}/2k_B T}. \quad (16)$$

Уравнение (16) справедливо при $J \leq J_c$. Для очень малых токов смещения сопротивление определяется выражением

$$R/R_{\max} = a \exp[-2(b/\tau)^{1/2}], \quad (17)$$

где $\tau = (T - T_{KT})/(T_{c0} - T)$; a и b — постоянные; R_{\max} — сопротивление выше T_{c0} .

Кадин и др. [46] предлагают следующий микроскопический механизм образования пар В-АВ при поглощении фотонов. Фотон с энергией $h\nu \gg 2\Delta$ поглощается в некоторой области (пятне) на поверхности двумерной пленки, создавая пару высоковозбужденных квазичастиц, которые за время порядка нескольких пикосекунд разрушают дополнительные куперовские пары и распределяют избыточную энергию среди большого числа квазичастиц. За время $\sim h/k_B T_{KT}$ эти квазичастицы диффундируют в глубь пленки на расстояние $\sim \xi$ и в этом слое подавляют щель в спектре Δ , а следовательно, и критический ток I_c . Если теперь в области пятна I_c меньше протекающего транспортного тока I , то это приведет к нестабильности и локальному коллапсу Δ , что заставляет экранирующий ток

закругляться вокруг этого «горячего пятна». Такой процесс аналогичен проскальзыванию фазы, индуцированному поглощением фотона, который дает дополнительную энергию, необходимую току для образования вихревой пары (см. рис. 4). В процессе дальнейшего диффундирования неравновесных квазичастиц в глубь пленки горячее пятно исчезает. Однако вихри продолжают двигаться перпендикулярно току, пока не достигнут краев пленки. Это приводит к возникновению магнитного потока Φ_0 через пленку, что эквивалентно интегральному импульсу напряжения; усредненная по времени ВВЧ $R_v = 1/(2ev)$.

Описанная модель, предложенная для однородного (на масштабе $\sim \xi$) двумерного сверхпроводника, пригодна и для описания 2D цепочки слабосвязанных ДП. Следует упомянуть, что эффективная глубина проникновения поля λ_{eff} , соответствующая слабым межгранульным токам, может быть очень большой. В такой пленке вероятно возникновение межгранульных вихрей с уменьшенной энергией нуклеации и соответственно с уменьшенной энергией распаривания вихрей. Это объясняет наблюдение перехода к распариванию вихрей и в упорядоченных цепочках переходов, и в гранулированных сверхпроводниках. Как только вихревая пара появляется, она ведет себя в основном так же, как и в однородной пленке. Для гранулированного сверхпроводника с размером гранул $\leq \xi$ фотон, поглощаемый внутри одной из гранул, подавляет Δ по всему объему пленки, понижая критические токи, связывающие ее с соседними гранулами. Это приводит к локальному отклонению тока (рис. 4,а) с последующим образованием вихревой пары (рис. 4,б). В сверхпроводниках же с большим размером гранул фотон, поглощаемый в центре гранулы, едва ли повлияет на межгранульные токи. В другом случае, если связь между гранулами недостаточно однородна, вихри образующейся пары не могут быть разделены протекающим током. В обоих случаях квантовая эффективность процесса значительно снижена, что объясняет большой разброс в экспериментально наблюдаемых значениях ВВЧ для гранулированных тонкопленочных ВТСП детекторов.

Несмотря на то что образование вихревой пары в этой модели происходит из-за локального нагрева, авторы [49] отмечают, что процесс неравновесный и, следовательно, свободен от недостатков болометрического детектирования. В

данном случае тотальный нагрев пленки очень мал, тогда как локальный может быть весьма велик. Кадин и др. [49] предполагают два возможных режима образования вихревых пар. Для $h\nu < \Delta$ происходит поглощение кванта с непосредственным рождением вихревой пары. Причем пара образуется в двух случаях: 1) если энергия кванта при данной температуре больше энергии нуклеации E_{v0} и 2) если суммарный ток $I_{\text{sum}} = I + I_{\omega}$ (где I — ток смещения, а I_{ω} — амплитуда переменного тока) превосходит критический ток I_c в течение времени, достаточного для зарождения вихря. Для $h\nu > \Delta$ сначала разрушаются куперовские пары, а затем вследствие локального нагрева происходит образование пары вихрей.

Время отклика в данной модели определяется скоростью движения флюксонов в направлении перпендикулярном приложенному току $v = J\Phi_0/\eta = J\rho_n 2\pi\xi^2/\Phi_0$, где η — вязкость вихрей из теории Бардина–Стефана, а ρ_n — удельное сопротивление в нормальном состоянии. При $J \sim J_c$, поскольку $J_c\rho_n \approx \Delta/e\xi$, получаем скорость $v \approx \Delta\xi/h$, которая приближается к фермиевской для чистого сверхпроводника $v_F = 10^7$ – 10^8 см/с. Для пленки шириной $w = 10$ мкм при $v_F = 10^7$ см/с получаем время отклика $t_R = 100$ пс. Что касается оптимизации чувствительности, то рабочая температура должна быть меньше T_{KT} , так как при более высоких T чувствительность будет ограничиваться фоновым напряжением, вызванным термоактивированными неспаренными вихрями и магнитным полем, индуцированным током [49]. Лучшим кандидатом на роль детектора является пленка с однородно связанными гранулами малых размеров, для которой инжекция вихрей с краев пленки понижена. В случае ВТСП поглощение фотона ведет к образованию вихревого кольца (трехмерного аналога 2D вихревой пары), которое под действием транспортного тока начинает расширяться и, достигая поверхностей пленки (нижней и верхней), разбивается на пару В-АВ, приводя к той же ВВЧ $R_v = \Phi_0/hv$. В одномерном случае (длинная проволока с поперечными размерами $\sim \xi$) поглощение фотона ведет к образованию ЦПФ, вызывающего появление ступеньки напряжения [46]. Для одномерного случая поглощение фотона может сопровождаться возникновением более чем одного ЦПФ, что приводит к увеличению чувствительности ниже квантового предела. Во всех других случаях для пленки, смещенной вблизи J_c , чувствительность ограничена

квантовым пределом, так как разрушение сверхпроводимости посредством поглощения фотона всегда связано с некоторым родом проскальзывания фазы или вихревым процессом, для которых квант магнитного потока является характеристической величиной.

В работе [50] исследовался отклик гранулированных пленок NbN (размер гранул порядка толщины пленки) толщиной 10 нм на подложках из Si на оптическое излучение с длинами волн $\Lambda = 632$ и 670 нм и частотой модуляции соответственно до 3,7 кГц и больше 100 кГц. Из пленок изготавливались структуры типа меандра с постоянной площадью 10^{-4} см² (5×200 мкм, 10×100 мкм и т.д.). Ниже T_c авторами [50] наблюдался медленный болометрический отклик, вызванный нагревом образца вместе с подложкой. Оказалось, что излучение с длиной волны ≤ 1 мкм хорошо поглощается и возбуждает носители в Si. Когда пленка NbN смещена в область высокого дифференциального сопротивления, возникает эффект частичного шунтирования отклика сверхпроводника проводящей подложкой Si. При этом отклик становится отрицательным, т.е. амплитуда отклика уменьшается с ростом мощности облучения. В то время как при непрерывном облучении общий отклик положителен, увеличение частоты модуляции приводило к смене медленного положительного на быстрый отрицательный сигнал. При высоких частотах модуляции медленный болометрический отклик не успевал «догонять» отрицательную шунтирующую составляющую, так что в целом отклик был негативным. В отсутствие тока смещения, когда лазерный луч центрировался в области меандра, наблюдался быстрый отклик, не зависящий от частоты модуляции f_{mod} вплоть до 100 кГц, что авторы связывают с фотоэлектрическим эффектом на границе между NbN и Si. Фотоэлектрический эффект не наблюдался при оптимизации быстрой положительной компоненты путем надлежащего выбора положения лазерного луча.

В работе исследовался постоянный и переменный отклик в функции тока смещения I_b и температуры при $I_b < I_c$ и $T < T_c$. Измерения показали, что зависимости откликов δV_{ac} от $(\delta V/\delta T)_I$ существенно нелинейны, особенно при наложении слабого постоянного магнитного поля (до 100 Э). Нелинейная часть зависимости наблюдалась при I_b , соответствующих самому высокому дифференциальному сопротивлению, следовательно, шунтирующее влияние подложки

при этом было максимальным. Из измерений $(\delta V/\delta T)_{I_b}$ при малых I_b авторы делают оценку эффективного нагрева образца $\delta T_{\text{eff}} \sim 150$ мК. Максимальная ВВЧ R_v наблюдалась при токах близких к I_b и составляла 125 В/Вт. Теоретическая оценка величины эффективного нагрева в предположении, что позитивный отклик связан только с болометрическим эффектом, составляет 1–11 мК, что значительно меньше экспериментального значения. Рассматриваются два неравновесных механизма, которые могут быть ответственны за наблюдаемый отклик — эффект электронного разогрева и механизм кинетической индуктивности. Первый из них дает слишком малое $\delta T_{\text{eff}} \sim 1$ мК, а кроме того, заниженное значение для ВВЧ. Авторы предполагают, что фотофлюксонная модель образования вихревых пар может объяснить обнаруженный отклик, однако предсказываемое ею значение $R_v \sim 10^4$ В/Вт заметно превышает экспериментально наблюдаемое (125 В/Вт). Для более четкой дифференциации механизмов в работе [9], чтобы избежать эффекта возбуждения фотоносителей в Si и исключить шунтирование отклика подложкой, использовали источник излучения с большей длиной волны — диодный лазер с $\Lambda = 1300$ нм. В отсутствие тока смещения наблюдался отклик с ВВЧ ~ 20 В/Вт для двух длин волн облучения 670 и 1300 нм. При центрировании луча на меандре возникал позитивный отклик, сохранявшийся с повышением f_{mod} до 1 МГц и связываемый авторами с нагревом пленки NbN относительно подложки. Амплитуда отклика линейно изменялась с интенсивностью излучения, причем модулируемый сигнал отклика оставался чисто синусоидальным без присутствия гармоник. Оценка ВВЧ для быстрого отклика дает величину ~ 1500 В/Вт. Максимально возможный нагрев образца не превышал 2 мК.

Из измерений зависимости отклика от тока смещения и ВАХ при различных температурах было оценено сопротивление тепловой границы между пленкой и подложкой $R_{\text{eff}}^{(T)}$. Оказалось, что вблизи перехода $R_{\text{eff}}^{(T)}$ сильно зависело от I_b , в то время как для чисто теплового эффекта $R_{\text{eff}}^{(T)}$ не должно зависеть от тока и заметно зависеть от температуры. Сравнение эксперимента с моделью горячих пятен [51] показало хорошее согласие для температурной зависимости $R_{\text{eff}}^{(T)}$ вблизи перехода, тогда как в глубоком сверхпроводящем состоянии модель дает заниженное значение $R_{\text{eff}}^{(T)}$. Причем расчеты [9] показывают, что термосопротивление $R_{\text{eph}}^{(T)}$, обусловленное

конечностью времени τ_{epH} передачи энергии от электронов к фононам пленки, вносит определяющий вклад во временные характеристики отклика по сравнению с термосопротивлением Капицы R_K , обусловленным конечностью времени передачи энергии от фононов пленки к фононам подложки.

Поскольку оценки величины теплопроводности, используемой в модели, включают эффект электронного разогрева, а величина $(\partial V/\partial T)_{I_b}$ (также используемая в модели) учитывает тепловые эффекты из-за межгранульных слабых связей, авторы отрицают возможность привлечения этих эффектов для объяснения отклика. Оценки амплитуды отклика для механизма изменения кинетической индуктивности также дают заниженное значение (0,04 мкВ из расчета и 100 мкВ из эксперимента). В то же время экспериментально определенное время отклика ~ 1 нс по порядку величины совпадает с оценками, сделанными в рамках фотофлюксонной модели. Для однозначного ответа о применимости фотофлюксонной модели необходимо проведение экспериментов с субнаносекундным разрешением и определение зависимости времени отклика от толщины пленки, которая должна быть линейной [9].

Основные особенности и условия реализации механизма:

зависимость сопротивления, связанного с распадом пары В-АВ, от температуры и тока смещения I определяется в (16) и (17);

при разных температурах и токах смещения ВАХ описывается выражением (15);

предельная чувствительность, присущая данному механизму, равна Φ_0/hv ;

время отклика для $v_F = 10^7$ см/с и ширины пленки $w = 10$ мкм составляет ~ 100 пс;

повышение чувствительности вплоть до квантового предела достигается уменьшением рабочей температуры ниже T_{KT} и выбором пленки, состоящей из однородно связанных гранул малого размера.

2.4. Обратный нестационарный эффект Джозефсона

Впервые возникновение постоянного напряжения на ДП из НТСП под действием МВ излучения наблюдали Ландженберг и др. [52]. Это явление получило название обратного нестационарного эффекта Джозефсона и послужило толчком для исследования возможности использования ДП в качестве детекторов ЭМИ. После открытия ВТСП появился ряд работ [53–56], в которых наблю-

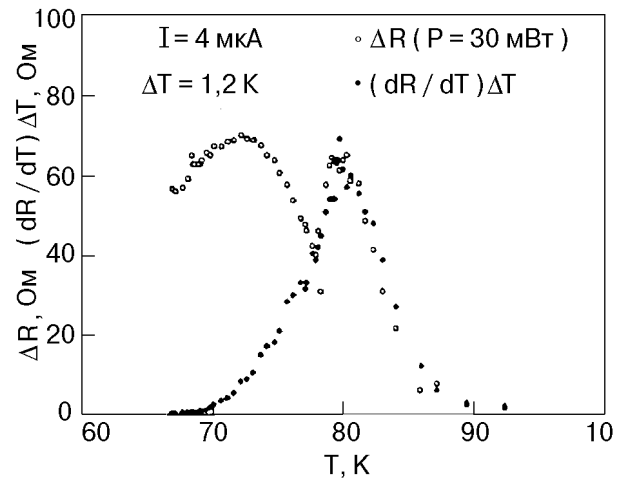


Рис. 5. Температурные зависимости отклика ΔR и производной dR/dT , умноженной на константу $\Delta T = 1,2$ К, для пленки YBaCuO (из работы К. Chang et al. [54]).

даемый неболометрический отклик ВТСП трактовался как модуляция параметров слабых связей (критического тока, фазы параметра порядка и т.п.) наведенным ВЧ током.

В [53] исследовались керамические образцы YBaCuO в виде прямоугольных стержней, которые помещались в резонатор ЭПР спектрометра. Индуцированное в образце МВ излучением (9,42 ГГц) напряжение измеряли в функции температуры T , постоянного поля H и мощности облучения P_ω . Обнаружено, что магнитное поле подавляет отклик при любой полярности включения. Амплитуда отклика ΔV возрастала при понижении T и увеличении P_ω . Зависимость $\Delta V(P_\omega)$ была линейной в интервале P_ω от 1 до 100 мВт при низких (~ 31 К) и высоких (~ 81 К) температурах. В промежуточной области температур (50–70 К) наблюдалось слабое насыщение зависимости $\Delta V(P_\omega)$ при $P_\omega \sim 20$ –30 мВт. Авторы связывают механизм отклика с движением джозефсоновских вихрей, образующихся в слабых связях, под действием силы Лоренца со стороны транспортного тока.

Чанг и др. [54] исследовали гранулярные пленки YBaCuO в виде Н-структуры. Пленка Н-формы помещалась в прямоугольный волновод таким образом, чтобы электрическое поле E_ω было параллельно перешейку, а магнитное поле H_ω — перпендикулярно плоскости Н-структуры. Такая геометрия эксперимента позволяет реализовать оптимальную связь с H_ω и не допускает взаимодействия с электрической компонентой, что позволяет избежать обычных эффектов выпрямления, не зависящих от физики

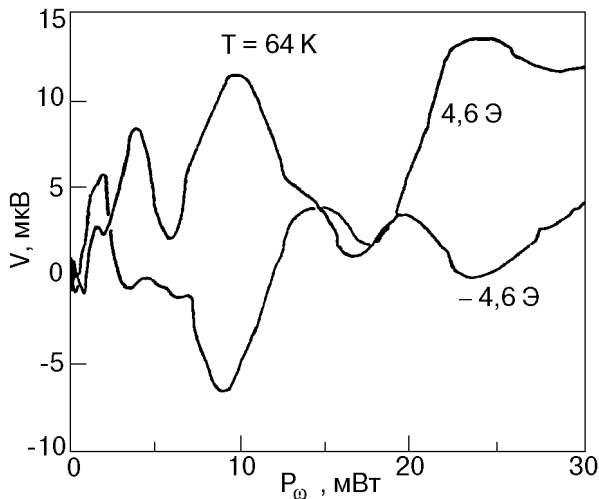


Рис. 6. Зависимость индуцированного микроволновым излучением напряжения V от микроволновой мощности для пленки $YBaCuO$ без постоянного смещения для двух различных направлений постоянного магнитного поля при $T = 64$ К (из работы К. Chang et al. [54]).

ВТСП. В перешейке H -структуры реализуется квазиоднородная цепочка ДП, для которой, в отличие от хаотически ориентированной 3D цепочки, зависимость ΔV от H (или от H_ω) строго периодична, так как слабые связи реагируют на излучение синхронно. В [54] обнаружили, что на температурной зависимости отклика $\Delta R = R(P_\omega) - R(0)$ имеются два пика (рис. 5). При этом высокотемпературный максимум хорошо описывается выражением

$$\Delta R = (dR/dT)\Delta T, \quad (18)$$

свойственным болометрическому механизму. Низкотемпературный пик отклика находится в хвосте резистивного перехода, где $dR/dT \rightarrow 0$ и, очевидно, имеет нетепловую природу. Зависимость от МВ мощности ($P_\omega^{\max} \sim 30$ мВт) в области высокотемпературного пика линейна, что подтверждает болометрический характер отклика, а в области температур, где наблюдался неболометрический отклик, $\Delta R \propto \lg(P_\omega)$. Согласно [54], в длинном ДП (даже в отсутствие магнитного поля) возникающая при МВ облучении временная вариация фазы параметра порядка ϕ приводит к образованию вихрей, которые могут двигаться под действием постоянного транспортного тока. При этом амплитуда отклика ΔV пропорциональна числу ДП, синхронно реагирующих на излучение при данном I_b . Обнаружено, что неболометрический пик отклика увеличивается и сдвигается в сторону низких температур как при увеличении тока смещения, так и МВ мощности. Отклик

появляется при условии $I_b > I_c$. Чанг и др. [54] утверждают, что предложенный ими механизм индуцированного движения вихрей вызывает отклик, аналогичный наблюдаемому при диссоциации пар В-АВ при переходе Костерлица-Таулесса [45]. Однако при данном механизме вблизи T_c ВАХ линейна ($V \sim I$), тогда как при распаде вихревых пар $V \sim I^3$. Кроме того, осциллирующие зависимости ΔV от P_ω при $H = \text{const}$ (рис. 6) и от H при $P_\omega = \text{const}$. Однозначно свидетельствуют в пользу джозефсоновского механизма отклика, при этом вихри, рожденные слабым магнитным полем, движутся под действием наведенного МВ тока, что приводит к осцилляциям напряжения.

Гэллоп и др. [55] наблюдали зависимость дифференциального сопротивления dV/dI пленок из $YBaCuO$ и $BiSrCaCuO$ на подложке MgO от напряжения смещения V_b при воздействии МВ излучения (~ 10 мВт) частотой 8–20 ГГц. Разница дифференциальных сопротивлений при облучении и без него имеет периодический осциллирующий характер с максимумами при $V_b = n\Phi_0 v$, где n — целое число; v — частота излучения. Предполагается, что флюксовая решетка, присутствующая в $YBaCuO$ при низких температурах, двигается под действием ВЧ тока, что по закону Фарадея приводит к появлению напряжения $V = d\Phi/dT = mv(I_b)\Phi_0$ (m — плотность флюксонов на единицу площади; $v(I_b)$ — скорость флюксонов, сильно зависящая от I_b). При этом движение потока синхронизируется с приложенным МВ напряжением в пределах ограниченного диапазона V_b , так что скорость прохождения флюксонов через сверхпроводящую микрополоску $dN/dt = nv$. Тогда падение напряжения на пленке в этом синхронизированном состоянии равно $V = \Phi_0(dN/dt) = n\Phi_0 v$. Это условие аналогично условию образования ступеньки Шапиро в одиночном ДП.

Буне и др. [56] также исследовали отклик пленок из $YBaCuO$ в виде полосок размерами 2000×600 мкм и толщиной 1,3–2 мкм на импульсное МВ излучение частотой 9 ГГц. В районе резистивного «хвоста» обнаружен отклик, который растет с увеличением I_b и МВ мощности ($P_\omega^{\max} \sim 100$ мВт). Оказалось, что амплитуда отклика не зависит от частоты модуляции, что характерно для неболометрического отклика. Шумовое напряжение, измеряемое с помощью синхронного детектора (в отсутствие облучения) так же, как и сам отклик, имело максимум в районе резистивного хвоста. По измерению шума оце-

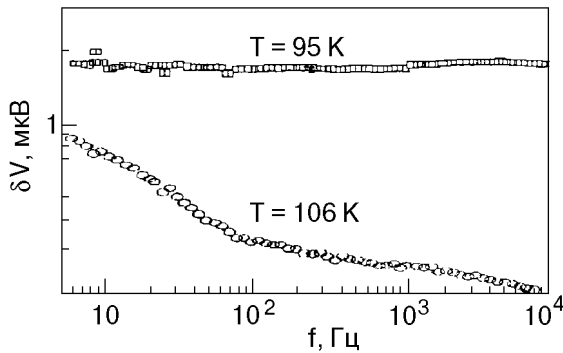


Рис. 7. Фотоотклик тонкой пленки BiSrCaCuO в зависимости от частоты модуляции для болометрической ($T = 106$ К) и неболометрической ($T = 95$ К) компонент, $I = 1$ мА, $P = 2,5$ мВт/см (из работы L. Ngo Phong и T. Shih [62]).

нена эквивалентная мощность шума $P_{eq} \sim 6 \cdot 10^{-10}$ Вт/ $\sqrt{\text{Гц}}$, ВВЧ была около 136 В/Вт. Среди возможных механизмов отклика обсуждается индуцированное излучением течение потока в пределах межгранульных слабых связей. Не исключаются также механизмы диссоциации пар В-АВ [45], фотоиндуцированного крипа потока [17] и синхронизации флюксонной решетки с МВ полем [55].

Хаггард и др. [57] изучали отклик тонкопленочных мостиков из BiSrCaCuO на импульсное ($\tau = 65$ нс) ИК излучение ($\lambda = 447$ мкм) с частотой повторения 165 Гц. Обнаруженное уширение спадающей части выходного импульса по сравнению с входным объясняется нелинейностью отклика. С увеличением I_b максимум отклика, приходящийся на конец резистивного хвоста, сдвигался к низким температурам вплоть до полного исчезновения отклика при $I_b > 100$ мкА. Амплитуда отклика при больших мощностях пропорциональна $\sqrt{P_\omega}$, а при малых мощностях прямо пропорциональна P_ω . Для двух вышеупомянутых режимов оценки эквивалентной мощности шумов и ВВЧ дали следующие результаты: $P_{eq} = 5 \cdot 10^{-9}$ Вт/ $\sqrt{\text{Гц}}$, $R_v = 0,6$ В/Вт (1 мВт $< P_\omega < 50$ мВт) и $P_{eq} = 3 \cdot 10^{-12}$ Вт/ $\sqrt{\text{Гц}}$, $R_v = 1,2 \cdot 10^{-2}$ В/Вт ($0 < P_\omega < 1$ мВт). Все оценки проводились для полосы детектирования 50 МГц. При этом Хаггард и др. исключают болометрическую природу отклика, так как, согласно работе [59], критический ток не зависит от температуры при $T < T_c/3$, а в [57] наблюдали отклик при $T = 17$ К $\ll T_c/3$ ($T_c \sim 85$ К).

Компьютерное моделирование [58] показало, что для частот $h\nu \ll 2\Delta$ и $I_\omega/I_0 < 1$ максимальный бездиссипативный ток $I_c = I_0[1 - \gamma I_\omega]$, где γ — постоянная; I_ω —

амплитуда тока, индуцированного излучением; I_0 — характерный разброс критических токов ДП, из которых состоит мостик. В рабочей точке с дифференциальным сопротивлением $\delta V/\delta I = R$ напряжение на переходе удовлетворяет уравнению

$$V = \gamma I_0 R I_\omega, \quad (19)$$

или $V \sim \sqrt{P_\omega}$. Для $I_\omega \ll I_0$, согласно [59], ожидается линейная зависимость от P_ω . Таким образом, в [57] показано, что отклик мостика на ИК излучение хорошо описывается моделью одиночного ДП с заменой I_c на некое эффективное значение I_0 . Это подтверждает гипотезу о синхронном реагировании слабых связей на ЭМИ [60].

Шнайдер и др. [61] изучали частотную зависимость отклика микромостиков из пленок BiSrCaCuO в диапазоне частот (10–1 000) см $^{-1}$. Для частот от 10 до 100 см $^{-1}$ был выявлен только неболометрический отклик с постоянной времени $\tau \sim 4$ нс и зависимостью $\Delta V \sim P^{1/2}$ в диапазоне от 3 до 30 мВт. Для частоты 939 см $^{-1}$, кроме нетепловой компоненты, вблизи T_c наблюдается также болометрический отклик. При $P_\omega < 1$ мВт обе компоненты линейно зависели от мощности. При этом для $\omega < 100$ см $^{-1}$ амплитуда отклика $\Delta V \sim \sqrt{P_\omega}$, тогда как для $\omega = 939$ см $^{-1}$ она пропорциональна P_ω . Частотная зависимость отклика в диапазоне от 10 до 1 000 см $^{-1}$ хорошо описывается степенным законом с показателем степени 2,3. Полученные результаты подтверждают джозефсоновский характер неболометрического

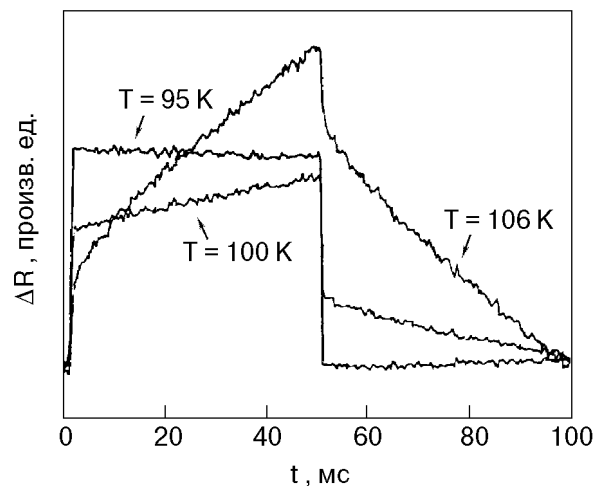


Рис. 8. Переходный отклик ΔR тонкой пленки YBaCuO, индуцированный МВ ($\lambda = 5$ мм) импульсным излучением при различных температурах вблизи T_c , $I = 1$ мА, $f_{mod} = 10$ Гц, $P = 2,5$ мВт/см 2 (из работы L. Ngo Phong и T. Shih [62]).

отклика и исключают неравновесные механизмы, связанные с разогревом электронов и горячими пятнами, при которых наблюдается линейная зависимость от мощности.

Нго Фонг и Ших [62] проводили измерения отклика полосковых структур из гранулированных пленок BiSrCaCuO на пятимиллиметровое излучение. Отклик имел высокотемпературную болометрическую и низкотемпературную нетепловую составляющие. Нагрев вблизи T_c оценивался $\sim 0,3$ мК. С увеличением I_b наблюдалась типичная для обеих компонент динамика: высокотемпературная компонента отклика линейно возрастала и оставалась при той же температуре, тогда как низкотемпературная росла нелинейно, насыщаясь при больших I_b , и смещалась к низким температурам. В зависимости от частоты модуляции высокотемпературная компонента резко уменьшалась в диапазоне $0 < f_{\text{mod}} < 100$ Гц и затем более плавно спадала вплоть до 10 кГц. В то же время низкотемпературная компонента почти не зависела от f_{mod} (рис. 7). Изучалась также трансформация МВ импульса ($\tau \sim 50$ нс) после взаимодействия с образцом при трех температурах (см. рис. 8). В области низкотемпературной компоненты форма выходного импульса в точности повторяла входной, демонстрируя малое время отклика (передний фронт < 250 нс). Высокотемпературная компонента характеризовалась «смазанным» выходным импульсом, несимметричным по форме (времена нарастания и спада ~ 1 мс и ~ 20 мс соответственно). При промежуточной температуре крутизна переднего фронта выходного импульса изменялась со временем, что свидетельствует о наличии как тепловой, так и нетепловой составляющих в отклике. С уменьшением степени гранулированности образцов снижалась амплитуда нетепловой составляющей и для пленок с $J_c \sim 10^5$ А/см² при 77 К неболометрический отклик исчезал. Оценки ВВЧ и детектирующей способности D^* в неболометрическом режиме дали значения $R_v = 10$ В/В и $D^* = 1,1 \cdot 10^8$ см·Гц^{1/2}/Вт. Для обеих компонент зависимости от мощности оказались линейными. Зависимость вида $\Delta V \sim P_{\omega}^{1/2}$, характерная для ДП при больших мощностях [59], не наблюдалась, так как большие уровни мощности были недоступны. Наконец, исследования температурной зависимости оптического ($\Lambda \sim 1,06$ мкм и $\Lambda \sim 1,56$ мкм) и МВ ($\Lambda \sim 5$ мм) откликов в одном и том же образце показали, что для $h\nu > 2\Delta$ остается лишь

болометрическая компонента. Подчеркивается, что джозефсоновский режим детектирования, таким образом, характерен только при $h\nu < 2\Delta$.

Недавно Шнайдер и др. [3] исследовали отклик микрополосок из пленок BiSrCaCuO на подложках из MgO на импульсное (~ 80 мкс) ИК излучение ($\Lambda \sim 0,5$ мм) в постоянном магнитном поле до 8 Тл. Зависимость отклика от магнитного поля определяется зависимостью критического тока от B для одиночного прямоугольного ДП толщиной $d \ll \lambda_L$ и длиной l в перпендикулярном магнитном поле:

$$I_c(B) = I_c(0) \left| \frac{\sin(\pi(\Phi/\Phi_0))}{\pi(\Phi/\Phi_0)} \right|. \quad (20)$$

Из-за разброса параметров слабых связей интерференционная картина будет смазываться. В работе продемонстрировано, что для I_b от 2 до 100 мкА в диапазоне полей $1 \text{ мТл} < B < 50 \text{ мТл}$, согласно (20), магнитное поле, в зависимости от соотношения I_b и I_c , может как подавлять ($I_b > I_c$), так и стимулировать ($I_b < I_c$) отклик. Поскольку $I_c(B)$ зависит от длины перехода, авторы смогли оценить характерный размер переходов ($l_j \approx 0,5$ мкм). При $B < 50$ мТл в зависимости $\Delta V(B)$ наблюдается ненулевое плато, которое авторы объясняют наличием слабых связей нанометрического масштаба с гораздо большим I_c , «погруженных» в межзеренные границы. Характерный размер этих «сильных» слабых связей, оцененный по периоду дифракционной картины, составляет $l_a \leq 1$ нм. В зависимости отклика от H имеется также гистерезис (эффекты памяти), и для $I_c > 20$ мкА даже после выключения магнитного поля отклик остается подавленным. Это может быть связано с захватом потока в сети гранул и с наличием слабых связей с высоким I_c , формирующих барьер против выхода вихрей. Но захват в самих гранулах авторами исключается, так как он должен уменьшать межгранульное поле и приводить к стимуляции, а не к подавлению отклика.

В 1995 г. Айри и Ойа [63] исследовали отклик монокристаллов BSCCO размерами от 1×1 до 3×5 мм и толщиной 0,1–0,2 мм на МВ (8–10 ГГц) излучение. При измерении отклика по четырехзондовому методу вдоль оси с обнаружено, что ВАХ облученного образца содержит множественные резистивные ветви, которые авторы объясняют присутствием в монокристалле межплоскостных цепочек последовательно соединенных ДП SIS-типа. При $I_b > I_c^{\text{min}}$ возникает напряжение на самом слабом

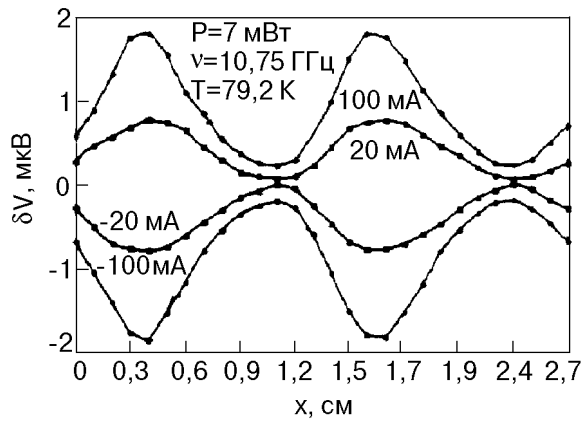


Рис. 9. Индуцированное микрополновым облучением постоянное напряжение δV в зависимости от положения образца в режиме большого тока (из работы D. C. Ling et al. [64]).

переходе, а при дальнейшем росте I_b появляется N скачков на ВАХ, соответствующих переходу в резистивное состояние N джозефсоновских переходов. При малых уровнях мощности облучения ступеньки на ВАХ удовлетворяют соотношению $V_n = mn\nu/2e$, где m — число синхронизированных переходов; n — целое число (номер ступеньки), а форма ВАХ похожа на характеристику одиночного ДП. При большой интенсивности излучения, когда частота сигнала совпадает с одной из объемных мод резонатора, ВАХ сильно видоизменяется. Появляются ступеньки, соответствующие синхронизации флюксонов с МВ излучением. Наконец, при больших мощностях, когда МВ частота не совпадает с модами резонатора, не происходит синхронизации вихрей с внешним излучением. В этом случае режим течения потока может доминировать над джозефсоновскими свойствами перехода, что также подтверждается зависимостью высоты ступенек по напряжению от мощности, имеющей вид $V_n \sim P_\omega^{1/2}$. При этом ни напряжение появления ступенек V_p , ни амплитуда I_p ступеньки не зависят от частоты при 8–10 ГГц. Ступеньки в данном случае очень размыты (уширены) из-за того, что движение флюксонов не привязывается к резонансным модам, а облучение играет роль триггера, управляющего входением вихрей в переход.

В работе [64] четырехточечным методом исследовался отклик монокристаллов YBaCuO на МВ излучение (8–12 ГГц) при пропускании или отсутствии постоянного измерительного тока вдоль оси c . Образец располагался у конца волновода таким образом, чтобы МВ поля H_ω и E_ω были параллельны соответственно плоскости (ab) и оси c . Скользящий короткозамыкатель,

расположенный на конце волновода, позволял регулировать положение максимумов электрического и магнитного полей относительно образца.

Зависимость отклика от тока смещения в нормальном состоянии ($T = 94$ К) при различных мощностях облучения (от 1 до 7 мВт) была линейной с отрицательным наклоном, обусловленным тем, что сопротивление в нормальном состоянии вдоль оси c изменяется $\sim 1/T$. В сверхпроводящем состоянии зависимость отклика от I_b имеет вид кривой с максимумом, смещающимся в сторону меньших токов с ростом мощности P_ω . Причем отклик имеет положительную полярность и амплитуду на два порядка больше, чем в нормальном состоянии. В то же время ток, соответствующий максимуму отклика, совпадает по величине с критическим током. Зависимость отклика вдоль оси c от положения образца x демонстрирует биполярное осциллирующее поведение с периодичностью $1/2$ длины волны в волноводе. Частотная зависимость отклика в диапазоне 8–12 ГГц также имеет осцилляционный характер. Это исключает процесс выпрямления и дифференциального нагрева, возникающего из-за неоднородности образца, в качестве возможных причин отклика. С другой стороны, такое поведение согласуется с обычным нестационарным эффектом Джозефсона, при котором индуцированное напряжение изменяется как функция Бесселя. Если для случая $I_b = 0$ не было замечено корреляции между максимумами ΔV и компонентами E_ω и H_ω МВ поля, то с ростом I_b наблюдался четко выраженный сдвиг осцилляционных пиков к максимумам магнитного поля H_ω ; высота пиков нарастала в направлении тока смещения, и при больших I_b (> 20 мА) полярность пиков строго определялась полярностью тока смещения (рис. 9). Авторы [64] связывают наблюдаемый отклик с присутствием в YBaCuO собственных джозефсоновских переходов в направлении оси c , в которых под действием МВ излучения возникают пары джозефсоновских вихрей и антивихрей. Если $I_b \neq 0$, то образовавшаяся пара вихрей разносится током в разные стороны, приводя к появлению на образце напряжения с полярностью, совпадающей с полярностью I_b . При этом для $I_b \neq 0$ максимумы отклика должны совпадать с максимумами H_ω , а полярность — с полярностью I_b .

При $I_b = 0$ движение вихрей происходит под действием МВ электрического поля E_ω ,

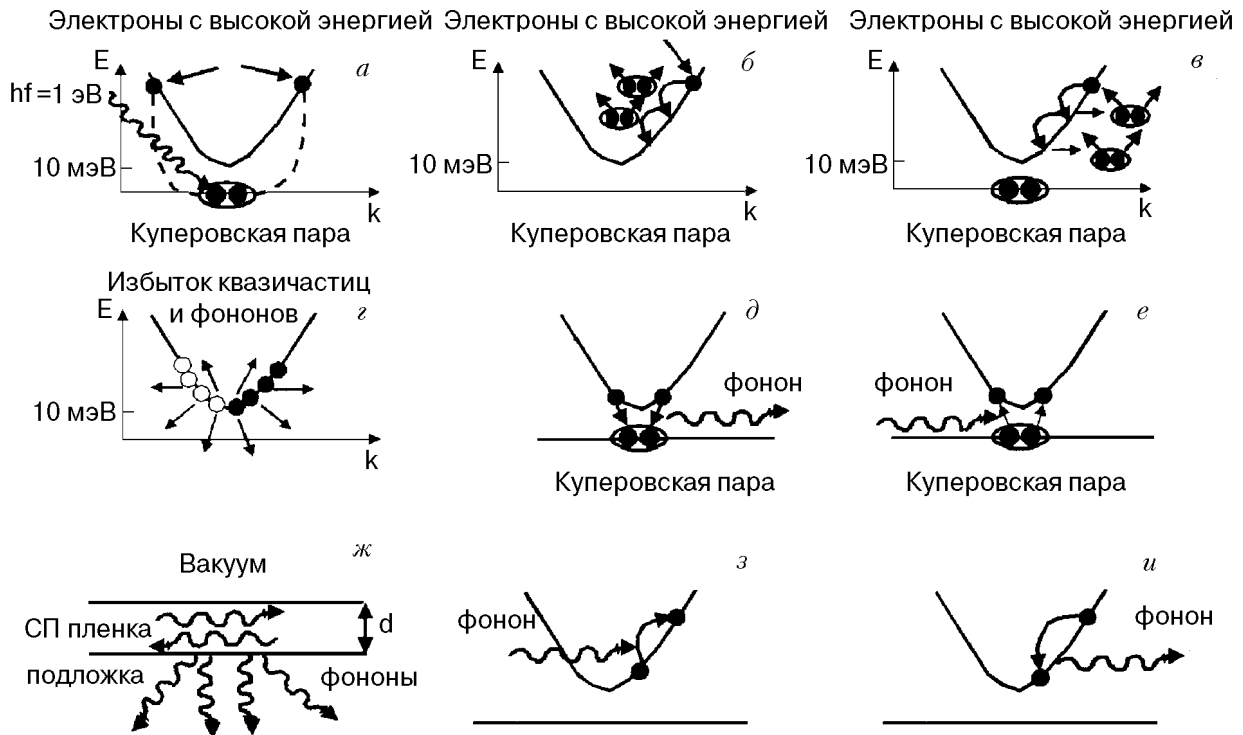


Рис. 10. Процессы взаимодействия между фотонами, квазичастицами и фононами в сверхпроводниках (из работы А. Gilbert [65]).

смещенного по фазе на θ относительно H_ω из-за различных фазовых соотношений для H_ω и E_ω на джозефсоновском переходе. Результирующая картина $\Delta V(x)$ будет зависеть от θ с максимумами, отстающими друг от друга на $\Lambda/2$. Полярность будет меняться с изменением положения x образца и может быть как чисто положительной, так и отрицательной при $\theta = \pm \pi/2$.

Основные особенности и условия реализации механизма:

- наличие пика на температурной зависимости отклика при температурах гораздо более низких, чем максимум болометрического отклика;
- смещение пика болометрического отклика к низким температурам и нелинейное (с насыщением) увеличение его амплитуды с ростом тока смещения;
- линейная ВАХ мостика из ВТСП вблизи температуры максимума отклика;
- независимость отклика от частоты модуляции;
- возрастание амплитуды отклика с увеличением степени гранулированности образцов;
- уменьшение амплитуды отклика с частотой излучения примерно как $\sim \omega^{2,3}$;
- линейная и корневая зависимость от мощности излучения для больших и малых уровней мощности соответственно;
- стимулирование отклика слабым магнитным полем при $I_b < I_c$ и подавление при $I_b > I_c$;

2.5. Неравновесное разрушение куперовских пар

Свойства сверхпроводника ниже T_c очень чувствительны к таким внешним возбуждениям, как электроны, фононы, фотоны и т.п. [65]. В случае МВ частот, для которых $h\nu < 2\Delta$, куперовские пары не могут быть разрушены и поглощение фотона сводится к перераспределению квазичастиц по энергиям, что при определенных условиях может приводить к стимуляции сверхпроводимости из-за увеличения

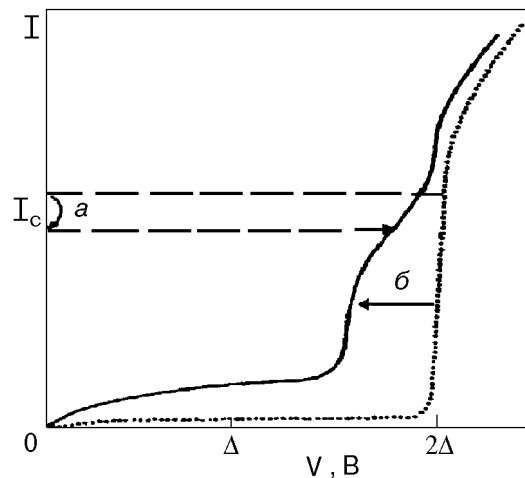


Рис. 11. Типичные ВАХ джозефсоновского туннельного перехода. Сплошная и пунктирная линии – ВАХ соответственно при облучении (а) и без него (б) (из работы А.

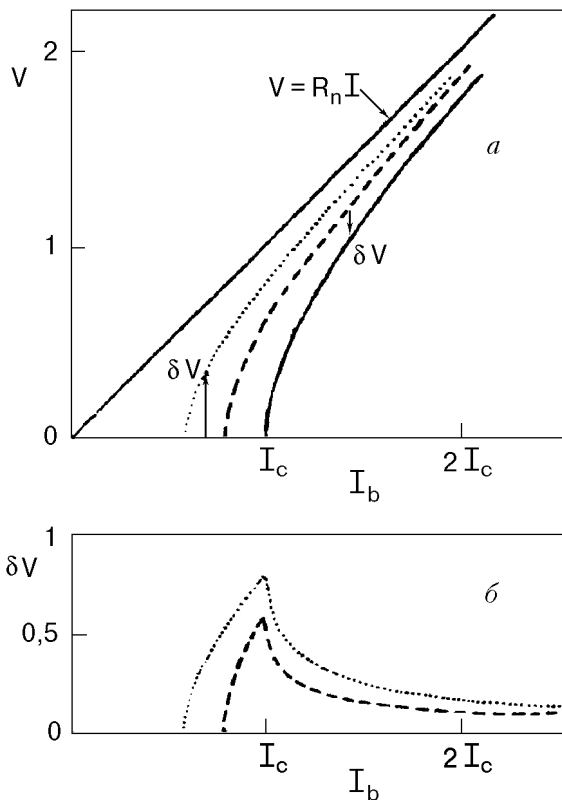


Рис. 12. Воздействие излучения на слабую связь: сплошная линия – ВАХ без облучения, пунктир и точки – при облучении (а); зависимость сдвига напряжения δV для двух характеристик $V(I)$ (точки и пунктир) от тока смещения I_b (б) (из работы А. Gilabert [65]).

щели [66,67]. Разрушение же куперовских пар возможно при взаимодействии сверхпроводника с ЭМИ, квант энергии которого $h\nu > 2\Delta$ (свет, ИК излучение). Оптические фотоны имеют энергию порядка нескольких эВ, тогда как энергия щели для типичных ВТСП составляет несколько десятков мэВ (например, для YBaCuO щель $2\Delta \approx 30$ мэВ).

Процесс взаимодействия между оптическим излучением и сверхпроводником представлен на диаграммах рис. 10 [65]. Фотоны, падающие на сверхпроводник, разрушают куперовские пары и рождают квазичастицы с энергиями $E \gg 2\Delta$ (рис. 10,а). Электроны с такими высокими энергиями очень быстро релаксируют (посредством электрон-электронных и электрон-фононных столкновений) в состояния с энергиями в диапазоне энергии щели (рис. 10,б и в). При поглощении фотона за очень короткий промежуток времени возникает большое число избыточных квазичастиц и фононов в диапазоне энергетической щели (рис. 10,з). Возбужденные квазичастицы рекомбинируют с созданием куперовских пар и эмиссией фононов (рис. 10,д).

Разрушение пар фононами с $E > 2\Delta$ происходит за характерное время τ_B (рис. 10,е). За время τ_{es} фононы из пленки уходят в подложку (рис. 10,ж). Существуют также другие процессы со своими характерными временами, такие как рассеяние возбужденных квазичастиц с поглощением (рис. 10,з) или испусканием (рис. 10,у) фонона. Время энергетической релаксации электронов посредством электрон-фононного взаимодействия является важным параметром, характеризующим силу этого взаимодействия.

Неравновесные эффекты в ВТСП в основном наблюдаются в структурах с джозефсоновскими свойствами (мостики, переходы на краевых ступеньках и бикристаллических подложках). Несмотря на значительные технологические трудности, связанные с малой длиной ξ в ВТСП, уже сейчас путем различных искусственных приемов удается получать достаточно воспроизводимые по своим свойствам джозефсоновские структуры, например переходы на краевых ступеньках. Иногда область слабой связи в таких структурах покрывают фотопроводящим слоем (обычно CdS) для увеличения чувствительности детектора и предотвращения деградации образца [65].

Еномото и др. [68] исследовали отклик тонких ($\sim 0,2$ мкм) пленок ВаРbВiО ($T_c = 13$ К) на ИК излучение. Известно, что критический ток ДП определяется соотношением Амбегаокара–Баратова $I_c = \pi\Delta/(2eR) \text{th}(\Delta/2k_B T)$ и при $T \ll T_c$ имеем $I_c \approx \pi\Delta/2eR$. При облучении сверхпроводника происходит изменение критического тока $\delta I_c = (\pi\delta\Delta)/2eR$, где изменение энергетической щели связано с числом избыточных квазичастиц соотношением $\delta\Delta = \delta n/N(0)$. Таким образом, зная изменение критического тока, можно определить изменение энергетической щели и число избыточных квазичастиц. Схематически ВАХ туннельного ДП при облучении и без него показаны на рис. 11. В рамках RSJ -модели ВАХ слабой связи описывается выражением [65]

$$V = R(I^2 - I_c^2)^{1/2}. \quad (21)$$

Отсюда для фотоотклика слабой связи имеем

$$\Delta V = -\frac{RI_c \delta I_c}{(I^2 - I_c^2)^{1/2}} = \frac{-\pi I_c \delta \Delta}{2e(I^2 - I_c^2)^{1/2}} \text{ для } I > I_c \quad (22)$$

и

$$(\Delta V)_{I=I_c} = R(2I_c \delta I_c)^{1/2} = \frac{\pi}{e} (\delta\Delta/2)^{1/2} \text{ для } I \leq I_c. \quad (23)$$

Изменение ВАХ слабой связи при облучении показано на рис. 12,а, отклик в зависимости от тока смещения вместе с расчетной зависимостью по (21)–(23) — на рис. 12,б.

Позднее Танабэ и др. [69], исследуя отклик мостиков из тонких пленок YBaCuO и LaSrCuO на импульсное оптическое излучение ($\lambda \sim 1,3$ мкм), обнаружили быструю компоненту в отклике. Зависимость напряжения отклика ΔV от I_b имела максимум, который сужался и увеличивался по амплитуде при понижении температуры. С ростом I_b максимум на температурной зависимости отклика увеличивался и смещался к низким температурам. Для неболометрического отклика, обусловленного разрушением пар, ВВЧ описывается выражением

$$R_{NE} = \left. \frac{\delta V}{\delta I_c} \right|_{I_c} \left. \frac{\delta I_c}{\delta \Delta} \right|_T \left. \frac{\delta \Delta}{n_{qp}} \right|_T \frac{\delta n_{qp}}{P}, \quad (24)$$

где n_{qp} и P — соответственно плотность квазичастиц и мощность излучения. Первый

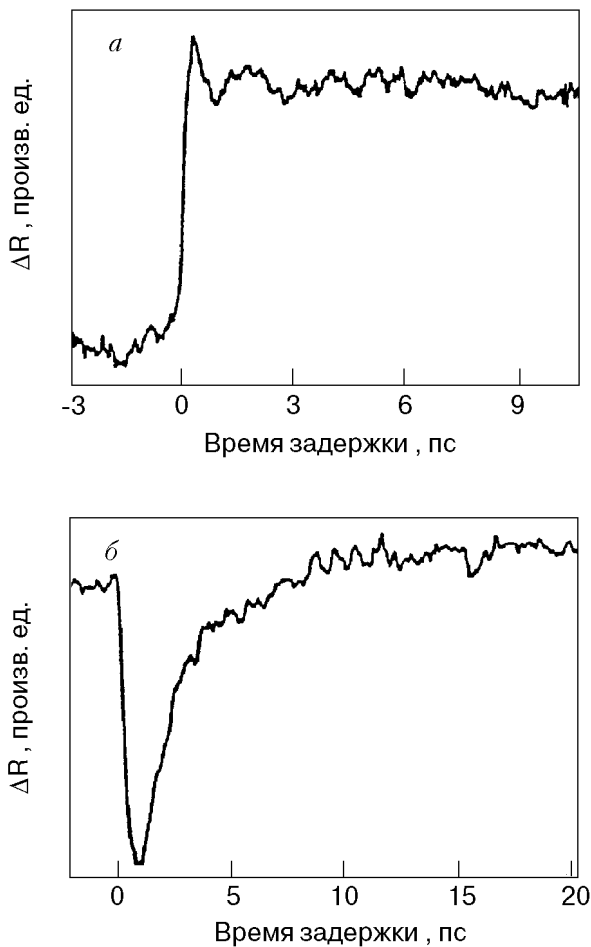


Рис. 13. Переходный отклик ΔR эпитаксиальной пленки YBaCuO при $T = 300$ К (а) и 20 К (б) ($T_c = 93$ К) (из работы S. G. Han et al. [73]).

сомножитель в (24) определяет зависимость от тока смещения I_b , тогда как температурная зависимость следует из 2-го и 4-го сомножителей. Третий сомножитель выражается через плотность состояний N как $(\delta \Delta / \delta n_{qp}) = \frac{1}{2} N(0)$. Второй сомножитель следует температурной зависимости критического тока, которая и определяет общую температурную зависимость отклика. Поэтому общая температурная зависимость будет в основном определяться зависимостью $I_c(T)$, что и наблюдалось авторами [69]. Величина ВВЧ, согласно Танабэ, в основном будет определяться сомножителем $N(0)\Delta/2$. Для пленок YBaCuO и LaSrCuO эксперименты дали величину ВВЧ $\sim 20\text{--}30$ В/Вт при низких температурах (~ 5 К), а для аналогичных пленок ВаРbBiO ВВЧ была на два порядка выше. Авторы объясняют это большой разницей плотности населенностей для этих двух классов сверхпроводников и считают основным механизмом отклика разрушение куперовских пар под действием излучения.

Джонсон [70] исследовал тонкие пленки YBaCuO ($20\text{--}200$ нм) с высокой J_c ($> 10^5$ А/см²) в квазидвумерной геометрии. Отклик на оптическое излучение ($\lambda \approx 665$ нм) с длительностью импульса $0,3$ пс и частотой повторения 2 кГц регистрировался с помощью супербыстродействующего осциллографа (10 пс $< t < 10$ нс). Было обнаружено две компоненты отклика: в районе $T_c \pm \Delta T/2$ (где $\Delta T = 3$ К — ширина сверхпроводящего перехода) наблюдался болометрический сигнал с постоянной времени ~ 3 нс, линейно возрастающий как с увеличением тока смещения I_b , так и мощности излучения. Вторая компонента, наблюдавшаяся при $T < T_c - \Delta T/2$, имела время спада ~ 100 пс и характеризовалась зависимостью от P и I_b , более крутой, чем линейная, с выходом на насыщение при больших значениях аргумента. Несмотря на то что положение максимума низкотемпературной компоненты в точности совпадало с пиком dR/dT , при низких температурах, когда $dR/dT \rightarrow 0$, отклик почти на два порядка превосходил болометрический сигнал и практически не зависел от температуры. Кроме того, отклик спадал со временем гораздо быстрее (~ 100 пс), чем болометрическая составляющая (~ 3 нс) при $T > T_c - \Delta T/2$. Джонсон делает вывод, что наблюдаемый отклик связан с процессом фотоиндуцированного распада куперовских пар.

Неболометрический отклик наблюдался также в ряде работ на эпитаксиальных пленках ВТСП



Рис. 14. Неравновесные процессы в сверхпроводящей пленке (из работы Z. M. Zhang and A. Frenkel [72]).

[71]. Оптический отклик в фемтосекундном диапазоне исследовался с помощью метода «накачки-зондирования» (см. разд. 1) и показал развитие лавинообразного размножения квазичастиц вслед за поглощением фотона [14]. Этот процесс связан с неупругим электрон-электронным рассеянием на временном масштабе $\tau_{ee} \leq 1$ пс; квазичастицы взаимодействуют также с фононами посредством неупругого электрон-фононного рассеяния. Данный механизм потерь обусловлен как подавлением энергетической щели, так и движением вихрей. Уменьшение плотности куперовских пар будет приводить и к изменению кинетической индуктивности, что тоже повлияет на временные характеристики отклика [72].

В работе Хана и др. [73] исследовалась динамика фемтосекундного отклика пленок YBaCuO толщиной 100–500 нм на подложке из SrTiO₃. Использовался лазер с длительностью импульсов ~ 60 фс, $\lambda = 625$ нм и частотой повторения 80 МГц. Характерная форма сигналов переходного отклика при $T > T_c$ и $T < T_c$ показана на рис. 13,а и б соответственно. В нормальном состоянии отклик ΔR положителен, резко появляясь за время ~ 1 пс, он медленно спадает в течение ~ 3 нс. Сравнение отклика с dR/dT показало его болометрическую природу. В то же время при $T < T_c$ переходный отклик отрицателен с временем нарастания ~ 300 фс и довольно быстрым спаданием до нуля за 7–8 пс.

Далее отклик становится положительным, что обусловлено тепловым эффектом из-за диффузии фононов (аналогично отклику при $T > T_c$). Обнаружено, что температурная зависимость максимума отклика очень хорошо аппроксимируется двухжидкостной моделью и имеет вид $[1 - (T/T_c)^4]$. В [73] сделано предположение, что механизм оптического отклика заключается в двух основных процессах: 1) лавинообразном размножении квазичастиц, следующем за поглощением фотона, и 2) нелинейной рекомбинацией фотогенерированных квазичастиц. Авторы отмечают также, что квазичастичный отклик наблюдается лишь тогда, когда система не является насыщенной. Действительно, максимальная плотность фотоиндуцируемых квазичастиц, оцененная по данным об интенсивности излучения, оказалась на порядок меньше, чем характерная плотность состояний в ВТСП ($N_s \sim 10^{21}$ см⁻³). Хан и др. [73] отмечают также, что скорость рекомбинации ν слегка растет в интервале от 0 до $T_c/2$, затем резко уменьшается. Это объясняется тем, что рекомбинация квазичастиц сопровождается рождением оптических фононов, резонансным образом взаимодействующих со щелью. Последнее приводит к уменьшению щели и смягчению резонансного взаимодействия. Сужение же щели непосредственно отражается на уменьшении скорости рекомбинации.

Исследуя фемтосекундную динамику оптического отклика, Соболевский и др. [15] показали, что отклик эпитаксиальных пленок YBaCuO толщиной 80–250 нм имеет характерное время ~ 30 пс и объясняется в рамках термомодуляционной модели, согласно которой под действием излучения рождаются горячие дырки, перераспределение которых вызывает смещение (повышение) уровня Ферми E_F в медь-кислородных плоскостях, что и приводит к появлению отклика. Причем пониженное содержание кислорода в пленке способствует понижению E_F . Если энергия кванта зондирующего излучения ниже уровня Ферми (в исходном состоянии), то при облучении E_F будет повышаться, а при пересечении уровня энергии, соответствующей энергии луча, должно происходить изменение полярности сигнала отклика, что и наблюдалось в работе [15], а также Ханом и др. [73] (см. рис. 13,а и б). Если же изначально E_F выше энергии луча, то полярность отклика остается неизменной (положительной, рис. 13,а). Соболевский и др. подчеркивают, что применение

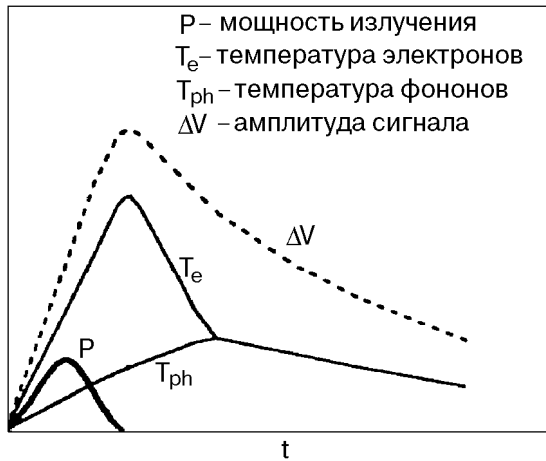


Рис. 15. Временная эволюция мощности излучения P , эффективных электронной T_e и фоновой T_{ph} температур и амплитуды сигнала отклика ΔV сверхпроводника на оптическое излучение (из работы Z. M. Zhang and A. Frenkel [72]).

термомодуляционной модели справедливо лишь для пленок $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ с содержанием кислорода $x > 0,4$.

Необходимо подчеркнуть, что в сверхпроводниках II рода в динамику оптического отклика могут вовлекаться, кроме квазичастиц и фононов, еще и вихри. Блок-схема, иллюстрирующая все виды взаимодействия

между этими тремя подсистемами, изображена на рис. 14. Происходящие при этом в сверхпроводнике процессы объясняются следующим образом [72]: (1) фотоны взаимодействуют с куперовскими парами и квазичастицами, рождая более высокоэнергетичные электроны. Фотон-электронное взаимодействие происходит за время ~ 1 фс; (2) высокоэнергетичные квазичастицы постоянно разрушают новые куперовские пары и разрушают дополнительные квазичастицы за время τ_{ee} ; (3) квазичастицы взаимодействуют с фононами путем поглощения и испускания фононов (τ_{eph}); (4) высокоэнергетичные фононы разрушают куперовские пары (τ_B); (5) квазичастицы рекомбинируют в куперовские пары и рожают фононы (τ_B); (6) квазичастицы и фононы активизируют движение вихрей, что приводит к диссипации, соответствующие временные масштабы этих процессов обозначаются как τ_{ev} , τ_{phv} и τ_d ; (7) фононы уходят из пленки в подложку за время τ_{es} порядка наносекунд.

Согласно работам [74], электронную и фоновую подсистемы можно рассматривать как находящиеся в равновесии друг с другом. Эффективные температуры электронного и фонованого газа описываются выражениями [75]

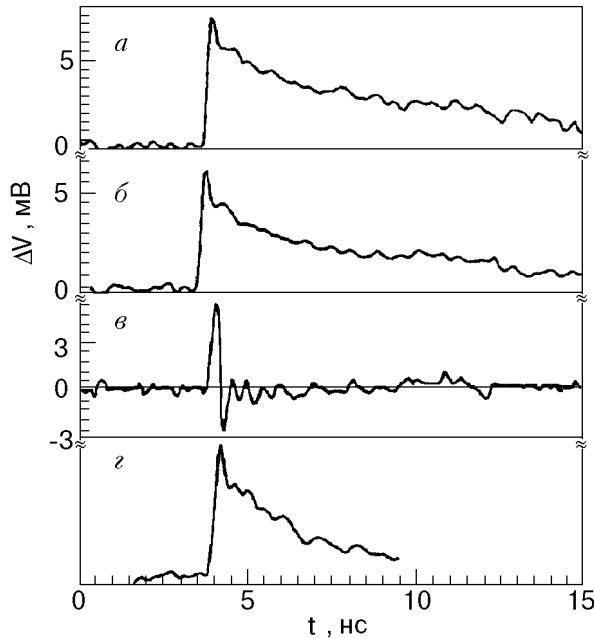


Рис. 16. Переходный фотоотклик микромостика из $YBaCuO$ при различных температурах (а-г): $T = 100$ К (нормальное состояние, $I_b = 7,5$ мА, $E = 40$ мкДж/см²) (а); $T = 85$ К (вблизи середины перехода, $I_b = 1$ мА, $E = 2$ мкДж/см²) (б); $T = 54$ К (сверхпроводящее состояние, $I_b = 1$ мА, $E = 40$ мкДж/см²) (в); интеграл по времени от кривой на рис. 16,в (г) (из работы G. N. Gol'tsman et al. [7]).

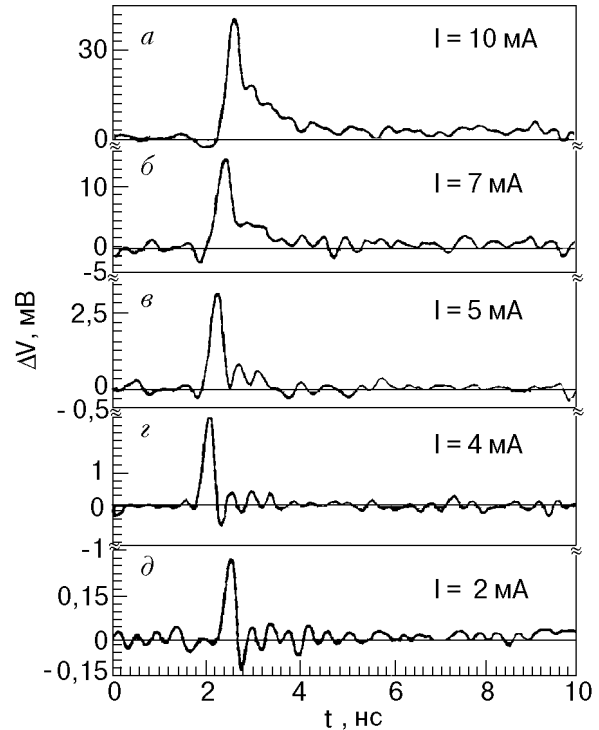


Рис. 17. Переходный фотоотклик микрополосковой линии из $YBaCuO$ при $T = 4,2$ К, $E = 2$ мкДж/см² и различных токах смещения I_b , мА: 10 (а); 7 (б); 5 (в); 4 (г); 2 (д) (из работы G. N. Gol'tsman et al. [7]).

$$C_e \frac{dT_e}{dt} = \kappa_e \nabla^2 T_e - \gamma_{eph}(T_e - T_{ph}) - \gamma_{ev}(T_e - T_0) + q_{ab} \quad (25)$$

и

$$C_{ph} \frac{dT_{ph}}{dt} = \kappa_{ph} \nabla^2 T_{ph} + \gamma_{eph}(T_e - T_{ph}) - \gamma_{phv}(T_{ph} - T_0) + q_d, \quad (26)$$

где T_e и T_{ph} — эффективные температуры электронов и фононов; T_0 — равновесная температура до облучения; C_e и C_{ph} — теплоемкости на единицу объема; κ_e и κ_{ph} — теплопроводности электронной и фононной подсистем соответственно; γ_{eph} , γ_{ev} и γ_{phv} — соответственно электрон-фононная, электрон-вихревая и фонон-вихревая константы связи; q_{ab} и q_d — поглощаемая и рассеиваемая плотности мощности. Решение этой системы уравнений позволяет рассчитать повышение электронной температуры относительно фононной после облучения. Когда длительность импульса облучения $\tau \geq \tau_{eph}$, электронная температура будет приближаться к фононной; когда $\tau \gg \tau_{ee}$ и τ_{eph} , эффективные температуры электронов и фононов примерно одинаковы. На рис. 15 изображена динамика важнейших характеристических времен, а также входного импульса, когда длительность последнего короче времени электрон-фононной релаксации. Видно, что T_e достигает максимума в конце оптического импульса, а максимум отклика соответствует пику T_e . Согласно Френкелю [75], время тепловой релаксации, определяемое временем ухода фононов τ_{es} в подложку, можно уменьшить путем устранения сопротивления тепловой границы «пленка-подложка» при использовании узких сверхпроводящих микрополосок в качестве детекторов. Повышения чувствительности в болометрическом режиме можно достигнуть путем усиления пиннинга и при больших токах смещения. Механизмы же взаимодействия между электронами и вихрями, фононами и вихрями, а также вихревой диссипации в настоящее время еще далеко не полностью изучены.

Гольцман и др. [7] исследовали отклик пленок YBaCuO, полученных методом лазерной абляции на различных подложках, на импульсное ($\tau \sim 20$ пс) оптическое ($\lambda = 0,63$ и $1,54$ мкм) излучение с частотой повторения $0,5$ Гц.

Временная зависимость переходного отклика имела вид одиночного импульса с крутым левым склоном (порядка нескольких пс), соответствующим неравновесной компоненте, и «размазанным» (десятки пс) правым склоном, соответствующим болометрической компоненте (рис. 16). Максимум амплитуды отклика приходился на наиболее крутую часть сверхпроводящего перехода. Форма правого склона отклика сначала изменялась по экспоненциальному закону, а затем по степенному, которые отождествляются соответственно с быстрым болометрическим эффектом и диффузией тепла в подложку. Поскольку для экспоненциального затухания постоянная времени оказалась пропорциональной толщине пленки, авторы объясняют этот процесс уходом неравновесных фононов в подложку. Когда же неравновесные фононы возвращаются в пленку, то происходит переход от быстрого болометрического эффекта к диффузионному режиму со степенным затуханием. С понижением температуры ($T = 54$ К) растет отношение амплитуды быстрой компоненты к медленной и в то же время возникает сигнал с отрицательной полярностью. Проинтегрированный по времени отклик в точности подобен отклику в нормальном и резистивном состояниях, но со значительно большим отношением амплитуды быстрой компоненты к медленной (рис. 17).

При постоянной температуре зависимость формы отклика в сверхпроводящем состоянии от тока смещения аналогична вышеописанной. Сначала ($I_b = 2$ мА) отрицательная составляющая уменьшается, затем она вовсе исчезает, и начинает появляться положительная. При больших I_b (~ 10 мА) волновая форма отклика напоминает отклик в резистивном и нормальном состояниях. Авторы приходят к выводу, что во всех трех состояниях имеется неравновесная пикосекундная компонента. В нормальном состоянии фотовозбужденные носители обладают меньшей скоростью рассеяния, чем в состоянии равновесия, что приводит к уменьшению подвижности носителей и, как следствие, к повышению сопротивления. В сверхпроводящем состоянии неравновесный отклик связан с изменением кинетической индуктивности. В резистивном же состоянии (в области сверхпроводящего перехода) сосуществуют индуктивная и резистивная компоненты. Обнаружено также, что отношение амплитуды неравновесной компоненты к быстрой болометрической компоненте практически не

изменяется при переходе из нормального состояния в сверхпроводящее. Это означает, что сверхпроводящие особенности не влияют на форму переходного импульса, а только лишь на величину неравновесной составляющей, соизмеримой с болометрической. Данная особенность присуща эффекту подавления щели избыточными квазичастицами, рождающимися при облучении, что обуславливает рост сопротивления в нормальном и резистивном состояниях или рост кинетической индуктивности в сверхпроводящем состоянии. Этот эффект является причиной сосуществования неболометрического и быстрого болометрического механизмов в нормальном, резистивном и сверхпроводящем состояниях эпитаксиальных пленок YBaCuO.

В работе Хеузингера и др. [8] исследовались пленки NbN в виде структур из многих полосок (140 мкм длиной, 0,8 мкм шириной, с расстоянием между ними 3,2 мкм) на сапфировых подложках. Одиночные полоски из эпитаксиальных пленок YBaCuO толщиной 80 мкм, длиной 800 мкм и шириной 80 мкм помещались между двумя контактными площадками. В сверхпроводящем состоянии для обоих типов сверхпроводников наблюдался биполярный отклик на импульсное (100 фс) оптическое излучение с длиной волны 0,8 мкм и частотой повторения до 82 МГц. Для NbN положительный пик отклика имел время подъема и спада ~ 40 пс и сохранял свою длительность во всем диапазоне температур $20 \text{ K} < T < T_c$. За ним следовал отрицательный пик с временем спада ~ 190 пс, уширявшийся с ростом температуры. Этот пик, по мнению авторов [8], отражает релаксационные процессы в пленке. При всех значениях тока смещения I_b (до 0,3 мА) и интегральной плотности мощности P_l (до 0,6 мДж/см²) фотоотклик сохранял свою форму, а его амплитуда была пропорциональна I_b и P_l . Для образцов YBaCuO положительный пик отклика имел длительность ~ 25 пс, а отрицательный ~ 35 пс. Амплитуда отклика в целом была пропорциональна току смещения. В то же время в области сверхпроводящего перехода отклик состоял из биекспоненциального однополярного пика напряжения, хорошо описываемого в рамках двухтемпературной модели [71]. Авторы считают, что механизм отклика вдали от перехода связан с неравновесным изменением кинетической индуктивности сверхпроводника при облучении, а форма и амплитуда отклика определяются

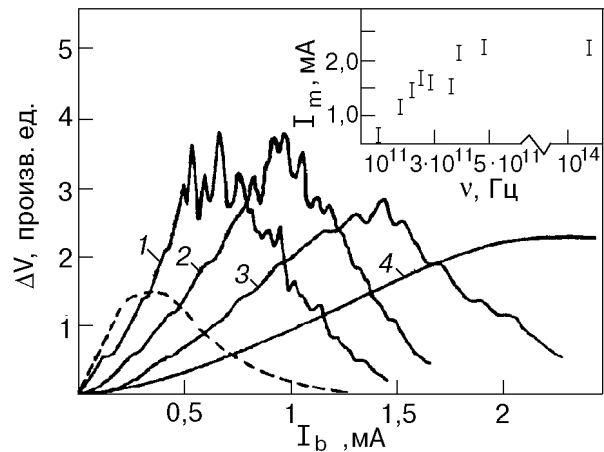


Рис. 18. Зависимость отклика ΔV от тока смещения I_b для пленки YBaCuO при различных длинах волн излучения λ , мм: 2,2 (1); 1,5 (2); 1,1 (3); 0,6 и $8 \cdot 10^{-4}$ (4) и $B = 0$ (сплошные линии) и 3 Тл (пунктир); $T = 4,2 \text{ K}$. Вставка — частотная зависимость тока максимума отклика I_m (из работы Э. Е. Аксаева и др. [77]).

температурной эволюцией плотности куперовских пар. Это подтверждается хорошим согласием эксперимента с теорией, разработанной в [71], которая дает связь между напряжением отклика и изменением плотности пар dN_{sc} при облучении. Предполагается, что для оптимизации быстродействия детектора, основанного на данном эффекте, рабочую температуру следует поддерживать ниже T_c вдали от сверхпроводящего перехода, так как при низких температурах сигнал не имеет медленного «хвоста», присущего резистивному состоянию.

Основные особенности и условия реализации механизма:

в зависимости от температуры отклик почти постоянен при низких температурах и резко спадает при приближении к T_c ;

по сравнению с болометрической компонентой отклик, обусловленный распадом куперовских пар, возникает при меньших пороговых уровнях сигнала, он гораздо быстрее (10–100 пс) и имеет ярко выраженное насыщение на зависимости от интенсивности излучения;

температурная зависимость отклика при низких температурах либо экспоненциальная, либо (для $h\nu > 2\Delta$ и больших отклонений от равновесия) совпадает с температурной зависимостью критического тока;

амплитуда отклика резко растет с увеличением тока смещения (круче, чем по линейному закону) и при больших I_b насыщается.

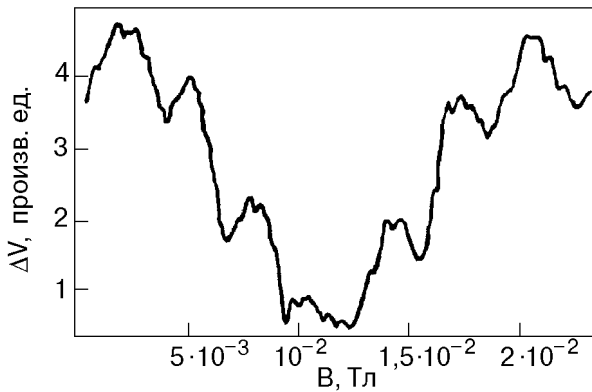


Рис. 19. Полевая зависимость осцилляции отклика ΔV гранулированной пленки YBaCuO при $T = 4,2$ К; $\Lambda = 2,2$ мм; $I = 2$ мкА (из работы Э. Е. Аксаева и др. [77]).

2.6. Разогрев электронов

Идея создания болометра с использованием эффекта электронного разогрева в сверхпроводниках была впервые высказана Гершензоном в начале 80-х годов [76]. Он разделил все неравновесные эффекты на две большие категории: джозефсоновские и электронные механизмы детектирования (ДМД и ЭМД). Суть идеи заключается в разогреве излучением электронов, для которых фононы являются термостатом. Реализация такого механизма возможна при большой теплоемкости фононной подсистемы по сравнению с электронной: $C_{\text{ph}}/C_e > 100$ [76]. Электронный механизм был практически осуществлен лишь в двух ситуациях [77]. Одна связана с использованием гранулированных пленок BaPbBiO при $T \ll T_c$ ($T_c = 13,6$ К). Воздействие излучения приводит к подавлению параметра порядка в гранулах, что сопровождается уменьшением критического тока межгранульных слабых связей и возникновением дополнительного сопротивления в резистивном состоянии слабых связей [68]. Поиск этого механизма в ВТСП к началу 90-х годов не дал положительных результатов [77]. Другой способ реализации ЭМД был детально исследован в тонких однородных пленках Nb , Al , NbN [76]. Основным его отличием от работ [68] является то, что сверхпроводимость оказывается существенно подавленной во всем объеме пленки, а резистивное состояние достигается за счет транспортного тока и/или магнитного поля. Высокая концентрация квазичастиц, а также малая длина их свободного пробега (из-за рассеяния на дефектах) усиливают кулоновское взаимодействие между квазичастицами. Последнее обуславливает неселективность

(отсутствие частотной зависимости) разогревного механизма. Действительно, интенсивное электрон-электронное взаимодействие приводит к эффективному перераспределению поглощенной энергии по электронной подсистеме, которое усиливается благодаря вторичному разрушению куперовских пар неравновесными квазичастицами и увеличению концентрации последних. Остывание электронной подсистемы вследствие электрон-фононного взаимодействия, а также рекомбинации квазичастиц происходит более медленно. Резистивное состояние характеризуется высокой крутизной dR/dT и служит чувствительным индикатором электронного разогрева: $\Delta V = I(dR/dT)\Delta\Theta$, где Θ — эффективная электронная температура. Условие фононного термостата реализуется при малой толщине пленки, так что время ухода фононов из пленки τ_{es} меньше времени фонон-электронного рассеяния τ_{phe} . Постоянная времени эффекта определяется временем электрон-фононной релаксации τ_{eph} . В узком диапазоне вблизи сверхпроводящего перехода ($\Delta(T, H)/k_B T \ll 1$) время релаксации отклика связано с динамикой сверхпроводящего конденсата и равно времени релаксации параметра порядка $\tau_\Delta \sim (k_B T/\Delta)\tau_{eph}$. Характерным признаком электронного разогрева является увеличение скорости релаксации при повышении температуры.

Аксаевым и др. [77] исследовались мостики длиной 0,01–4 мм и шириной 1–500 мкм из гранулированных пленок YBaCuO толщиной 0,1–1 мкм на подложках Al_2O_3 и MgO . Все исследованные образцы можно разделить на две категории: А (в которых наблюдались характерные черты ДМД) и Б (в которых проявлялся ЭМД). Отклик исследовался в

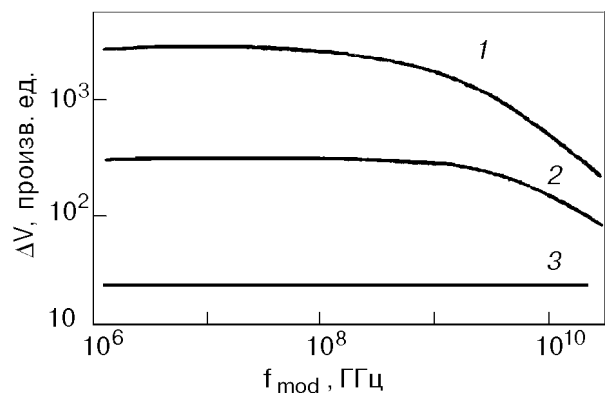


Рис. 20. Зависимость отклика ΔV от частоты модуляции f_{mod} для гранулированной пленки YBaCuO при постоянном импедансе и различных температурах T , К: 1,7 (1); 4,2 (2); 77 (3) (из работы Э. Е. Аксаева и др. [77]).

широком спектральном диапазоне от $\Lambda = 2,2$ до $8 \cdot 10^{-4}$ мм. Зависимость отклика ΔV от тока смещения представляла собой кривую с максимумом, который при увеличении частоты смещался в сторону больших I_b и уменьшался по амплитуде. Для образцов группы А на зависимости $\Delta V(I_b)$ имелись квазипериодические пики, которые «расплывались» с ростом температуры, частоты и магнитного поля (рис. 18). Для волн излучения $\Lambda < 0,6$ мм зависимости $\Delta V(I_b)$ совпадали друг с другом (кривая 4 на рис. 18) соответствует одновременно $\Lambda = 0,6$ и $8 \cdot 10^{-4}$ мм). Аналогичное подавление пиков происходило также при фиксированной частоте с увеличением мощности излучения. При этом возникало конечное напряжение на ВАХ образцов обеих групп (А и Б) при сколь угодно малых $I_b \geq 0$, т.е. $I_c \approx 0$. Это связано, по мнению авторов [77], с большим разбросом параметров слабых связей.

Полевая зависимость отклика для образцов группы А в диапазоне полей 10^{-2} – 10^{-3} Тл имела осциллирующий характер с двумя характерными периодами $\Delta B = 4 \cdot 10^{-3}$ и $1,9 \cdot 10^{-2}$ Тл (рис. 19). Для образцов группы Б указанные осцилляции отсутствовали как на кривых $\Delta V(I)$, так и на $\Delta V(B)$.

Зависимость отклика от частоты амплитудной модуляции схематически представлена на рис. 20. Видно, что при низких температурах спад отклика с повышением частоты начинается при более низких частотах, а при 77 К отклик постоянен во всем исследованном диапазоне частот (0,1–12 ГГц). Частотная зависимость отклика описывается выражением [77]

$$\Delta V(\nu) = \Delta V(0) \left[1 + (2\pi\nu\tau)^2 \right]^{-1/2}. \quad (27)$$

С помощью (27) и экспериментальной зависимости $\Delta V(\nu)$ при различных температурах получены времена отклика $\tau(T) \sim T^{-1}$ во всем исследованном интервале от 6 до 40 К. Отмечается, что τ не зависит ни от материала подложки, ни от толщины пленки в диапазоне толщин 0,1–1 мкм.

В результате проведенного анализа оказалось, что для образцов группы А, в которых наблюдались осцилляции $\Delta V(I_b)$ и $\Delta V(B)$, характерен ДМД: пики на зависимости $\Delta V(I_b)$ (см. рис. 18) соответствуют ступенькам Шапиро на ВАХ, возникающим при облучении межгранульных слабых связей, а осцилляции ΔV в магнитном поле соответствуют осцилляциям I_c . Оценку поперечного (по отношению к протеканию тока) размера L слабых связей можно получить из интерференционного соотношения Джозефсона для

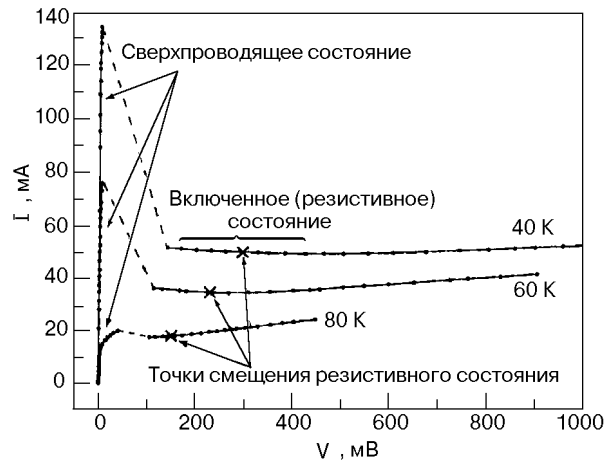


Рис. 21. Вольт-амперная характеристика микроэлемента из $YBaCuO$, измеренная четырехзондовым методом (из работы М. Lindgren et al. [6]).

критического тока: $L = (\hbar/8\pi e)\lambda_L \Delta B$, что дает $L = 0,35$ и $1,7$ мкм (при $\lambda_L = 2000$ Å). Эти величины разумно согласуются с реальными размерами микроэlements.

С увеличением частоты излучения происходит замена ДМД на ЭМД из-за электронного разогрева в гранулах, что можно объяснить спектральной зависимостью чувствительности ДМД, которая, согласно теории (ссылки [11], [24] в [77]), пропорциональна ν^2 при $\nu \sim 2\Delta/\hbar$. Поскольку эффект разогрева не зависит от частоты при повышении температуры, возрастании магнитного поля и понижении степени гранулированности пленок, частота кроссовера, разделяющего эти два механизма, понижается.

Образцы серии Б отличались меньшей гранулированностью и большей толщиной межгранульных контактов. Отсутствие ДМД в образцах группы Б подтверждается совпадением зависимостей $\Delta V(I)$ и $dV/dT(I)$, что характерно для болометрического отклика, однако оценка постоянной времени ЭМД дает величину 1–10 пс, что на 1–2 порядка меньше, чем минимально возможное время для болометрического отклика, определяемое параметром $\tau_{es} = 4d/\eta c_s \approx 10^{-10}$ с (c_s — скорость звука). Кроме того, наблюдаемый отклик не зависит от толщины пленки и материала подложки, что также характерно для болометрического отклика. Оптимизация ЭМД возможна при таком выборе тока смещения, когда все слабые связи уже разрушены, а гранулы все еще находятся в сверхпроводящем состоянии. Обычно сопротивление в рабочей точке составляет $\sim 10\%$ сопротивления в нормальном состоянии R_n . Характер зависимости $\tau(T) \sim T^{-1}$

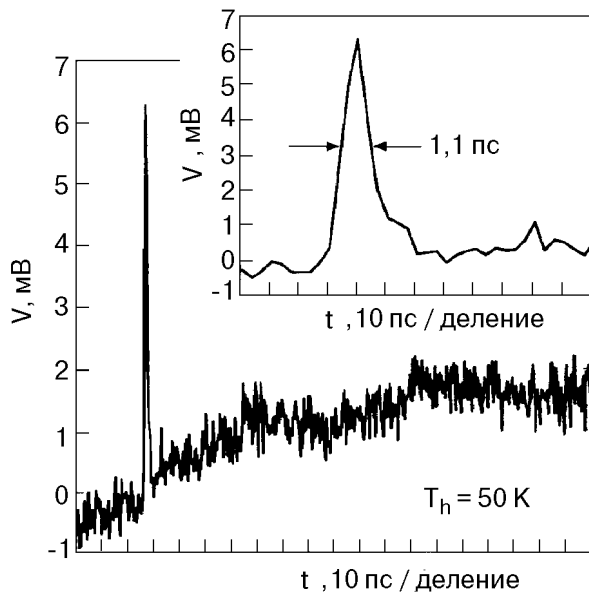


Рис. 22. Переходный отклик мостика из YBaCuO в резистивном состоянии при $T_b = 50$ К. Ненулевой начальный уровень связан с медленным дрейфом сканирующего луча относительно центра щели между копланарными волноводами (из работы М. Lindgren et al. [6]).

свидетельствует о том, что временные характеристики ЭМД определяются τ_{eph} , а не временем рекомбинации τ_R квазичастиц в гранулах (за исключением области температур вблизи T_c), для которого характерен экспоненциальный рост с понижением температуры. Аналогичная зависимость для НТСП имеет вид $\tau(T) \sim T^{-2}$, что соответствует температурной зависимости времени τ_{eph} в нормальном состоянии, измеренной другими методами [77].

Спектральная характеристика ЭМД определяется частотной зависимостью коэффициента поглощения α и изменения энергетической щели $\delta\Delta^*$ ($\delta\Delta^*$ — среднее значение Δ в резистивном состоянии). Известно, что для YBaCuO α сильно изменяется в ближнем ИК диапазоне даже в нормальном состоянии, что и приводит к плавному уменьшению ΔV с ростом частоты в этом диапазоне. Отсутствие же особенностей в отклике при $h\nu = 2\Delta$ связано с существенной неоднородностью резистивного состояния. Отношение ΔV к мощности P_A , поглощаемой единицей объема, оставалось постоянным в широком частотном диапазоне, однако было очень чувствительным к механизму энергетической релаксации электронов. Поскольку в случае малой длины свободного пробега l доминирует электрон-электронное взаимодействие, происходит перераспределение

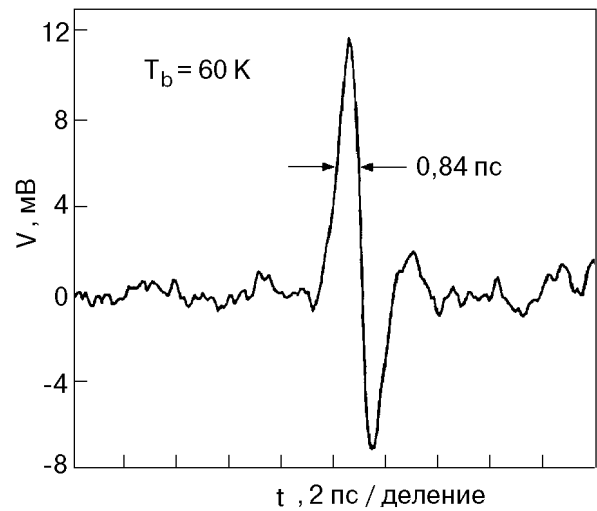


Рис. 23. Переходный отклик мостика из YBaCuO в сверхпроводящем состоянии при $T_b = 60$ К (из работы М. Lindgren et al. [6]).

энергии по электронной подсистеме: появляются избыточные квазичастицы и эффективно подавляется сверхпроводимость при любом значении частоты ν . Кроме того, малая энергия Ферми в ВТСП по сравнению с НТСП подтверждает эффективность электрон-электронного взаимодействия (наряду с электрон-фононным), которое и обуславливает неселективность отношения $\Delta V/P_A$.

При $\nu > \tau_{eph}^{-1}$ в условиях электронного разогрева отклик описывается выражением [77]

$$\Delta V = (dV/dT)P_A\tau_{eph} \left[1 + (2\pi\nu\tau_{eph})^2 \right]^{-1/2} C_e^{-1}, \quad (28)$$

из которого можно получить температурную зависимость τ_{eph} даже в недоступной для измерений области температур. Согласно (28), $\tau_{eph} \sim T\Delta V(dV/dT)^{-1}$ при $\nu \ll (2\pi\tau_{eph})^{-1}$ и $C_e = \gamma T$. Оказалось, что температурные зависимости τ по (27), полученные из квазистационарных измерений, и τ_{eph} по (28), оцененные из нестационарных измерений, совпадают: оба времени пропорциональны T^{-1} . Это подтверждает однородный характер энергетической релаксации и показывает, что диффузия квазичастиц не играет существенной роли в релаксационных процессах. Кроме того, важным условием реализации электронного разогрева является малость (по сравнению с λ_L) толщины пленки, что обеспечивает равномерное поглощение энергии излучения.

В работах Линдгрена и др. [5,6] исследовался отклик микромостиков из эпитаксиальных пленок YBaCuO толщиной 100 нм на подложках из

LaAlO_3 на оптическое излучение с $\lambda = 790$ нм, длительностью импульсов 100 фс и частотой повторения 76 МГц. Мостик размерами 5×7 мкм помещался в центре копланарного волновода длиной 4 мм и шириной 30 мкм, через который посредством полужесткого коаксиального кабеля к мостику подводился ток смещения частотой ~ 18 ГГц. Весь образец покрывался слоем диэлектрического кристалла LiTaO_3 для облегчения электрооптических измерений, которые проводились в режиме «накачки-зондирования» (см. разд. 1). Воздействующий луч фокусировался в области мостика, а зондирующий — в стороне от последнего на расстоянии ~ 20 мкм, в области диэлектрического зазора. Нагрев образца, оцененный из величины поглощаемой мощности, составлял $\sim 0,2$ К.

Измерялись ВАХ ВТСП образцов по четырехзондовой методике в диапазоне температур 20–80 К. Они характеризовались двумя четко отличающимися по напряжению режимами: сверхпроводящее состояние (течение потока с нулевым/низким напряжением на мостике) и резистивное состояние, когда ток почти постоянен, а напряжение резко возрастает (рис. 21). С увеличением тока смещения происходил переход от сверхпроводящего состояния к режиму течения потока, в котором мостик становился диссипативным и рассеивал тепло. Развивающееся с дальнейшим ростом I_b горячее пятно постепенно переводит мостик в резистивное состояние с низким и постоянным током и высоким напряжением. В области горячего пятна температура поддерживается почти постоянной и слегка превышающей T_c . При еще больших I_b мостик переходит в нормальное состояние и ВАХ становится линейной.

В резистивном состоянии переходный отклик в диапазоне 20–80 К имеет вид узкого одиночного импульса шириной $\sim 1,1$ пс по уровню половинной высоты. Вслед за откликом следовало плато напряжения (~ 200 мкВ), связанное с медленным болометрическим откликом с наносекундным временем спада (рис. 22).

Согласно модели фотоиндуцированного неравновесного электронного разогрева, время нарастания переходного импульса определяется длительностью лазерного импульса либо временем термализации электронов τ_{et} в зависимости от того, какое из них больше. Поскольку в данном случае лазерный импульс короче и, следовательно, не ограничивает развитие обсуждаемых неравновесных процессов,

авторы, используя модель электронного разогрева, смогли определить из измерений две фундаментальные характеристики образцов — время электронной термализации $\tau_{et} \approx 0,56$ пс и электрон-фононной релаксации $\tau_{eph} \approx 1,1$ пс.

В сверхпроводящем состоянии (при малых токах смещения) наблюдается биполярная форма отклика (рис. 23) с постоянной времени ~ 1 пс, характерной для механизма кинетической индуктивности. Дополнительный эксперимент с удалением зондирующего луча на расстояние ~ 600 мкм от мостика показал значительное уменьшение амплитуды и искажение формы импульса переходного отклика [6]. Авторы [6] предполагают, что именно искажение формы импульса при его распространении по линии передачи от мостика к месту регистрации сигнала, наблюдавшееся в ранних экспериментах, привело к ошибочной трактовке механизма отклика как изменения кинетической индуктивности в результате равномерного нагрева всей области мостика. Поэтому для уменьшения эффектов искажения импульса отклик следует измерять как можно ближе к мостику. В [6] делается вывод, что в данном случае происходит неравновесное изменение кинетической индуктивности L_{kin} , при котором изменение относительной доли конденсата связано не с температурой термостата T_b , а с электронной температурой T_e . Авторы получили очень хорошее согласие между экспериментальной формой отклика в резистивном состоянии и двухтемпературной моделью в [71]. Из аппроксимации опытных данных определены времена нарастания электронной температуры $\tau_{et} = 0,56$ пс и спада $\tau_{eph} = 1,1$ пс, которые превосходят длительность лазерного импульса и поэтому рассматриваются как собственные характеристические времена фотоотклика YBaCuO . В сверхпроводящем состоянии к столь же хорошему согласию с экспериментом привело использование модели кинетической индуктивности, изложенной в работе [6]. Это позволило оценить время нарастания отклика $\tau_{et} = 0,9 \pm 0,1$ пс, практически не изменявшееся в интервале температур 20–80 К, оно значительно превышает $\tau_{et} = 0,56$ пс в резистивном состоянии. Для аппроксимации негативной составляющей отклика использовалось значение $\tau_{eph} = 1,1$ пс (из измерений в резистивном состоянии), получено удовлетворительное согласие с экспериментом. Линейная зависимость отклика от I_b также подтвердила справедливость механизма кинетической индуктивности.

Что касается приложений, то режим кинетической индуктивности, по мнению авторов [6], менее интересен из-за осциллирующей формы отклика. В то же время обнаруженный эффект оптически индуцированного электронного разогрева может быть использован для создания быстродействующих детекторов и смесителей с полосой промежуточных частот выше 100 ГГц в диапазоне от инфракрасного до ультрафиолетового. Такие фотодетекторы могут использоваться и в оптоволоконных линиях связи со скоростью передачи данных > 100 Гбит/с. Еще одна область применения — это быстродействующие электрооптические преобразователи с использованием быстрых одноквантовых схем и оптических волокон для высокоскоростной передачи данных.

Основные особенности и условия реализации механизма:

в тонких пленках ВТСП могут существовать как джозефсоновский, так и электронный механизмы детектирования, причем переход от первого ко второму происходит при повышении частоты. С ростом температуры, магнитного поля и мощности излучения значение частоты перехода уменьшается. Кроме того, эта частота тем ниже, чем меньше гранулированность и больше крупнозернистость пленки. Для пленок с размером гранул ~ 1 мкм при 4,2 К и малых мощностях излучения переходная область лежит в субмиллиметровом диапазоне;

для реализации ЭМД толщина пленки должна быть меньше глубины проникновения излучения;

инерционность отклика определяется временем электрон-фононной релаксации τ_{eph} , которое уменьшается с ростом температуры $\propto T^{-1}$;

ЭМД характеризуется неселективностью в широком диапазоне частот, высоким значением ВВЧ (10^3 – 10^5 В/Вт) и низким уровнем шумов $P_{\text{eq}} \sim 10^{-12}$ – 10^{-14} Вт/Гц^{1/2} [76].

2.7. Перколяционная сверхпроводимость

Этот механизм отклика был впервые предложен Афанасьевым и др. [78,79] при изучении взаимодействия ЭМИ ММ диапазона с тонкими пленками YBaCuO. В работе [80] исследовался отклик на ММ излучение трех различных пленок YBaCuO: 1 — многофазной гранулированной (толщиной $d \approx 1$ мкм), 2 — поликристаллической с размером гранул ~ 1 мкм ($d \approx 1$ мкм) и 3 — эпитаксиальной ($d \approx 0,1$ мкм). Для пленки 2 наблюдались два максимума на температурной зависимости отклика: один совпадал с максимумом dR/dT , а второй

проявлялся в районе резистивного хвоста, в то время как в случае эпитаксиальной пленки был только один высокотемпературный (болометрический) максимум, и лишь при очень больших токах смещения ($I_b \geq 10$ мА) появлялась слабая низкотемпературная составляющая. Для пленки 1 при любых доступных I_b наблюдалась только низкотемпературная компонента, которая увеличивалась по амплитуде и смещалась к низким температурам с ростом I_b . Сравнение зависимостей $\Delta V(I_b)$ и $d^2V/dI^2(I_b)$ показало, что отклик не связан с обычным механизмом детектирования вследствие нелинейности ВАХ [79]. Для пленки 2 низкотемпературная компонента вела себя так же, как и для пленки 1, а высокотемпературная компонента увеличивалась пропорционально I_b . При наложении слабого магнитного поля наблюдалось характерное для ДП осциллирующее поведение сопротивления $R(H)$ и $\Delta V(H)$ при температурах, соответствующих низкотемпературной компоненте отклика. Электрические характеристики пленки 2 при наложении сильного магнитного поля (\sim нескольких десятых Тл) были аналогичны тем, которые наблюдались при $I_b \geq 10$ мА в отсутствие магнитного поля.

Афанасьев и др. [79,80] пришли к выводу, что для эпитаксиальных пленок механизм детектирования либо чисто болометрический, либо обусловлен электронным разогревом [76], тогда как для гранулированных пленок более адекватна модель двумерной (2D) сети разупорядоченных гранул, соединенных слабыми связями с большим разбросом критических токов I_{ci} . Согласно Лихареву [60], при $T \sim T_c$ энергия i -й связи $E_{ci} = hI_{ci}/4\pi e$ сравнима с тепловой энергией $k_B T$, вследствие чего слабая связь имеет конечное сопротивление $R_i = R_{Ni} F(E_{ci}/k_B T)$, где $F(z) \sim \exp(-2z)$ в случае слабых связей с большим затуханием и в пределе $z \gg 1$. Проблема вычисления электрических характеристик пленки сводится к задаче определения сопротивления хаотической сети слабых связей с экспоненциальным разбросом сопротивлений [81]. В этом случае R с точностью до предэкспоненциального множителя $(E_c/k_B T)^{\nu}$ (ν — критический индекс корреляционной длины) равно сопротивлению $R_m = R_N F(z_m)$ самой высокоомной слабой связи в кластере, состоящем из слабых связей с $R_i \leq R_m$; сопротивление R_N с точностью до коэффициента ≈ 1 равно сопротивлению R_N ансамбля слабых связей в нормальном состоянии.

Отклик сверхпроводника в такой системе зависит от изменения I_c под действием облучения:

$$\Delta V = I \Delta R \approx I \Delta I_c R_N \frac{dF}{dI_c} \sim z_m \exp(-2z_m), \quad (29)$$

где $z_m = -hI_{cm}/4\pi e k_B T$, а I_{cm} — критический ток m -й слабой связи [79]. Из (29) следует, что и сопротивление, и отклик гранулированной пленки должны экспоненциально спасть в области резистивного хвоста, что и наблюдалось в эксперименте [78]. Согласно этой модели, отклик должен иметь максимум при $z \approx 1$, что соответствует температуре T , определяемой из уравнения

$$T_c - T = 2\pi T_c \bar{R}_N e^2 / h. \quad (30)$$

Отсюда следует, что с улучшением качества пленок (увеличением I_c и уменьшением \bar{R}_N) низкотемпературный максимум должен смещаться к T_c , что также подтверждается экспериментально в [78]. При достаточно высоком I_c , сравнимом с I_c гранул, доминирующим механизмом становится болометрический или электронный разогрев, для которых максимум отклика совпадает с максимумом dR/dT . В диапазоне температур 20–60 К ВВЧ низкотемпературной компоненты составляла 10^2 – 10^3 В/Вт, а болометрического отклика — менее 10^2 В/Вт. Указанные значения ВВЧ получены для пленки в резистивном состоянии с сопротивлением 1 Ом. Проводится аналогия с механизмом детектирования, обнаруженным Бертином и Роузом [82] при исследовании пленок олова, вплавленного в матрицу из золота, в результате чего получалась искусственная гранулированная структура. Авторы [82] отмечают, что обнаруженный ими режим *усиленного детектирования* характерен только для пленок с высоким сопротивлением R_n в нормальном состоянии ($\sim 11,4$ кОм). Этот режим наблюдается в дополнение к болометрическому, но значительно отличается от него увеличенным откликом. Предполагается, что он является результатом нелинейного отклика на токи, индуцированные в пленке падающим ЭМИ.

Наконец, согласно перколяционной модели [78], из-за сильной пространственной неоднородности пленок ток течет лишь по нескольким каналам, состоящим из слабых связей с наименьшим сопротивлением. Эти каналы объединяются в кластеры с некой характерной корреляционной длиной, которая фактически является расстоянием между этими кластерами. Такая картина была подтверждена лазерным

зондированием пленки. Зависимость изменения напряжения на пленке из-за слабого локального нагрева излучением ($\Delta T \ll T_c$) от координаты вдоль пленки имела вид приблизительно периодических максимумов различной амплитуды (очевидно, из-за разного сопротивления участков кластера) с характерным периодом ~ 100 мкм. Эта величина и есть корреляционная длина образующегося кластера.

Основные особенности и условия реализации механизма:

наличие низкотемпературной компоненты отклика в районе резистивного «хвоста», увеличивающейся по амплитуде и смещающейся к низким температурам с ростом I_b и к T_c с улучшением качества пленки;

экспоненциальное уменьшение с понижением температуры как отклика, так и сопротивления на постоянном токе;

максимум при температуре, определяемой соотношением $hI_{cm}/4\pi e k_B T = 1$;

высокое значение ВВЧ ($\sim 10^2$ – 10^3 В/Вт), растущее с увеличением сопротивления пленки в нормальном состоянии.

2.8. Стимуляция сверхпроводимости

Впервые явление увеличения критического тока узких сверхпроводящих мостиков под действием ЭМИ было обнаружено в [83], после чего появились другие работы по данному вопросу (см. обзор [67]). Поскольку явление стимулирования сверхпроводимости присутствовало как ниже, так и выше T_c , оно получило название эффекта стимулирования и индуцирования сверхпроводимости ЭМИ. Эффект стимуляции долгое время наблюдался только в слабосвязанных сверхпроводниках, и лишь значительно позже он был обнаружен в узких, тонких и длинных пленках (см. [8] в библиографии в [67]). Проявления эффекта в слабосвязанных структурах и длинных однородных каналах весьма подобны, хотя их механизмы различны. Кроме того, для возникновения стимуляции сверхпроводимости в мостиках существует ограничение эффективного объема слабой связи, а в длинных каналах — ширины структуры. Наиболее существенным различием стимуляции в мостиках и длинных каналах является то, что критические температура и ток мостика никогда не превышают таковые для берегов. В то же время критический ток длинных пленок при облучении $I_c(P_\omega)$ заметно превосходит ток распаривания Гинзбурга–Ландау. Уместно говорить о новом

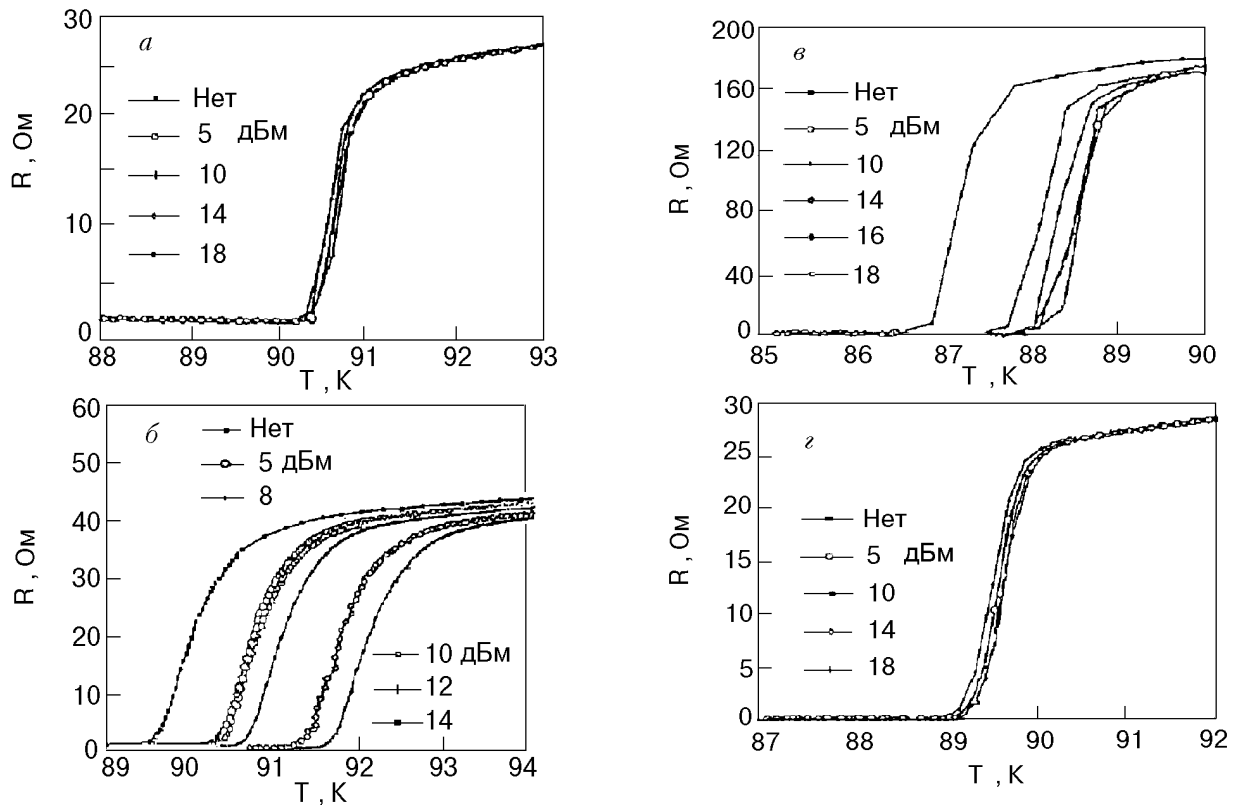


Рис. 24. Усиленная микроволновым облучением зависимость $R(T)$ для $\theta = 24^\circ$ (а), $36,8^\circ$ (б) и 45° (в). Для сравнения показаны результаты для внутригранульной границы мостика с $\theta = 36,8^\circ$ (г). Видно, что стимуляция значительна только для достаточно слабосвязанных переходов (из работы С. М. Fu et al. [86]).

состоянии в МВ поле с новой функцией распределения электронов по энергиям и щелью $\Delta(P_\omega)$ в энергетическом спектре, более широкой, чем невозмущенная щель $\Delta(0)$. Для узких длинных пленок так же, как и для мостиков, характерно наличие нижней ω_1 и верхней ω_2 граничных частот проявления эффекта. Причем обе граничные частоты увеличиваются с понижением температуры.

Первоначально для объяснения эффекта стимуляции были разработаны феноменологические модели (см. [5, 15–18] в библиографии в [67]), которые, описывая его основные черты, не смогли объяснить ряд особенностей, присущих эффекту (например, наличие верхней и нижней частотных границ существования эффекта, различия проявления эффекта в слабосвязных структурах и однородных длинных сверхпроводящих каналах, сосуществование эффекта Джозефсона с эффектом стимулирования и индуцирования сверхпроводимости в слабосвязанных сверхпроводниках и др.). Несколько позже появились микроскопическая теория Элиашберга [66] и теория Асламазова–Ларкина [84], описывающие явления стимуляции

сверхпроводимости соответственно в однородном сверхпроводнике и неоднородных слабосвязанных контактах.

В основу микроскопической теории Элиашберга [66] положено предположение о том, что излучение частотой $\nu < 2\Delta/h$ не изменяет полное число возбуждений в сверхпроводнике, но вследствие поглощения МВ энергии возбуждениями, находящимися вблизи края щели, может приводить к смещению «центра тяжести» функции распределения электронов $f(\epsilon)$ в область больших энергий. Это, согласно основному уравнению теории БКШ, связывающему энергетическую щель Δ с функцией распределения электронов $f(\epsilon)$, должно приводить к увеличению Δ , а следовательно, и к усилению сверхпроводящих свойств образца [66].

Согласно теории Асламазова–Ларкина [84], в неоднородных контактах при протекании постоянного тока параметр порядка Δ в области контакта становится меньше параметра порядка Δ_0 в берегах вне этой области. При этом электроны с энергией $\epsilon < \Delta_0$ оказываются «запертыми» внутри контакта и движутся в пределах потенциальной ямы, отражаясь от ее краев. Наложение переменного поля приводит к

«дрожанию» потенциальной ямы и, как следствие, к энергетической диффузии электронов. В результате функция распределения электронов становится неравновесной, причем наиболее существенна неравновесность в центре контакта, где из-за энергетической диффузии уменьшается количество электронов по сравнению с равновесной ситуацией, что эквивалентно эффективному охлаждению контакта. В то же время вследствие диффузии электронов может происходить накопление последних в области больших энергий, что приводит к нагреву контакта. Результирующий эффект зависит от мощности облучения.

В ВТСП явление стимуляции сверхпроводимости МВ излучением также наблюдалось, но изучено значительно хуже, чем в традиционных сверхпроводниках. Это объясняется прежде всего небольшим количеством экспериментальных работ в этой области, что, в свою очередь, связано с некоторыми особенностями новых сверхпроводников. Например, малая величина ξ затрудняет изготовление слабых связей с параметрами, удовлетворяющими условию ограничения размеров, выполнение которого необходимо для наблюдения стимуляции по механизму Асламазова–Ларкина, а сильное электрон-электронное взаимодействие, как следствие малой длины свободного пробега l , препятствует стимуляции сверхпроводимости по механизму Элиашберга [66,67].

Первые сообщения об обнаружении стимуляции сверхпроводимости в керамических ВТСП образцах под действием МВ излучения [85] имели чисто «созерцательный» характер без детального проникновения в суть наблюдаемого явления и его анализа. Позднее в работе Дмитриева и др. [44] сообщалось о неравновесных эффектах в керамических мостиках из YBaCuO. В частности, наблюдалась стимуляция избыточного тока мостиков при облучении МВ сигналом на частоте 13,3 ГГц. Было показано, что, несмотря на появление на ВАХ ступенек Шапиро при облучении МВ сигналом, зависимость $I_c(P_\omega^{1/2})$ не описывается функцией Бесселя, как это ожидается для мостиков. Напротив, данная зависимость состоит из двух линейных участков, что характерно для длинного сверхпроводящего канала. Авторы [44] также обнаружили, что при мощностях облучения больших критической P_ω^c ($I_c(P_\omega^c) = 0$) пропускание постоянного тока приводит к переходу из нормального состояния в резистивное. Причем

ток переключения I_{tr} возрастает с увеличением МВ мощности. Это явление наблюдалось в ВТСП впервые и объясняется индуцируемым постоянным током перераспределением заряда между «активными» CuO_2 -плоскостями и «резервуаром» цепочек, что может приводить к увеличению плотности дырок в CuO_2 -плоскостях, где они образуют пары. На основании подробных измерений и анализа результатов, а также сравнения с аналогичными данными для низкотемпературных сверхпроводников авторы пришли к заключению о том, что стимуляция сверхпроводимости в керамических мостиках из YBaCuO происходит по механизму Асламазова–Ларкина вследствие энергетической диффузии электронов, локализованных в области сужения.

Фу и др. [86] исследовали отклик мостиков из эпитаксиальных пленок YBaCuO на бикристаллических подложках из SrTiO_3 на МВ излучение ($\nu = 12,4$ ГГц). Типичные размеры мостиков составляли $60 \text{ мкм} \times 20 \text{ мкм} \times 120 \text{ нм}$. По четырехзондовой методике одновременно измерялся отклик как внутрigrаничной, так и межграничной областей образца. Полученная зависимость $R(T)$ показала, что для области образца, не пересекающей слабую связь, нормальное сопротивление на порядок ниже, а ширина перехода намного уже, чем соответствующие величины для области, пересекающей слабую связь. Кроме того, измерение ВАХ области, пересекающей слабую связь, показало наличие ступенек, удовлетворяющих соотношению Джозефсона. Авторы делают вывод, что размытие перехода для области со слабой связью обусловлено возникновением ЦПФ.

При исследовании $R(T)$ для трех различных углов разориентации θ бикристаллической подложки установлено, что, в то время как для $\theta = 24^\circ$ практически никакого влияния МВ мощности на $R(T)$ не наблюдалось, для углов $\theta = 36$ и 45° было обнаружено повышение T_c с увеличением мощности облучения (рис. 24). Максимальным эффект был при $\theta = 45^\circ$. Поскольку весь сверхпроводящий переход смещался на 2–3 К выше равновесной T_c и повышение происходило лишь для области слабой связи, авторы считают, что не только флуктуации или эффекты перераспределения неравновесных квазичастиц могут быть ответственными за наблюдаемое явление. Высказывается гипотеза, что в данном случае проявляется стимуляция по механизму Асламазова–Ларкина. При измерении

зависимости $I_c(T)$ для слабых связей с различными углами разориентации кристаллов подложки θ было определено, что для всех трех переходов она имеет вид $I_c \approx (1 - T/T_c)^2$, характерный для слабых связей SNS -типа. Однако для $\theta = 24^\circ$ в области низких температур в узком диапазоне наблюдается отклонение («загиб») от теоретической зависимости. Авторы [86] считают, что это подтверждает существование более сильной межгранульной связи, присущей данному переходу, и предполагают, что различия в транспортных свойствах трех граничных слабых связей обусловлено их геометрической структурой, различия которой проявляются также и в зависимостях $R(T)$ при разных P_ω (см. рис. 24).

В работе Чоудхури и др. [87] изучался МВ поверхностный импеданс подвешенной полоски из эпитаксиальной пленки $YBaCuO$ в постоянном магнитном поле до 1 000 Э. Микроволновое магнитное поле было параллельным плоскости (ab) образца, а постоянное — оси c . Оказалось, что слабое магнитное поле (порядка нескольких Э) приводит к понижению R_s . Максимальный эффект (~ 20%) наблюдается в поле 5 Э, а в поле выше 25 Э уже происходило подавление сверхпроводимости (увеличение R_s). Измерения зависимости $R_s(H)$ при «сви́пировании» H от -100 до +100 Э показали, что даже при малых мощностях (на 21 дБм, т.е. на 21 дБ ниже 1 мВт) проявлялся гистерезис МВ отклика (т.е. несовпадение формы магнитопольевой зависимости с первичной при повторном «сви́пировании» поля). Авторы [87] сделали вывод, что МВ поле конкурирует с постоянным, приводя к появлению вихрей в образце, которые впоследствии зацепляются за дефекты решетки (пиннинг). Предполагается, что наблюдаемое уменьшение R_s связано с индуцированным МВ излучением неравновесным перераспределением квазичастиц, которое в присутствии постоянного тока I_{dc} и приводит к стимуляции сверхпроводимости. Подчеркивается также, что, поскольку в ВТСП наблюдается немонотонность зависимости $R_s(T)$ ($dR_s/dT < 0$), проявление эффекта, для которого $(dR_s/dI_{dc}) < 0$, неудивительно.

Основные особенности и условия реализации механизма:

явление стимуляции сверхпроводимости наблюдается в неоднородных и длинных однородных сверхпроводящих каналах и экспериментально проявляется в увеличении критических температуры и тока и уменьшении

сопротивления постоянному или переменному току. В мостиках и других типах пространственно неоднородных слабых связей стимуляция происходит по механизму Асламазова–Ларкина, а в длинных и узких каналах — по механизму Элиашберга;

для обоих механизмов характерно наличие нижней и верхней границ существования эффекта, причем обе частоты возрастают при понижении температуры;

для неоднородных контактов определяющую роль в возникновении эффекта играет их объем (который не должен превосходить определенную величину), а для узких однородных каналов — их ширина (аналогичное требование);

основным отличием стимуляции сверхпроводимости в мостиках является то, что их критическая температура (или критический ток) никогда не превосходит таковую для «берегов», тогда как для длинных однородных каналов критический ток может не только превышать I_c в отсутствие облучения, но и быть больше равновесного тока распаривания.

Заключение

Таким образом, совершенно ясно, что в ВТСП любого качества могут реализоваться как болометрические, так и неболометрические механизмы. При этом при частотах облучения $\nu \ll 2\Delta/h$ для гранулированных образцов основным неравновесным механизмом является обратный нестационарный эффект Джозефсона, для которого максимум отклика приходится на область резистивного «хвоста» температурной зависимости сопротивления и заметно отдален по температуре от максимума болометрического отклика. С улучшением качества образца максимумы неболометрического и болометрического откликов сближаются, почти сливаясь для высококачественных эпитаксиальных пленок. Превалирующими механизмами неравновесного отклика, по-видимому, являются либо индуцированное излучением движение магнитного потока, захваченного в слабых связях или в гранулах (в присутствии достаточного сильного постоянного магнитного поля), либо проскальзывание фазы на межгранульных слабых связях и джозефсоновских контактах, образованных перекрывающимися сегментами смежных медь-кислородных плоскостей. Несмотря на то что максимумы отклика вышеуказанных «высокотемпературных» механизмов почти совпадают по температуре с максимумами болометрической компоненты, их

можно исследовать, если применять бесконтактные методы регистрации (не вызывающие сильных нелинейных эффектов и эффектов разогрева из-за большого контактного сопротивления) и модулировать падающее излучение с частотой ≥ 10 кГц для исключения болометрического эффекта.

На частотах облучения $\nu > 2\Delta/h$ практически во всем диапазоне температур ниже T_c преобладающими нетепловыми механизмами являются электронный разогрев и неравновесное изменение кинетической индуктивности. Реализация фундаментальных характеристик, присущих этим механизмам, возможна при регистрации отклика методом «накачки-зондирования», когда сигнал от одного и того же источника (лазера) используется для воздействия на образец и (после ослабления и задержки) для измерения отклика. Данный метод весьма эффективен при использовании коротких импульсов облучения (< 1 пс), которые не накладывают ограничений характерных времен отклика, имеющих пикосекундный масштаб. К недостаткам метода «накачки-зондирования» можно отнести лишь его техническую сложность и необходимость в прецизионной дорогостоящей аппаратуре. В этой связи применение метода детектирования с РЧ или МВ смещением как более простого и экономически эффективного может быть альтернативой. Однако сначала предстоит выяснить масштабы ограничений как времен отклика, так и инерционности ВЧ методов регистрации.

В заключение мы хотели бы поблагодарить проф. В. М. Дмитриева за полезные замечания, высказанные при чтении предварительной версии данного обзора. Авторы также выражают благодарность М. А. Hein, P. G. Huggard, W. M. Huber, M. Lindgren, D. P. Choudhury, C. M. Fu, Yu. P. Gusev, A. M. Kadin за предоставленные копии опубликованных и неопубликованных работ.

1. G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66** 1125 (1994).
2. M. A. Hein, *Studies of high-temperature superconductors*, Nova Science Publishers, New York (1996). Vol. 18, p. 141.
3. Gi. Schneider, P. G. Huggard, T. P. O'Brien, and W. Blau, *Solid State Commun.* **89**, 705 (1994).
4. P. L. Richards, J. Clarke, R. Leoni, Ph. Lerch, and S. Verghese, *J. Appl. Phys.* **54**, 283 (1989); J. Clarke, G. I. Hoffer, P. L. Richards, and N. H. Yeh, *J. Appl. Phys.* **48**, 4865 (1977).
5. M. Lindgren, M. Currie, C. Williams, T. Y. Hsiang, R. Sobolewski, S. H. Moffat, R. A. Hughes, J. S. Preston, and F. A. Hegmann, in: *Proc. of ASC'96, ER-4*.
6. M. Lindgren, M. Currie, C. Williams, T. Y. Hsiang, P. M. Fauchet, R. Sobolewski, S. H. Moffat, R. A. Hughes, J. S. Preston, and F. A. Hegmann, *J. of Selected Topics in Quantum Electronics*, **2**, 668 (1996).
7. G. N. Gol'tsman, P. Kouminov, I. Goghidze, and E. M. Gershenson, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **5**, 2591 (1995).
8. M. A. Heusinger, A. D. Semenov, R. S. Nebosis, Yu. P. Gusev, and K. F. Renk, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **5**, 2595 (1995).
9. M. W. Johnson, A. M. Domino, and A. M. Kadin, *J. Appl. Phys.* **79**, 7069 (1996).
10. M. Leung, P. P. Broussard, J. H. Claassen, M. Osofsky, S. A. Wolf, and U. Strom, *Appl. Phys. Lett.* **50**, 2046 (1987).
11. N. T. Cherpak, E. V. Izhyk, A. Ya. Kirichenko, A. V. Velichko, I. N. Chukanova, and A. I. Usoskin, *Inter. Conf. on HTSC and Localization Phenomena*, Moscow (1991) p. M47; A. В. Величко, Э. В. Ижик, А. Я. Кириченко, Н. Т. Черпак, А. И. Усоскин, И. Н. Чуканова, *I Украинский симп. «Физика и техника мм и субмм радиоволн»*, Харьков (1991), т. 1, с. 107; A. V. Velichko, N. T. Cherpak, E. V. Izhyk, A. Ya. Kirichenko, and I. N. Chukanova, *Proc. Intern. Symp. «Physics and Engineering of mm and submm Waves»*, Kharkov (1994), vol. 1, 173.
12. А. Л. Дорофеев, *Индукционная спектроскопия*, Энергия, Москва (1973).
13. Ф. Ф. Менде, И. Н. Бондаренко, А. В. Трубицин, *Сверхпроводящие и охлаждаемые резонансные системы*, Наукова думка, Киев (1978).
14. S. G. Han, Z. V. Vardeny, K. S. Wong, and O. G. Symko, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 2708 (1990).
15. R. Sobolewski, L. Shi, T. Gong, W. Xiong, X. Weng, Y. Kostoulas, and P. M. Fauchet, *Proc SPIE* **2159**, 110 (1990).
16. P. W. Anderson, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 309 (1962).
17. E. Zeldov, N. M. Amer, G. Koren, and A. Gupta, *Phys. Rev.* **B39**, 9712 (1989).
18. A. Frenkel, E. Clausen, C. C. Chang, T. Venkatesan, P. S. D. Lin, X. D. Wu, and A. Inam, *Appl. Phys. Lett.* **55**, 911 (1989); A. Frenkel and C. C. Chang, *J. Mater. Res.* **5**, 691 (1990).
19. A. Frenkel, *Physica* **C180**, 251 (1991).
20. W. Eideloth, *IEEE Trans. Magn.* **27**, 2828 (1991).
21. T. T. M. Palstra, B. Batlogg, R. B. van Dover, L. F. Schneemeyer, and J. V. Waszczak, *Phys. Rev.* **B41**, 6621 (1990).
22. M. Tinkham, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1658 (1988).
23. V. Ambegaokar and B. J. Halperin, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 1364 (1969).
24. Y. Yeshurun and P. A. Malozemoff, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2202 (1988).
25. M. P. A. Fisher, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1415 (1989).
26. P. H. Kes, J. Aarts, J. van der Berg, C. J. van der Beek, and J. A. Mydosh, *Supercond. Sci. Technol.* **1**, 242 (1989).
27. J. Bardeen and M. J. Stephen, *Phys. Rev.* **A140**, 1197 (1965).
28. L. Ji, M. S. Rzchowski, and M. Tinkham, *Phys. Rev.* **B42**, 4838 (1990).
29. A. M. Portis, K. W. Blazey, K. A. Müller, and J. G. Bednorz, *Europhys. Lett.* **5**, 467 (1988).
30. А. В. Величко, *Дис. ... канд. физ.-мат. наук*, ИРЭ НАН Украины, Харьков (1996).
31. Ю. В. Медведев, А. С. Петров, *Изв. ВУЗов. Физика* **10**, 93 (1972); I. I. Eldumiatti and G. I. Haddad, *IEEE Trans. on Electron Devices* **19**, 257 (1972).
32. A. V. Velichko, N. T. Cherpak, E. V. Izhyk, A. Ya. Kirichenko, and V. T. Zagoskin, *Physica* **C261**, 220

- (1996); A. V. Velichko, N. T. Cherpak, E. V. Izhyk, A. Ya. Kirichenko, and I. N. Chukanova, *Physica* **C277**, 101 (1997).
33. A. В. Величко, Н. Т. Черпак, Э. В. Ижик, А. Я. Кириченко, И. Н. Чуканова, В. Т. Загоскин, *ФНТ* **22**, 963 (1996); A. V. Velichko, N. T. Cherpak, E. V. Izhyk, A. Ya. Kirichenko, and A. N. Stetsenko, *Czech J. Phys.* **46**, 1639 (1996).
34. A. Gurevich and H. K pfer, *Phys. Rev.* **B48**, 6477 (1993).
35. J. Halbritter, *J. Appl. Phys.* **68**, 6315 (1990).
36. S. Sridhar, *Appl. Phys. Lett.* **65**, 1054 (1994).
37. A. Gurevich, *Physica* **C243**, 191 (1995).
38. И. М. Дмитренко, *ФНТ* **22**, 849 (1996).
39. В. В. Шмидт, *Введение в физику сверхпроводников*, Наука, Москва (1982).
40. H. A. Blackstead, D. B. Pulling, P. J. McGinn, and J. Z. Liu, *Physica* **C174**, 394 (1991).
41. W. K. Kwok, U. Welp, G. W. Crabtree, K. G. Vandervoort, R. Hulseher, and J. Z. Liu, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 966 (1990).
42. J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless, *J. Phys.* **C6**, 1181 (1973).
43. H. A. Blackstead, *J. Supercond.* **5**, 67 (1992).
44. В. М. Дмитриев, И. В. Золочевский, Е. В. Христенко, *ФНТ* **19**, 249 (1993).
45. J. C. Culbertson, U. Strom, S. A. Wolf, P. Skeath, E. J. West, and W. K. Burns, *Phys. Rev.* **B39**, 12359 (1989); A. T. Fiory, A. F. Hebard, P. M. Mankiewich, and R. E. Howard, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1419 (1988).
46. A. M. Kadin, M. Leung, and A. D. Smith, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 3162 (1990).
47. A. M. Kadin, M. Leung, A. D. Smith, and J. M. Murduck, *IEEE Trans. Magn.* **27**, 1540 (1991).
48. W. J. Skocpol, M. R. Beasley, and M. Tinkham, *J. Low Temp. Phys.* **16**, 145 (1974).
49. A. M. Kadin, M. Leung, A. D. Smith, J. M. Murduck, *Appl. Phys. Lett.* **57**, 2847 (1990).
50. M. W. Johnson, A. M. Domino, and A. M. Kadin, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **5**, 2587 (1995).
51. W. J. Skocpol, M. R. Beasley, and M. Tinkham, *J. Appl. Phys.* **45**, 4054 (1974).
52. D. N. Langerberg, D. J. Scalapino, B. N. Taylor, and R. E. Eck, *Phys. Lett.* **20**, 563 (1966).
53. R. Durny, S. Ducharme, J. Hautala, D. J. Zheng, O. G. Symko, P. C. Taylor, and S. Kulkarni, *Physica* **C162-164**, 1065 (1989).
54. K. Chang, J. T. Chen, and L. E. Wenger, *Physica* **C162-164**, 1591 (1989); K. Chang, G. Yong, L. E. Wenger, and J. T. Chen, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 7316 (1991).
55. J. C. Gallop, W. J. Radcliffe, C. D. Langhman, R. Sobolevski, R. Kula, and P. Gierlowski, *Physica* **C162-164**, 1545 (1989).
56. Boone B. G., R. M. Sova, K. Moorjani, and W. J. Green, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 2676 (1991).
57. P. G. Huggard, Gi. Schneider, T. P. O'Brien, P. Lemoine, W. Blau, and W. Prettl, *Appl. Phys. Lett.* **58**, 2549 (1991).
58. P. Russer, *J. Appl. Phys.* **43**, 2008 (1972).
59. А. Бароне, Дж. Паттерно, *Физика и применение эффекта Джозефсона*, Наука, Москва (1986).
60. К. К. Лихарев, *Введение в динамику джозефсоновских переходов*, Наука, Москва (1985).
61. Gi. Schneider, P. G. Huggard, T. P. O'Brien, P. Lemoine, and W. Blau, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 648 (1992).
62. L. Ngo Phong and T. Shih, *J. Appl. Phys.* **74**, 7414 (1993).
63. A. Irie and G. Oya, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **5**, 3267 (1995).
64. D. C. Ling, J. T. Chen, and L. E. Wenger, *Phys. Rev.* **B53**, 1 (1996).
65. A. Gilabert, *Ann. Phys. France* **15**, 255 (1990).
66. Г. М. Элиашберг, *Письма в ЖЭТФ* **11**, 186 (1970).
67. В. М. Дмитриев, Е. В. Христенко, *ФНТ* **4**, 821 (1978).
68. Y. Enomoto, T. Murakami, and M. Suzuki, *Physica* **B** and **C148**, 408 (1988); Y. Enomoto and T. Murakami, *Jpn. J. Electr. Commun. Lab. Tech.* **34**, 1597 (1985); M. Suzuki, Y. Enomoto, and T. Murakami, *J. Appl. Phys.* **56**, 2083 (1984).
69. H. Tanabe, Y. Enomoto, M. Suzuki, T. Iwata, and A. Yamaji, *Jpn. J. Appl. Phys.* **29**, L466 (1990).
70. M. Johnson, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 1371 (1991).
71. A. D. Semenov, G. N. Gol'tsman, J. G. Gogidze, A. V. Sergeev, P. T. Lang, and K. F. Renk, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 903 (1992); N. Bluzzer, *Phys. Rev.* **B46**, 1033 (1992).
72. Z. M. Zhang and A. Frenkel, *J. Supercond.* **7**, 871 (1994).
73. S. G. Han, Z. V. Vardeny, O. G. Symko, and G. Koren, *IEEE Trans. Magn.* **27**, 1548 (1991).
74. С. И. Анисимов, Б. Л. Капелиович, Т. Л. Перельман, *ЖЭТФ* **66**, 776 (1974); T. Q. Qiu and C. L. Tien, *Intern. J. Heat Mass Transfer* **35**, 719 (1992).
75. A. Frenkel, *Phys. Rev.* **B48**, 9717 (1993).
76. Е. М. Гершензон, М. Е. Гершензон, Г. Н. Гольцман, А. Д. Семенов, А. В. Сергеев, *Письма в ЖЭТФ* **34**, 281 (1981); Е. М. Гершензон, М. Е. Гершензон, Г. Н. Гольцман, А. Д. Семенов, А. В. Сергеев, *ЖЭТФ* **86**, 758 (1984); Е. М. Gershenson, M. E. Gershenson, G. N. Gol'tsman et al., *IEEE Trans. Magn.* **27**, 2836 (1991).
77. Э. Е. Аксаев, Е. М. Гершензон, Г. Н. Гольцман, А. Д. Семенов, А. В. Сергеев, *СФХТ* **3**, 1933 (1990).
78. A. S. Afanasyev, V. N. Gubankov, P. M. Shadrin, and A. F. Volkov, *Proc. of ISEC*, Tokyo (1989).
79. A. S. Afanasyev, A. F. Volkov, V. N. Gubankov, Yu. Ya. Divin, and P. M. Shadrin, *IEEE Trans. Magn.* **25**, 2571 (1989).
80. А. С. Афанасьев, А. Ф. Волков, В. Н. Губанков, Ю. Я. Дивин, П. М. Шадрин, *ФНТ* **15**, 322 (1989).
81. Б. И. Шкловский, *Электронные свойства легированных полупроводников*, Наука, Москва (1979).
82. C. L. Bertin and K. Rose, *J. Appl. Phys.* **42**, 631 (1971).
83. A. F. G. Wyatt, V. M. Dmitriev, V. M. Moore, and F. W. Sheard, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 1166 (1966).
84. Л. Г. Асламазов, А. И. Ларкин, *ЖЭТФ* **74**, 2184 (1978).
85. Е. М. Rudenko, I. V. Korotash, I. P. Neverkovets, Yu. M. Boguslavskii, P. A. Zhukov, and A. G. Sivakov, *Supercond. Sci. Technol.* **4**, 1 (1991); А. Я. Кириченко, М. Б. Космына, А. Б. Левин, Н. Т. Черпак, *Письма в ЖЭТФ* **50**, 260 (1989).
86. C. M. Fu, J. Y. Juang, M. F. Chen, K. H. Wu, T. M. Uen, and Y. S. Gou, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **5**, 2196 (1994).
87. D. P. Choudhury, B. A. Willemsen, J. S. Derov, and S. Sridhar, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **7**, 1260 (1996).

**Response of high- T_c superconductors to
electromagnetic radiation
(Review Article)**

A. V. Velichko and N. T. Cherpak

Nonequilibrium processes arising under interaction between high-temperature superconductors and

electromagnetic radiation of a microwave-optical ranges are considered. Emphasis is placed on dependence of surface or dc resistance on external parameters (temperature, bias current, modulation frequency, magnetic field, radiation power and frequency) typical of each of the nonbolometric response mechanisms considered. The most generalized methods of monitoring HTSC response to electromagnetic radiation are described.