

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

гласуется 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 , 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 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,г). 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 характер-

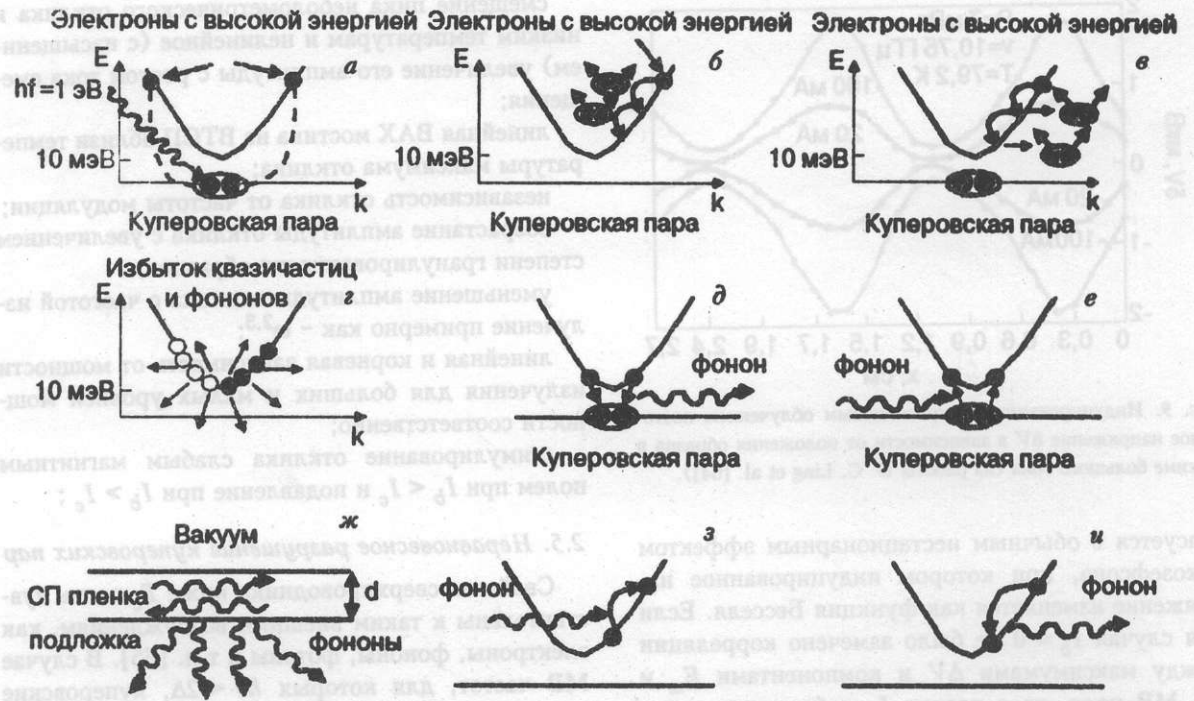


Рис. 10. Процессы взаимодействия между фотонами, квазичастицами и фононами в сверхпроводниках (из работы А. Gilabert [65]).

ными временами, такие как рассеяние возбужденных квазичастиц с поглощением (рис. 10,з) или испусканием (рис. 10,и) 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 ВаРbBiO ($T_c = 13$ K) 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]

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

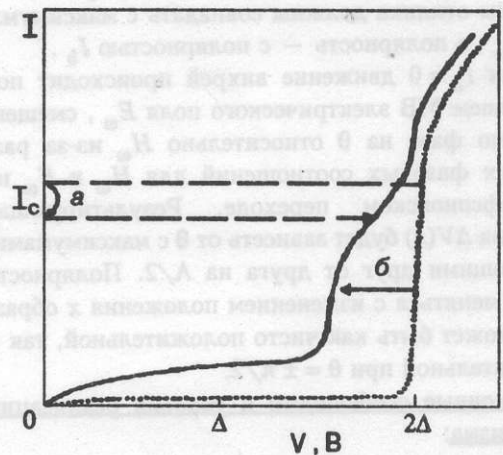


Рис. 11. Типичные ВАХ джозефсоновского туннельного перехода. Сплошная и пунктирная линии — ВАХ соответственно при облучении (а) и без него (б) (из работы А. Gilabert [65]).

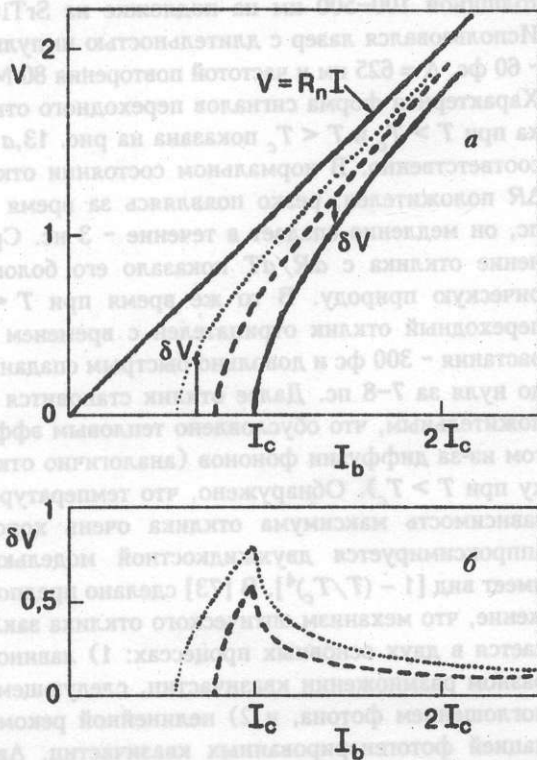


Рис. 12. Воздействие излучения на слабую связь: сплошная линия — ВАХ без облучения, пунктир и точки — при облучении (а); зависимость сдвига напряжения δV для двух характеристик $V(I)$ (точки и пунктир) от тока смещения I_b (б) (из работы А. Gilbert [65]).

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 ($\lambda \sim 1,3 \text{ мкм}$), 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, обу-

словленного 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 множитель в (24) определяет зависимость от тока смещения I_b , тогда как температурная зависимость следует из 2-го и 4-го множителей. Третий множитель выражается через плотность состояний N как $(\delta \Delta / \delta n_{qp}) = 1/2 N(0)$. Второй множитель 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 множителем $N(0)\Delta/2$. Для пленок $YBaCuO$ и $LaSrCuO$ эксперименты дали величину ВВЧ $\sim 20\text{--}30 \text{ В/Вт}$ при низких температурах ($\sim 5 \text{ К}$), а для аналогичных пленок $VaPbBiO$ 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 $YBaCuO$ ($20\text{--}200 \text{ нм}$) с высокой J_c ($> 10^5 \text{ А/см}^2$) в квазидвумерной геометрии. Отклик на оптическое излучение ($\lambda \approx 665 \text{ нм}$) с длительностью импульса $0,3 \text{ пс}$ и частотой повторения 2 кГц регистрировался с помощью супербыстродействующего осциллографа ($10 \text{ пс} < t < 10 \text{ нс}$). Было обнаружено две компоненты отклика: в районе $T_c \pm \Delta T/2$ (где $\Delta T = 3 \text{ К}$ — ширина сверхпроводящего перехода) наблюдался болометрический сигнал с постоянной времени $\sim 3 \text{ нс}$, 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 $\sim 100 \text{ пс}$ 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 ($\sim 100 \text{ пс}$), чем болометрическая составляющая ($\sim 3 \text{ нс}$) при

$T > T_c - \Delta T/2$. Джонсон делает вывод, что наблюдаемый отклик связан с процессом фотоиндуцированного распада куперовских пар.

Неболетрический отклик наблюдался также в ряде работ на эпитаксиальных пленках ВТСП [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 болетрическую 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

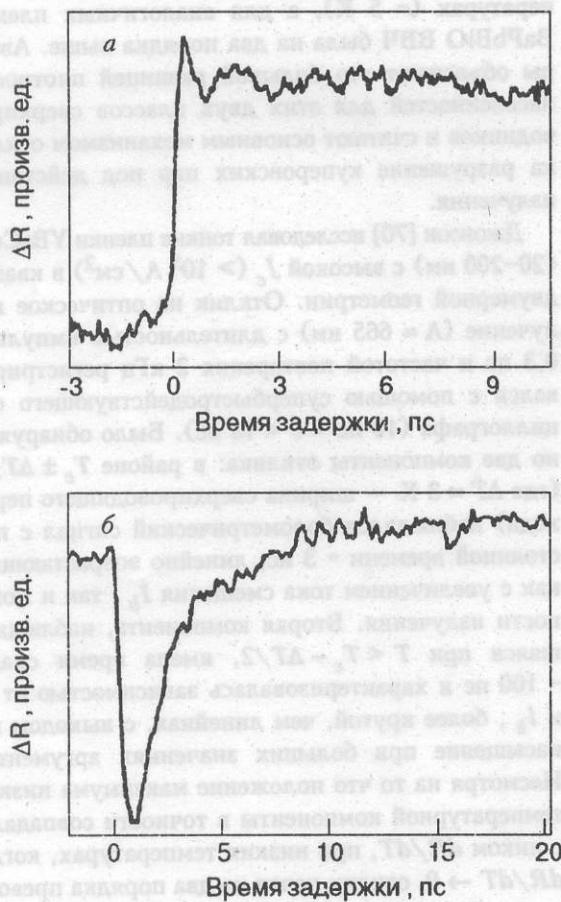


Рис. 13. Переходный отклик ΔR эпитаксиальной пленки YBaCuO при $T = 300$ К (а) и 20 К (б) ($T_c = 93$ К) (из работы S. G. Han et al. [73]).



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

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 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 рождают 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 фононную подсистемы можно рассматривать как находящиеся в равновесии друг с другом. Эффективные температуры электронного и фононного газа описываются выражениями [75]

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

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

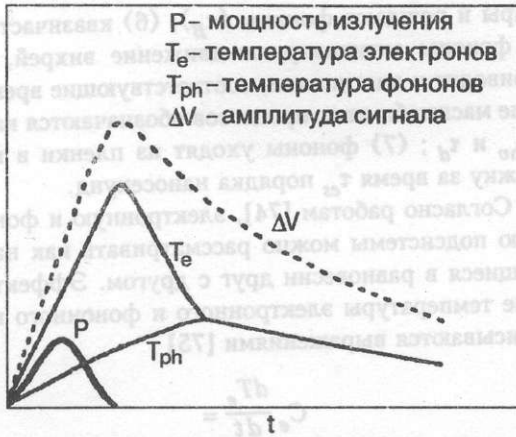


Рис. 15. Временная эволюция мощности излучения P , эффективных электронной T_e и фононной T_{ph} температур и амплитуды сигнала отклика ΔV сверхпроводника на оптическое излучение (из работы Z. M. Zhang and A. Frenkel [72]).

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) излуче-

ние 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

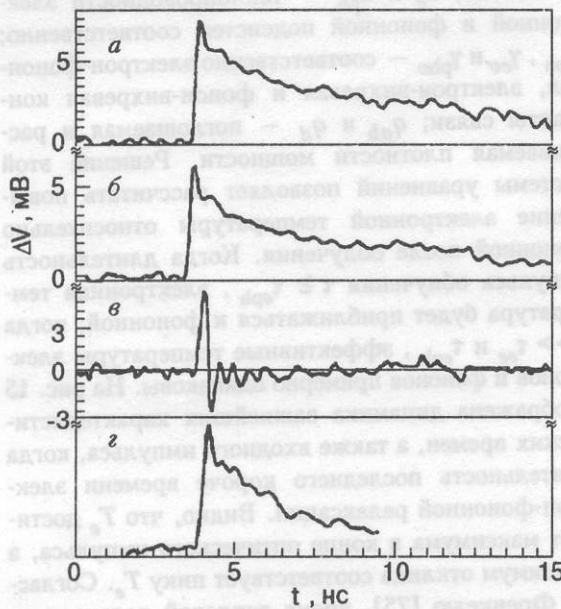


Рис. 16. Переходной фотоотклик микроострия из YBaCuO в при различных температурах (а-г): $T = 100$ К (нормальное состояние, $I_b = 7,5$ мА, $E = 40$ мкДж/см²) (а); $T = 85$ К (вблизи середины перехода, $I_b = 1$ мА, $E = 2$ мкДж/см²) (б); $T = 54$ К (сверхпроводящее состояние, $I_b = 1$ мА, $E = 40$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

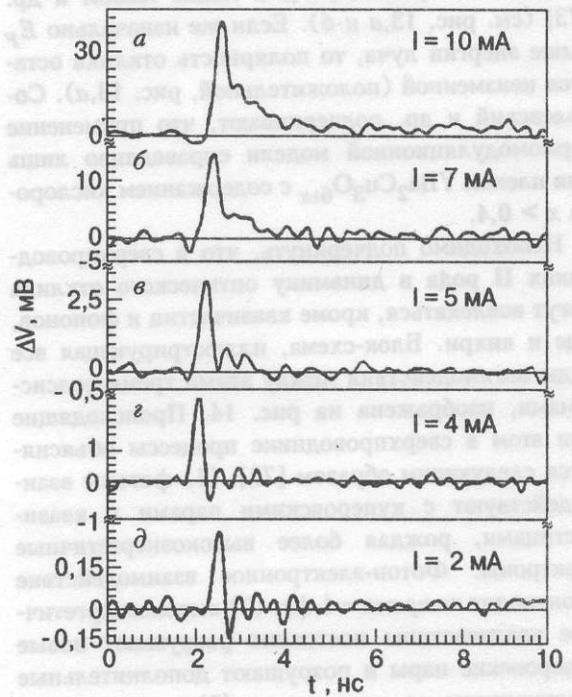


Рис. 17. Переходной фотоотклик микрополосковой линии из YBaCuO при $T = 4,2$ К, $E = 2$ мкДж/см² и различных токах смещения I_b , мА: 10 (а); 7 (б); 5 (в); 4 (г); 2 (д) (из работы G. N. Gol'tsman et al. [7]).

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 существования 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_I (до 0,6 мДж/см²) фототклик сохранял свою форму, а его амплитуда была пропорциональна I_b и P_I . 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 биэкспоненциального 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 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.

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: $C_{ph}/C_e > 100$ [76]. Электронный механизм был практически осуществлен лишь в двух ситуациях [77]. Одна связана с использованием гранулированных пленок ВаРbВиО 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) разогревочного 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

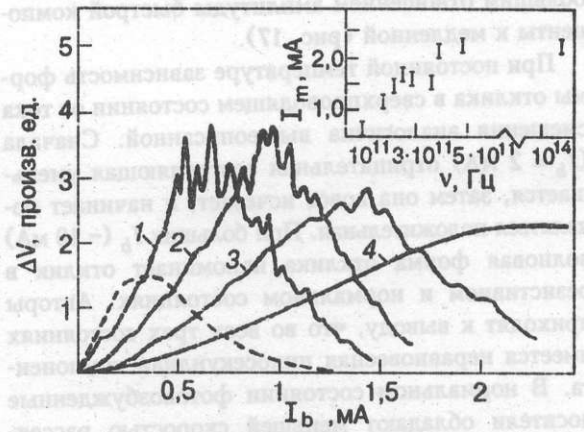


Рис. 18. Зависимость отклика ΔV от тока смещения I_b для пленки YBaCuO при различных длинах волн излучения λ , мм: 2,2 (1); 1,5 (2); 1,1 (3); 0,6 и $8 \cdot 10^{-4}$ (4) и $B = 0$ (сплошные линии) и 3 Тл (пунктир); $T = 4,2$ К. Вставка — частотная зависимость тока максимума отклика I_m (из работы Э.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

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 $\tau_\Delta - (k_B T / \Delta) \tau_{eph}$. 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 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. $I_c = 0$. Это связа-

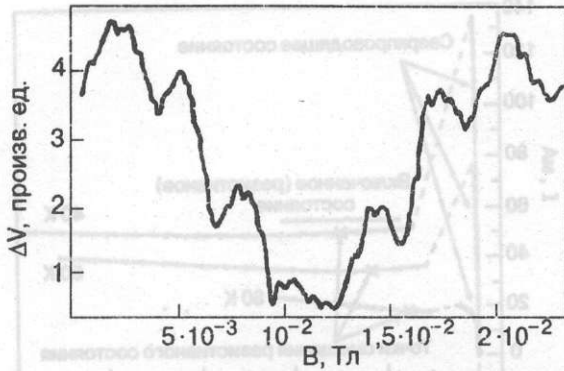


Рис. 19. Полевая зависимость осцилляции отклика ΔV гранулированной пленки $YBaCuO$ при $T = 4,2$ К; $\Lambda = 2,2$ мм; $I = 2$ мкА (из работы Э. Е. Аксаева и др. [77]).

но, 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 критического тока: $L = (h/8\pi e)\lambda_L \Delta B$, что дает $L = 0,35$ и $1,7$ мкм (при $\lambda_L = 2000$ Å). Эти вели-

чины разумно согласуются с реальными размерами микромостиков.

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 $\nu \sim 2\Delta/h$. 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 ~10% сопротивления в нормальном состоянии R_n . Характер зависимости $\tau(T) \sim T^{-1}$ 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 температу-

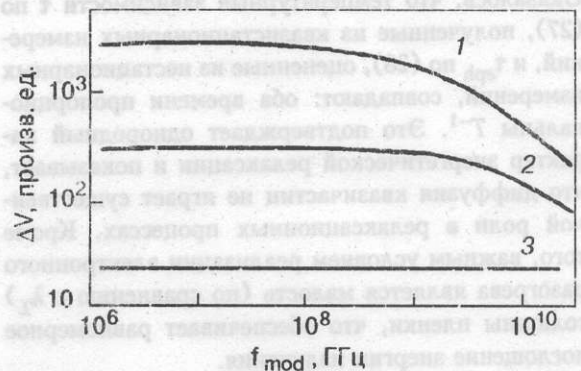


Рис. 20. Зависимость отклика ΔV от частоты модуляции f_{mod} для гранулированной пленки $YBaCuO$ при постоянном импедансе и различных температурах T , К: 1,7 (1); 4,2 (2); 77 (3) (из работы Э. Е. Аксаева и др. [77]).

ры. 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, осталось 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 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 $\nu > \tau_{\text{eph}}^{-1}$ в условиях электронного разогрева отклик описывается выражением [77]

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

из которого можно получить температурную зависимость τ_{eph} даже в недоступной для измерений области температур. Согласно (28), $\tau_{\text{eph}} \sim T\Delta V(dV/dT)^{-1}$ при $\nu \ll (2\pi\tau_{\text{eph}})^{-1}$ 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

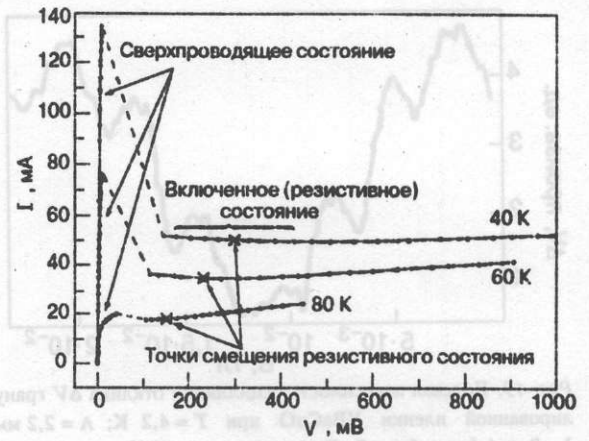


Рис. 21. Вольт-амперная характеристика микромостика из YBaCuO, измеренная четырехзондовым методом (из работы М. Lindgren et al. [6]).

LaAlO₃ на оптическое излучение с $\lambda = 790$ нм, длительностью импульсов 100 фс и частотой повторения 76 МГц. Мостик размерами 5x7 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 LiTaO₃ 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.

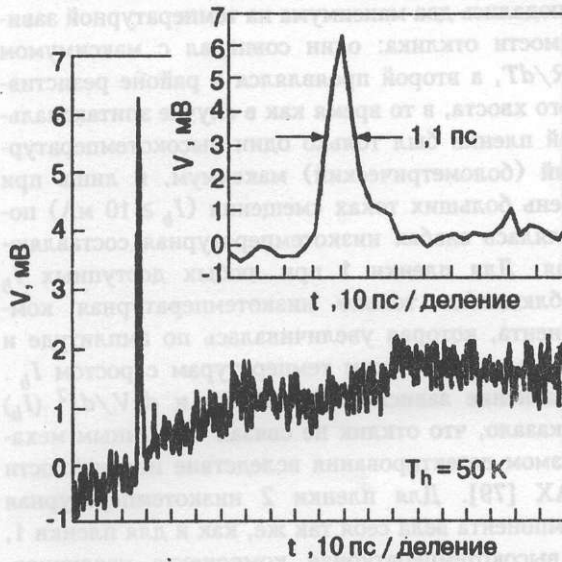


Рис. 22. Переходный отклик мостика из YBaCuO в резистивном состоянии при $T_b = 50$ К. Ненулевой начальный уровень связан с медленным дрейфом сканирующего луча относительно центра щели между копланарными волноводами (из работы M. Lindgren et al. [6]).

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 $\tau_{et} = 0,56$ пс и электрон-фононной релаксации $\tau_{eph} = 1,1$ 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

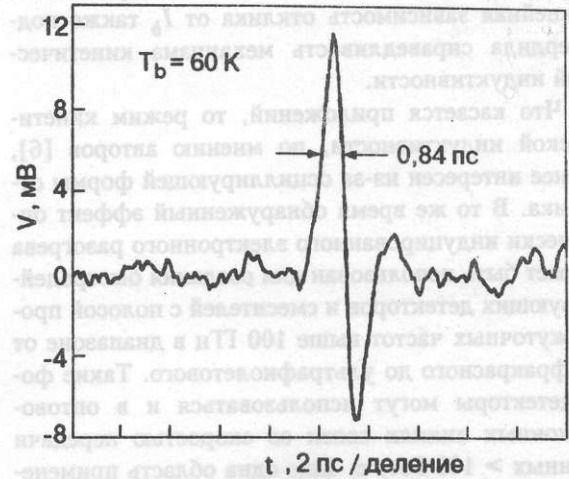


Рис. 23. Переходный отклик мостика из YBaCuO в сверхпроводящем состоянии при $T_b = 60$ К (из работы M. Lindgren et al. [6]).

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 $P_{eq} \sim 10^{-12}$ – 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 $d = 1$ мкм), 2 — поликристаллической с размером гранул ~ 1 мкм ($d = 1$ мкм) и 3 — эпитаксиальной ($d = 0,1$ мкм). Для пленки 2 на-

блюдались 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 $T - T_c$ энергия i -й связи $E_{ci} = \hbar I_{ci} / 4\pi e$ 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^m, 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 сис-

теме зависит от изменения I_c под действием облучения:

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

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 спадать в области резистивного хвоста, что и наблюдалось в эксперименте [78]. Согласно этой модели, отклик должен иметь максимум при $z = 1$, 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 состоянии в МВ поле с новой функцией распределения электронов по энергиям и целью $\Delta(P_\omega)$ 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. При этом 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 энергетичес-

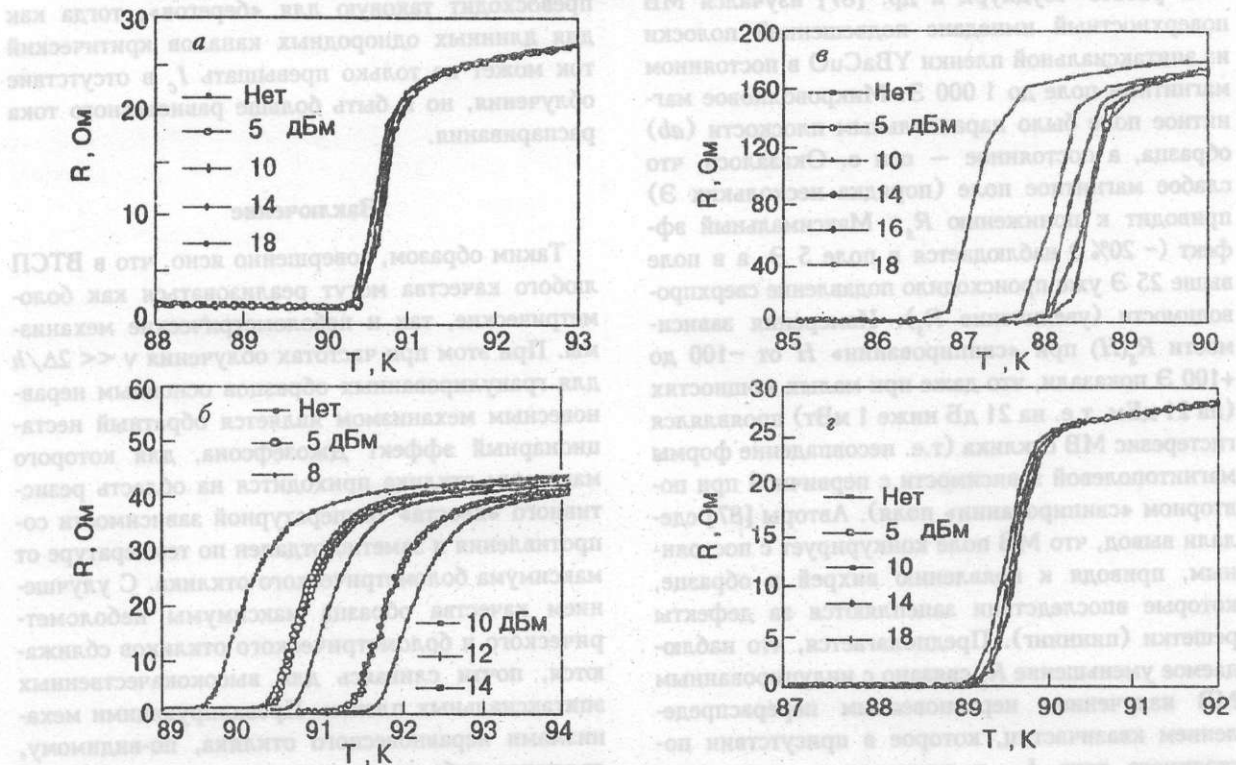


Рис. 24. Усиленная микроволновым облучением зависимость $R(T)$ для $\theta = 24^\circ$ (а), $36,8^\circ$ (б) и 45° (в). Для сравнения показаны результаты для внутригранульной границы мостика с $\theta = 36,8^\circ$ (з). Видно, что стимуляция значительна только для достаточно слабосвязанных переходов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

кой 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 внутригранульной, так и межгранульной 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 увеличени-

ем 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 к др. [87] изучался МВ поверхностный импеданс подвешенной полоски из эпитаксиальной пленки УВаСиО в постоянном магнитном поле до 1 ООЭ. Микроволновое магнитное поле было параллельным плоскости (аb) образца, а постоянное — оси с. Оказалось, что слабое магнитное поле (порядка нескольких Э) приводит к понижению K_5 . Максимальный эффект (-20%) наблюдается в поле 5 Э, а в поле выше 25 Э уже происходило подавление сверхпроводимости (увеличение K^*). Измерения зависимости KAH 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 K_5 связано с индуцированным МВ излучением неравновесным перераспределением квазичастиц, которое в присутствии постоянного тока $I_{лс}$ и приводит к стимуляции сверхпроводимости. Подчеркивается также, что, поскольку в ВТСП наблюдается немонотонность зависимости $K_5(T) \{ (AK_5 / IT) < 0 \}$, проявление эффекта, для которого $(\sigma K_5 / (H_{лс})) < 0$, 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 $V \ll 2D/L$ 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 достаточно 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 $V > 2A/I$ 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