

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» ($d, w \ll \lambda_1$) 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 (**ab**) получаем [40]

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

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 наблюдавшуюся 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 — 0,1–0,25 Тл, а для BiSrCaCuO H_0 — 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 фононами. 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 $P_{\omega} = 0$) резистивное состояние.

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 термоактивной 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_v , приближающейся к квантовому пределу $R_v = 1/(2ev)$. 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.

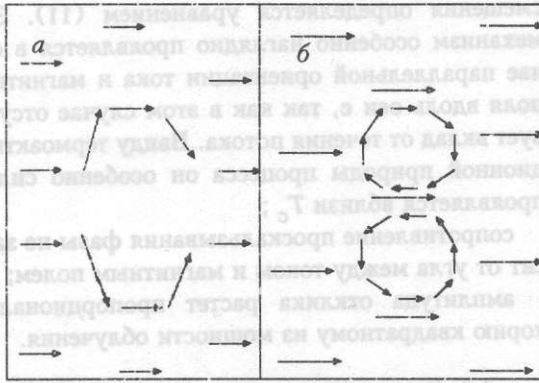


Рис. 4. Протекание тока вблизи зарождающейся пары «вихрь-антивихрь» при большом транспортном токе: общий ток (а); та же конфигурация с разделенными вихревыми токами (б) (из работы А. М. Kadin et al. [46]).

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 термоактивными 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 $\hbar\nu \gg 2\Delta$ 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 $\sim \hbar/k_B T_{KT}$ 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 неустойчивости 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 одномерного (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 $R_v = \Phi_0/h\nu$. 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 $(\delta V/\delta T)_I$ при малых I_b авторы делают оценку эффективного нагрева образца $\delta T_{eff} \sim 150$ 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 $\delta T_{eff} \sim 1$ 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 $R_{eff}^{(T)}$. Оказалось, что вблизи перехода $R_{eff}^{(T)}$ сильно зависело от I_b , в то время как для чисто теплового эффекта $R_{eff}^{(T)}$

не должно зависеть от тока и заметно зависит от температуры. Сравнение эксперимента с моделью горячих пятен [51] показало хорошее согласие для температурной зависимости $R_{eff}^{(T)}$ вблизи перехода, тогда как в глубоком сверхпроводящем состоянии модель дает заниженное значение $R_{eff}^{(T)}$. Причем расчеты [9] показывают, что термосопротивление $R_{eph}^{(T)}$, 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 $(\partial V/\partial T)_I$ (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 наблюдаемый 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 H-структуры. Пленка H-формы помещалась в прямоугольный волновод таким образом, чтобы электрическое поле E_{ω} было параллельно перешейку, а магнитное поле H_{ω} — перпендикулярно плоскости H-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 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

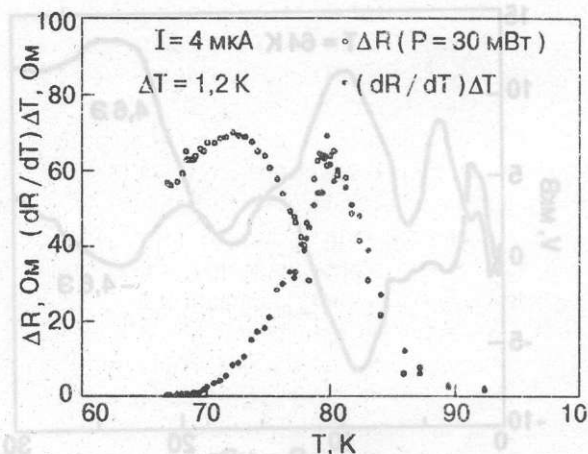


Рис. 5. Температурные зависимости отклика ΔR и производной dR/dT , умноженной на константу $\Delta T = 1,2$ К, для пленки YBaCuO (из работы К. Chang et al. [54]).

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 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 на-

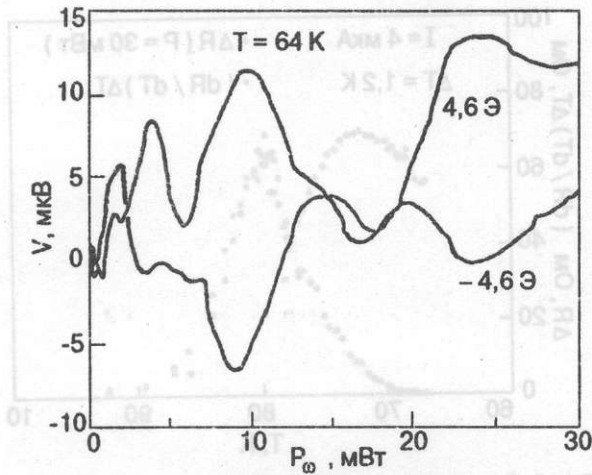


Рис. 6. Зависимость индуцированного микроволновым излучением напряжения V от микроволновой мощности для пленки YBaCuO без постоянного смещения для двух различных направлений постоянного магнитного поля при $T = 64 \text{ K}$ (из работы К. Chang et al. [54]).

пряжения смещения V_b при воздействии МВ излучения ($\sim 10 \text{ мВт}$) частотой $8\text{--}20 \text{ ГГц}$. 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 флюксоновая 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 Шапира в одиночном ДП.

Буне и др. [56] также исследовали отклик пленок из YBaCuO в виде полосок размерами $2000 \times 600 \text{ мкм}$ и толщиной $1,3\text{--}2 \text{ мкм}$ на импульсное МВ излучение частотой 9 ГГц . В районе резистивного «хвоста» обнаружен отклик, который растет с увеличением I_b и МВ мощности ($P_{\omega}^{\text{max}} \sim 100 \text{ мВт}$). 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 оценена эквивалентная мощность шума $P_{\text{eq}} \sim 6 \cdot 10^{-10} \text{ Вт}/\sqrt{\text{Гц}}$, 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 флюксоновой решетки с МВ полем [55].

Хаггард и др. [57] изучали отклик тонкопленочных мостиков из BiSrCaCuO на импульсное ($\tau = 65 \text{ нс}$) ИК излучение ($\lambda = 447 \text{ мкм}$) 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 $I_b > 100 \text{ мкА}$. 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: $P_{\text{eq}} = 5 \cdot 10^{-9} \text{ Вт}/\sqrt{\text{Гц}}$, $R_v = 0,6 \text{ В/Вт}$ ($1 \text{ мВт} < P_{\omega} < 50 \text{ мВт}$) и $P_{\text{eq}} = 3 \cdot 10^{-12} \text{ Вт}/\sqrt{\text{Гц}}$, $R_v = 1,2 \cdot 10^{-2} \text{ В/Вт}$ ($0 < P_{\omega} < 1 \text{ мВт}$). 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 $T = 17 \text{ K} \ll T_c/3$ ($T_c \sim 85 \text{ K}$).

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].

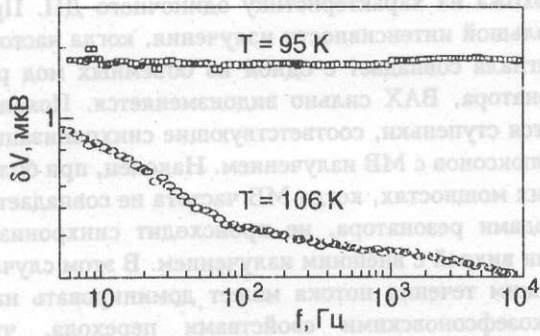


Рис. 7. Фотоотклик тонкой пленки BiSrCaCuO в зависимости от частоты модуляции для болометрической ($T = 106$ K) и неболометрической ($T = 95$ K) компонент, $I = 1$ mA, $P = 2,5$ мВт/см (из работы L. Ngo Phong и T. Shih [62]).

в диапазоне частот $(10-1000)$ см⁻¹. Для частот от 10 до 100 см⁻¹ был выявлен только неболометрический отклик с постоянной времени $\tau \sim 4$ нс и зависимостью $\Delta V \sim P_{\omega}^{1/2}$ 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 1000 см⁻¹ хорошо описывается степенным законом с показателем степени 2,3. Полученные результаты подтверждают джозефсоновский характер неболометрического 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 $0 < f_{mod} < 100$ 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 взаимодей-

ствия 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/Вт и $D^* = 1,1 \cdot 10^8$ см²·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

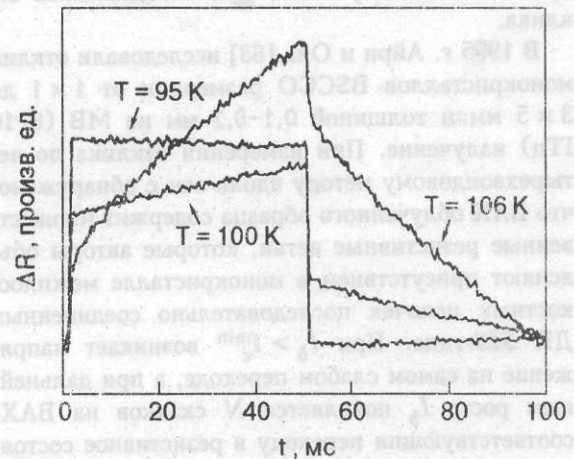


Рис. 8. Переходный отклик ΔR тонкой пленки YBaCuO, индуцированный МВ ($\lambda = 5$ мм) импульсным излучением при различных температурах вблизи T_c , $I = 1$ mA, $f_{mod} = 10$ Гц, $P = 2,5$ мВт/см² (из работы L. Ngo Phong и T. Shih [62]).

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 ($l_j = 0,5$ 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 c обнаружено, что ВАХ облученного образца содержит множественные резистивные ветви, которые авторы объясняют присутствием в монокристалле межплоскостных цепочек последовательно соединенных ДП SIS-типа. При $I_b > I_c^{\min}$ возникает напряжение на самом слабом 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 $V_n = mnv/2e$, 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 вхождением 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 со-