

05.4;12

Возможность создания индуктивного быстродействующего детектора электромагнитного излучения на основе тонких $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ пленок

© И.Г. Гогидзе, П.Б. Куминов, А.В. Сергеев, Е.М. Гершензон

Московский педагогический государственный университет

Поступило в Редакцию 1 сентября 1997 г.

В окончательной редакции 13 мая 1998 г.

Показана возможность создания индуктивного быстродействующего неравновесного детектора электромагнитного излучения на основе тонких пленок YBaCuO . Впервые осуществлен электронный режим детектирования низкотемпературного индуктивного YBaCuO детектора в полосе измерительных частот $\Delta f = 1 \div 50$ МГц и доказано отсутствие болометрического режима детектирования при рабочих температурах гораздо ниже сверхпроводящего перехода. В электронном режиме постоянная времени низкотемпературного индуктивного YBaCuO детектора определяется только временем электрон-фононного взаимодействия в нодальных областях τ_{e-ph}^d . Детектор имеет следующие предельные характеристики: при понижении рабочей температуры от 10 до 1 К постоянная времени τ_D меняется от 10 до 100 ps, обнаружительная способность D^* соответственно улучшается от 10^9 до $4 \cdot 10^{12} \text{ W}^{-1} \cdot \text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}$.

Особый интерес представляет использование неравновесного отклика высокотемпературных сверхпроводниковых пленок в качестве быстродействующих детекторов. В последние годы проделана большая работа по изучению резистивного отклика, т.е. изменения сопротивления под действием излучения вблизи сверхпроводящего перехода. Обнаруженный нами резистивный отклик YBaCuO пленок состоит из двух компонент. Первая пикосекундная неравновесная составляющая обусловлена электрон-фононной релаксацией, а вторая наносекундная составляющая обязана болометричному нагреву сверхпроводящей пленки, релаксирующему за счет ухода фононов через границу [1,2]. Наличие болометрических "хвостов" является существенным негативным фактором, ограничивающим практически все применения неравновесного

пикосекундного отклика ВТСП пленок. Например, параметры терагерцевых смесителей на горячих электронах на основе ВТСП на несколько порядков хуже аналогичных смесителей на основе традиционных сверхпроводников [3]. Понижение рабочей температуры и переход к чисто сверхпроводящему состоянию позволяет подавить болометрический эффект, что, по нашему мнению, является перспективным путем для достижения высоких параметров электронных детекторов и смесителей.

К настоящему времени, несмотря на огромный интерес и широкомасштабные исследования высокотемпературных сверхпроводников, какие-либо неравновесные явления в сверхпроводящем состоянии этих материалов мало изучены. Практически отсутствуют данные о временах релаксации и рекомбинации квазичастиц, динамике параметра порядка. В связи с таким положением дел в данный момент детальный расчет параметров индуктивного детектора не представляется возможным. В работе [4] был проведен теоретический анализ кинетики ВТСП пленок на основе модели с d -спариванием, в пользу которой свидетельствуют многие эксперименты, в том числе и наши результаты. По нашему мнению, такой анализ качественно правильно описывает особенности ВТСП материалов, главной из которых является наличие нодальных областей в спектре квазичастиц.

Сложность изучения электронной кинетики в ВТСП материалах обусловлена в первую очередь структурой параметра порядка. Наличие нодальных областей, где сверхпроводящая щель мала, качественно меняет электронные процессы рассеяния по сравнению с соответствующими процессами в традиционных сверхпроводниках. В результате характерные времена в ВТСП материалах оказываются существенно короче, что делает неравновесные явления в них более сложными для регистрации, но более перспективными для применения в быстродействующей (пикосекундной) электронике.

В высокотемпературных сверхпроводниках при низких температурах квазичастицы сосредоточены в нодальных областях, поэтому времена рекомбинации и релаксации отличаются лишь факторами когерентности и оказываются одного порядка. Оба времени лишь степенным образом увеличиваются при понижении температуры. Время электронной релаксации в резистивном состоянии вблизи сверхпроводящего перехода в YBaCuO пленках было определено в [5] и составляет $\simeq 2$ ps. Поэтому даже при гелиевых температурах ожидаемые характерные электронные времена короче 100 ps. Экспериментальные исследования индуктивного

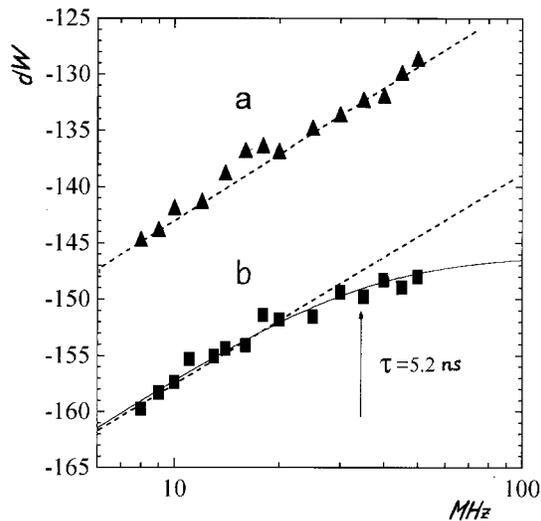
отклика вблизи сверхпроводящего перехода показывают, что кинетика электронов мало отличается от процессов в резистивном состоянии [6]. В этой области температур наблюдается двухвременная релаксация, в которой пикосекундные процессы обусловлены электрон-фононным взаимодействием, а наносекундные связаны с уходом фононов через границу ВТСП пленка-подложка (болометрический эффект). Понижение температуры и использование более тонких пленок позволяют избавляться от болометрического эффекта.

Результаты недавних экспериментов по микроволновому отклику, ЯМР и фотоэмиссии однозначно демонстрируют существование низкоэнергетических возбуждений в нодалных областях [7]. Исследования фазовой когерентности торцевых скивдов поддерживают идею d -спаривания [8], d -симметрия также происходит из модели, в которой спаривание возникает из-за обмена антиферромагнитными спиновыми флуктуациями [9]. Благодаря наличию нодалных линий, низкотемпературное поведение сверхпроводника очень чувствительно к примесям. Без электрон-примесного рассеяния плотность состояний квазичастиц является линейной функцией энергии вблизи поверхности Ферми. Даже малые концентрации примесей приводят к постоянной плотности состояний квазичастиц, которая зависит от электрон-примесного потенциала [10].

Благодаря отсутствию особенности в плотности состояний время рекомбинации квазичастиц не растет экспоненциально при низких температурах. Поэтому описание фотоотклика моделью Оуэна и Скалапино [11] не оправдано. Как было уже отмечено выше, эксперименты вблизи перехода показывают очень сильное межэлектронное взаимодействие. Предположив, что электрон-электронное взаимодействие превалирует над электрон-фононным и в сверхпроводящем состоянии, можно использовать кинетическую схему с неравновесной электронной температурой.

В эксперименте регистрировалось переменное напряжение ΔU на образце, включенном в цепь постоянного тока I , возникающее под действием модулированного излучения ближнего инфракрасного диапазона. Источником излучения служил полупроводниковый лазерный диод с длиной волны 788 nm. Сигнал с образца на частотах до 50 MHz регистрировался фазочувствительным прибором EGG-502.

В начале измерений определялась максимально допустимая мощность излучения, при которой концентрация фотовозбужденных квазичастиц была равна концентрации равновесных, т. е. когда количество не-



Амплитудно-частотные характеристики индуктивного сигнала $\text{YBa}_2\text{Cu}_2\text{O}_{7-\delta}$ детектора (толщина пленки 500 \AA , подложка LaAlO_3) на токе смещения 5 mA и падающей мощности модулированного лазерного излучения — 7 dW при разных температурах: *a* — 4.2 K , *b* — 25 K .

равновесных квазичастиц, создаваемое излучением, было приблизительно равно количеству тепловых квазичастиц. Величина тока смещения образца выбиралась гораздо меньше критической.

Амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) индуктивного сигнала, полученные при двух разных рабочих температурах ($T_1 = 4.2 \text{ K}$, $T_2 = 25 \text{ K}$), показаны на рисунке. Как видно из этого рисунка, при температуре $T = 4.2 \text{ K}$ амплитуда исследуемого сигнала линейно растет с увеличением частоты модуляции и мощности падающего лазерного излучения во всей полосе измерительных частот (см. рисунок, *a*). С увеличением рабочей температуры ($T = 25 \text{ K}$) на АЧХ сигнала после частоты модуляции мощности излучения $f = 30.8 \text{ MHz}$ с характерным временем $\tau \approx 5.2 \text{ ns}$ появляется плато (см. рисунок, *b*).

Низкотемпературные исследования использованных образцов, для которых $\tau_{es} \approx 5.2 \pm 0.2 \text{ ns}$ [12], показали следующее: при рабочей температуре $T = 4.2 \text{ K}$ до частот модуляции электромагнитного излучения

$f = 50$ MHz (аппаратурное время $\tau = 3.18$ ns) амплитудно-частотная характеристика образца имеет возрастающий вид, т.е. амплитуда сигнала прямо пропорциональна частоте модуляции мощности падающего лазерного излучения. Если бы мы имели двухкомпонентную релаксацию отклика, то уже с $f = 30.8$ MHz наблюдали бы плато на АЧХ в нашей полосе измерительных частот ($\Delta f = 50$ MHz).

Наши экспериментальные результаты подтверждают низкотемпературную реализацию чисто неравновесного отклика в ВТСП, т.е. отсутствие болометрического эффекта при рабочих температурах гораздо ниже сверхпроводящего перехода, и дают основания предполагать возможность создания неравновесного индуктивного быстродействующего детектора на основе тонких пленок YBaCuO.

Перейдем к обсуждению основных параметров YBaCuO индуктивного детектора, таких как постоянная времени τ_D и обнаружительная способность D^* . Кинетическая схема с неравновесной электронной температурой в ВТСП пленках вдали от сверхпроводящего перехода предполагает, что постоянная времени YBaCuO детектора равна времени релаксации электрон-фононного взаимодействия в нодальных областях τ_{e-ph}^d . При температуре $T = 4.2$ K $\tau_{e-ph}^d \simeq 15$ ps [5]. Тогда при температурах около $T = 10$ K постоянная времени неравновесного индуктивного YBaCuO детектора $\tau_D \simeq 10$ ps.

Следуя [4], обнаружительная способность неравновесного индуктивного ВТСП детектора равна

$$D^* = \sqrt{\frac{\tau_{e-ph}^d}{4T^2 c_q d}}, \quad (1)$$

где c_q — концентрация квазичастиц в нодальных областях, которую можно оценить по формуле

$$\frac{c_q(T)}{c_e(T_c)} \approx 1.54 \left(\frac{T}{T_c} \right)^2, \quad T \ll \Delta. \quad (2)$$

При температуре $T = 10$ K $c_q \simeq 4 \cdot 10^{-5}$ Дж \cdot см $^{-3}$ \cdot K $^{-1}$ и соответственно обнаружительная способность индуктивного YBaCuO детектора $D^* = 10^9$ W $^{-1}$ \cdot см \cdot Hz $^{1/2}$. При понижении температуры до $T = 1$ K обнаружительная способность улучшается больше, чем на три порядка $D^* = 4 \cdot 10^{12}$ W $^{-1}$ \cdot см \cdot Hz $^{1/2}$, тогда как постоянная времени детектора

становится всего на два порядка хуже $\tau_D = 100$ ps. Как видно, индуктивный неравновесный детектор обладает высокой обнаружительной способностью за счет малой концентрации квазичастиц и рекордным быстродействием. Недостатком такого детектора является невысокая вольт-ваттная чувствительность, что приводит к довольно жестким требованиям к усилителю в схеме регистрации.

Работа поддерживается Госпрограммой "Актуальные проблемы в физике конденсированных сред", направление "Сверхпроводимость" в рамках проекта № 96128 и Российским фондом фундаментальных исследований, проект № 1-068/4.

Список литературы

- [1] *Gershenson E.M., Gol'tsman G.N., Goghidze I.G. et al. // Physica C. 1991. N 185-189. P. 1371.*
- [2] *Гершензон Е.М., Гогидзе И.Г., Гольцман Г.Н. и др. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 22. С. 6.*
- [3] *Гершензон Е.М., Гольцман Г.Н., Гогидзе И.Г. и др. // СФХТ. 1990. Т. 3. № 10 (1). С. 1711.*
- [4] *Sergeev A.V., Reizer M.Yu. // Int. J. Mod. Phys. B. 1996. V. 10. N 6. P. 635.*
- [5] *Аксаев Э.Е., Гершензон Е.М., Гольцман Г.Н. и др. // СФХТ. 1990. Т. 3. № 8 (2). С. 1928.*
- [6] *Gol'tsman G.N., Kouminov P.B., Goghidze I.G., Gershenson E.M. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 1995. V. 5. N 2. P. 2591.*
- [7] *Kitazawa K. // Physica C. V. 235-240. P. XXIII.*
- [8] *Wollman D.A., Van Harlingen D.J., Lee W.C. et al. // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71. P. 2134.*
- [9] *Pines D. // Physica B. 1994. V. 199-200. P. 300.*
- [10] *Ye Sun, Maki K. // Phys. Rev. B. 1995. V. 51. P. 6059.*
- [11] *Owen C.S., Scalapino D.J. // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 28. P. 1559.*
- [12] *Sergeev A.V., Semenov A.D., Kouminov P.B. et al. // Phys. Rev. B. 1994. V. 49. N 13. P. 9091.*