

05.4; 06.3; 09

© 1991

ПИКОСЕКУНДНЫЙ ОТКЛИК НА ИЗЛУЧЕНИЕ
ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА
В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ $YBaCuO$ Е.М. Гершензон, И.Г. Гогидзе,
Г.Н. Гольцман, А.Д. Семенов,
А.В. Сергеев

В последнее время предпринимаются многочисленные попытки обнаружить и исследовать так называемый квазичастичный отклик пленок высокотемпературных сверхпроводников на электромагнитное излучение, обусловленный подавлением сверхпроводимости избыточными неравновесными квазичастицами, для которых фононы играют роль термостата [1-9]. Интерес к этому явлению связан с тем, что при относительно высокой чувствительности квазичастичный отклик обладает ультракороткой постоянной времени, определяемой временем рекомбинации квазичастиц, и создает перспективы для реализации быстродействующих детекторов, коммутаторов, смесителей с высокой промежуточной частотой [10]. В работах авторов [11, 12] было показано, что в субмиллиметровом диапазоне волн неравновесный отклик тонких пленок $YBaCuO$ аналогичен электронному разогреву в традиционных сверхпроводниках с малой длиной свободного пробега электронов. Время релаксации, интерпретируемое как время электрон-фононного рассеяния, составляет 30 нс при 4.2 К и уменьшается до 1-2 нс при 77 К. В оптическом диапазоне, где проводятся исследования большинством групп с использованием техники импульсных лазеров, сложилась противоречивая ситуация. С одной стороны, имеются многочисленные указания на то, что стационарные характеристики отклика существенно отличаются от ожидаемых при однородном нагреве образца [13] и могут быть связаны с неравновесными электронными процессами. С другой стороны, измеренное время отклика в лучшем случае составляет несколько наносекунд, что вполне допускает объяснение как болометрический эффект [14], хотя и время квазичастичного отклика при больших энергиях кванта излучения очень чувствительно с особенностям релаксации при высоких энергиях и может лежать в наносекундном диапазоне.

Целью настоящей работы является целенаправленный поиск пикосекундного отклика на оптическое излучение выяснение оптимальных условий его наблюдения, а также сравнение характеристик неравновесных эффектов в оптическом и субмиллиметровом диапазонах.

Пленки $YBaCuO$ толщиной 700 Å, приготовленные лазерным напылением на подложках из MgO (ось С перпендикулярна поверх-

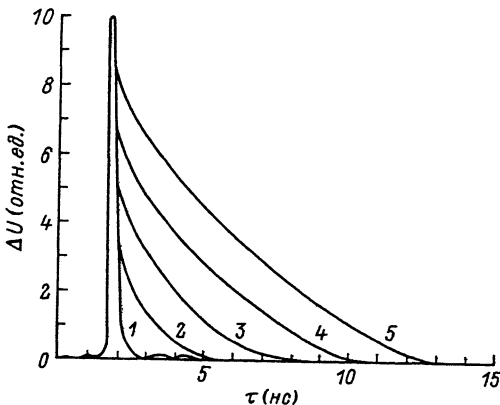


Рис. 1. Осциллограммы фотоотклика образца 11 при T : 4.2 К (1), 30 К (2), 40 К (3), 60 К (4), 80 К (5); $I=100$ мкА.

ности подложки), имели $T_c \approx 89$ К и ширину перехода $\Delta T_c \approx 2$ К (образец 1), а после длительной деградации – растянутый сверхпроводящий переход в интервале 40–90 К (образец П). Образцы представляли собой структуру из 10 параллельных полосок шириной 30 мкм и длиной 0.25 мм, включенных в разрыв микрополосковой 50-омной линии. Изменение сопротивления под действием излучения фиксировалось в режиме постоянного тока смещения. В диапазоне $\lambda = 0.3$ –2 мм временные измерения проводились в режиме непрерывной модуляции с использованием биений колебаний излучения двух ламп обратной волны (ЛОВ), для подавления эффекта Джозефсона вводилось магнитное поле до 5 Тл. Время отклика определялось из зависимости его величины от частоты биений, имеющей вид $\Delta U(f) = \Delta U(0) [1 + (2\pi f\tau)^2]^{1/2}$, в полосе $f = 0.1$ –8 ГГц. В качестве источника излучения в коротковолновой части спектра использовался импульсный $Nd - YAG$ лазер с удвоением частоты и компрессией импульсов. В результате импульсы излучения имели полуширину 10 пс и частоту повторения 5 Гц на длине волны 0.63 мкм. Импульсный отклик регистрировался с помощью малошумящего предусилителя и аналогового осциллографа в полосе 2 ГГц.

На рис. 1 показана зависимость времени отклика τ от температуры, полученная в миллиметровой области спектра. При $T > 10$ К значения τ оказываются вне доступного для непосредственных измерений диапазона частот (0–8 ГГц), здесь зависимость $\tau(T)$ рассчитывалась из стационарных измерений величины $\Delta U(T)$ в рамках модели электронного разогрева [13]. Отклик образца на импульсное оптическое излучение показан на рис. 2 для нескольких значений температуры. Видно, что релаксация отклика описывается двумя временами: коротким ~ 150 пс (оно определяется полосой

частот используемой аппаратуры) и длинным ~ 4 нс. Соотношение величин быстрого и медленного отклика при фиксированной температуре зависит от мощности излучения P и транспортного тока I . С увеличением I и P относительная величина быстрого отклика уменьшается. С учетом 10 % точности измерений характерное время быстрого отклика оказывается меньше 70 пс, что соответствует значениям τ , полученным в субмиллиметровой области спектра. Характерное время медленного отклика слабо растет с увеличением мощности излучения, а также зависит от температуры, достигая максимального значения ~ 8 нс при $T \sim 90$ К и уменьшаясь до ~ 5 нс при $T \sim 100$ К.

Обсудим экспериментальные результаты. Независимо от природы резистивного состояния, оно, как и чисто сверхпроводящее, оказывается очень чувствительным к избыточным квазичастицам с энергией $\epsilon \sim \Delta$ (Δ – среднее значение параметра порядка в резистивном состоянии). Подавление сверхпроводимости низкоэнергичными квазичастицами приводит к существенному увеличению сопротивления резистивного состояния. Быстрый квазичастичный отклик наблюдается, если избыточные квазичастицы находятся в неравновесных условиях по отношению к фононной подсистеме – тогда время отклика определяется временем рекомбинации квазичастиц. В субмиллиметровом диапазоне (энергия кванта $\nu \sim kT$) число непосредственно возбуждаемых из конденсата квазичастиц велико, порядка P/kT , как и при электронном разогреве в обычных сверхпроводниках с малой длиной свободного пробега электронов, где независимо от длины волны излучения высокая концентрация квазичастиц достигается посредством сильного кулоновского взаимодействия [15]. Условия фононного термостата выполняются за счет малой толщины пленки [12]. По этим причинам в субмиллиметровом диапазоне отклик $\gamma_{\text{васио}}$ пленок качественно похож на отклик пленок традиционных сверхпроводников. Сильное электрон–фононное взаимодействие и значительное повышение рабочей температуры для пленок $\gamma_{\text{васио}}$ приводят к существенному уменьшению значения постоянной времени по сравнению с обычными сверхпроводниками (см. рис. 2).

В оптическом диапазоне, при большой энергии кванта, ситуация более сложная, так как в формировании функций распределения неравновесных низкоэнергетичных квазичастиц и фононов большую роль играют процессы релаксации при высоких энергиях. Здесь обращает на себя внимание наличие двух характерных времен в релаксации (рис. 1). Пикосекундный отклик, по нашему мнению, имеет ту же природу, что и отклик на субмиллиметровое излучение. Наносекундный отклик, отсутствующий в субмиллиметровом диапазоне, не сводится к нагреву образца и, по-видимому, связан с более медленными процессами в электрон–фононной релаксации, когда энергия передается в слабозадействованные с электронной подсистемой фононные моды за счет сильного фонон–фононного взаимодействия при высоких энергиях. В пользу этой интерпретации свидетельствуют данные работы [16] по определению частотной границы появления наносекундного отклика $\nu \approx 10^{13}$ Гц.

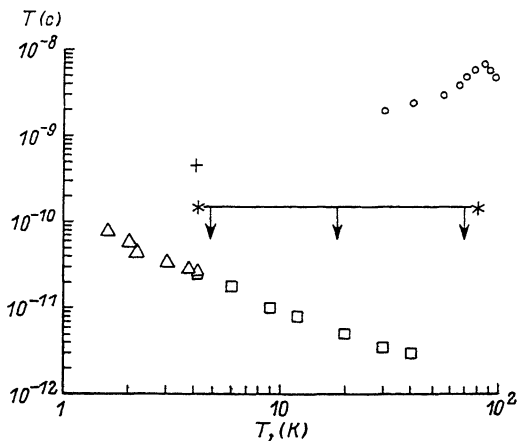


Рис. 2. Температурная зависимость времени отклика пленок $YBaCuO$ для длин волн излучения 2 мм (Δ - непосредственные измерения, \square - вычислено в рамках модели электронного разогрева из величины ΔU) и 0.63 мкм (\downarrow - верхний предел для времени быстрого отклика). Для сравнения время отклика в пленках Nb - +.

В заключение следует отметить, что обнаружение пикосекундного отклика на лазерное излучение открывает возможности создания ряда сверхбыстродействующих устройств инфракрасного и оптического диапазонов. К ним относятся пикосекундные детекторы, чувствительные во всей этой области спектра, широкополосные смесители, различные элементы схем, управляемые светом и др. Следует, однако, учесть, что в обсуждаемой области спектра в отличие от субмиллиметрового диапазона, когда мощность излучения соответствует верхней границе динамического диапазона пикосекундного отклика, он сопровождается наносекундным.

Работа поддерживается Научным Советом по проблеме ВТСП в рамках проекта № 90462.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Аксаев Э.Е., Гершензон Е.М., Гольцман Г.Н. и др. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 14. С. 88-93.
- [2] Culbertson J.C., Strom U., et al. // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. No 16. P. 12359-12362.

- [3] K a d i n A.V., B a l l e n t i n e P.H., and-
D o n a i d s o n W.R. // Phys. B. 1990. V. 165-
166. P. 1507-1508.
- [4] T a n a b e K., K u b o S., E n o m o-
t o Y. et al. // J. Appl. Phys. 1990. V. 1B.
P. L110-L113.
- [5] B o n n e B.G., S o v a R.M., et al. // J. Appl.
Phys. 1991. V. 69. No. 4. P. 2676-2678.
- [6] Y i X. and W o n g G. // Infrared Phys. 1990.
V. 32. No 3. P. 251-253.
- [7] T a n g O., D r i e s s e n A. et al. // J. of
the Less-Common Metals. 1990. V. 164-165.
P. 1587-1594.
- [8] Y o s h i s a t o Y., T a k e o k a A. et.
al. // Jap. J. of Appl. Phys. 1990. V. 29. No 6.
P. 1080-1085.
- [9] K a p l a n R., C a r l o s W., C u k a u s-
k a s E.J. // J. Appl. Phys. 1990. V. 67. No 9.
P. 4212-4216.
- [10] G e r s h e n z o n E.M. et al. // IEE. Trunz. Mag.
1991. V. 27. N 2. P. 1317-1320.
- [11] Г е р ш е н з о н Е.М., Г е р ш е н з о н М.Е.,
Г о л ь ц м а н Г.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1987.
Т. 46. С. 226-228.
- [12] G e r s h e n z o n E.M., G o l t s m a n G.N.,
S e m e n o v A.D., S e r g e e v A.V. //
Sol. St. Comm. 1990. V. 76. P. 493-497.
- [13] Z e l d o v E., A m e r N.M. et al. // Phys.
Rev. 1989. V. 39B. P. 9712.
- [14] C a r r G.L., O u i j a d a M. et al. // Appl.
Phys. Lett. 1990. V. 57. P. 2725.
- [15] G e r s h e n z o n E.M., G o l t s m a n G.N.,
P o t a p o v V.D., S e r g e e v A.V. // Sol.
St. Comm. 1990. V. 75. P. 639-641.
- [16] S e m e n o v A.D., L a n g P.T., R e n k K.F.
and G o g i d z e I.G. // Sol. St. Comm. 1991.
1991 to be publ.

Московский педагогический
государственный университет
им. В.И. Ленина

Поступило в Редакцию
9 октября 1991 г.