

## ГИГАНТСКОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ МОЩНОСТИ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПРОВОДЯЩИХ КЕРАМИКАХ

А.С.Щербаков, М.И.Кацнельсон, А.В.Трефилов

Н.Л.Сорокин, Э.Г.Валиулин, А.Н.Петров

Обнаружено гигантское поглощение мощности высокочастотного (ВЧ) поля ( $\nu \sim 1$  ГГц) в  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  и в системах с металлической проводимостью  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$  и  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7+\delta}$ . Наблюдаемые явления интерпретированы как сегнетоэлектрические аномалии на конечных частотах, обусловленные низкочастотной динамикой решетки. Построена феноменологическая модель, описывающая сосуществование сегнетоэлектрических аномалий с металлической проводимостью.

В настоящей работе исследовано поглощение мощности электромагнитного ВЧ поля в керамических материалах  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  (LCO),  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$  (LSCO) с  $x = 0, 175$  и  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7+\delta}$  (YBCO) при комнатной температуре. Методика приготовления образцов описана в <sup>1</sup>. Проводимость  $\sigma(\nu)$  в частотном диапазоне  $10^8 - 10^{10}$  Гц исследовалась методом измерения потерь в резонаторе <sup>2</sup>. Подробности методики измерений изложены в <sup>3</sup>.

На рис. 1 представлены результаты измерений поглощенной мощности  $P(\nu)$  для полупроводника LCO, отнесенной к потерям, обусловленным токами Фуко (значение его статической проводимости <sup>4</sup>  $\sigma(0) = 4$  (Ом·см)<sup>-1</sup>, в двух точках в резонаторе, соответствующих пучностям магнитного (H) и электрического (E) поля. Видно, что в то время как при  $\nu < 10^8$  Гц и  $\nu > 10^{10}$  Гц поглощенная мощность в точности соответствует потерям на токи Фуко, в диапазоне частот  $10^8 - 10^{10}$  Гц наблюдается резкое возрастание поглощенной мощности (более чем на два порядка величины при  $\nu \approx 0,9$  ГГц), имеющее резонансный характер. В области резонанса  $P(\nu)$  в E-точке превышает  $P(\nu)$  в H-точке, рис. 1.

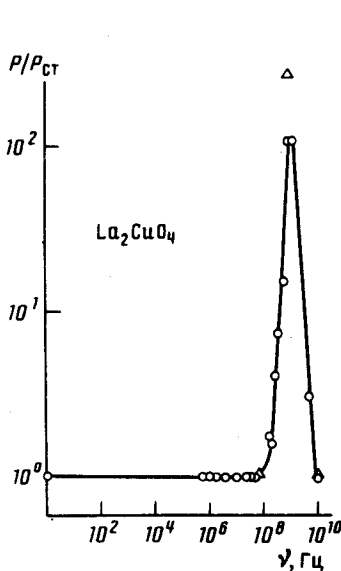


Рис. 1

Рис. 1. Частотная зависимость поглощенной мощности для образца LCO :  $\circ$  – в H-точке,  $\Delta$  – в E-точке.

$P_{ст}$  – потери на токи Фуко

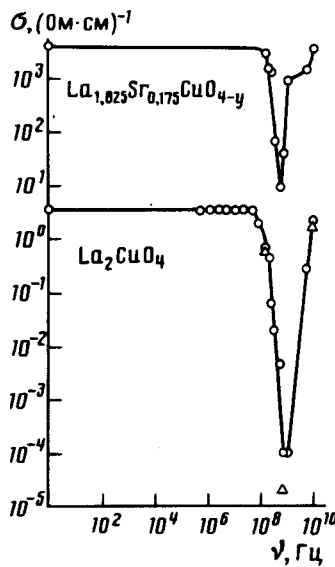


Рис. 2

Рис. 2. Частотная зависимость эффективной проводимости LSCO (верхняя кривая) и LCO (нижняя кривая)

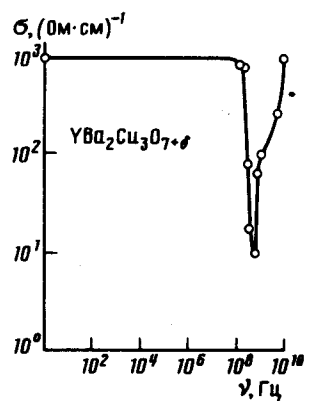


Рис. 3

Рис. 3. Частотная зависимость эффективной проводимости YBCO :  $\circ$  – комнатная температура

Мощность ВЧ поля в сегнетромагнитных системах может поглощаться либо электронами проводимости (потери на токи Фуко), либо дипольными моментами (как в сегнетоэлектриках). Как масштаб эффекта, так и характер его зависимости от положения образца в резонаторе исключают первую возможность. Тем самым, поглощение  $P$  на высоких частотах следует приписать дипольным моментам. Отметим, что речь идет о совершенно необычном "сегнетоэлектричестве", проявляющемся только на конечных частотах, которые при этом много меньше характерных частот фононов  $\nu_{ph} \sim 10^3 - 10^4$  ГГц.

Возможность существования низкочастотной динамики (НД) в твердых телах обсуждалась в связи с обнаружением "центрального пика" в рассеянии нейтронов<sup>5,6</sup>. Конкретные механизмы, которые могут приводить к НД, рассмотрены в<sup>7</sup>. Результаты рис. 1 приводят к выводу о существовании НД в LCO; кроме того, полученные данные показывают, что НД может проявляться в форме сегнетоэлектрических аномалий на конечных частотах. Отметим, что из всех известных теорий "центрального пика" только модель "нелинейного резонанса"<sup>7</sup> дает максимум поглощения на конечных  $\nu$ . Согласно<sup>7</sup>, в системах, демонстрирующих "центральный пик", могут существовать смещения атомов с характерными  $\nu \sim \nu_{ph} \kappa^2 \sim 1$  ГГц ( $\kappa$  — адиабатический параметр).

Таким образом, в результате исследования  $P(\nu)$  для LCO обнаружено новое явление — сегнетоэлектрические аномалии на конечных частотах. При этом LCO не является обычным сегнетоэлектриком, так как нет признаков каких-либо аномалий диэлектрической проницаемости  $\epsilon(\nu)$  при  $\nu < 0,1$  ГГц. Данные структурных исследований<sup>1</sup> также, по-видимому, исключают обычное сегнетоэлектричество ввиду наличия центра инверсии в структуре LCO.

На рис. 2 представлены результаты измерений  $\sigma(\nu)$  для LSCO (здесь же приведены данные рис. 1 для LCO в единицах эффективной проводимости). Подчеркнем, что по своим статическим свойствам образец LSCO является металлом ( $\sigma(0) \approx 4500$  (Ом·см)<sup>-1</sup> и характерный для металлов положительный температурный коэффициент сопротивления, ТКС). Между тем, в той же области частот, что и в LCO, наблюдается резонансное уменьшение эффективной проводимости  $\sigma(\nu)$  (увеличение поглощаемой мощности) на два порядка величины по сравнению с  $\sigma(0)$ , рис. 2. В этом образце, однако, поглощение в  $H$ -точке значительно сильнее, чем в  $E$ -точке резонатора, т.е. релаксация энергии ВЧ поля идет через электроны проводимости. Аналогичное поведение  $\sigma(\nu)$  демонстрирует YBCO, рис. 3 (в YBCO  $\sigma(0) = 1330$  (Ом·см)<sup>-1</sup> и положительный ТКС). Совпадение резонансных частот в LCO и LSCO, рис. 2, указывает на то, что аномальное поглощение в LSCO также обусловлено дипольными моментами. Однако в данном случае, также как и в YBCO, рис. 3, речь идет уже о сосуществовании сегнетоэлектрических аномалий с металлической проводимостью.

Явления, связанные с одновременным существованием статической сегнетоэлектрической поляризации и электронов проводимости, обсуждались в<sup>8</sup> для полупроводников, где дебаевский радиус экранирования  $\lambda \gg a$  ( $a$  — постоянная решетки). Чтобы понять приведенные результаты для LSCO и YBCO, рис. 2, 3, необходимо допустить, что такое же соотношение  $\lambda \gg a$  имеет место и в этих материалах. Отметим, что существенной особенностью изученных систем является предельно малая длина свободного пробега электронов проводимости,  $l \sim a$  (обычно в металлах  $l \gg a$ , и электрон "чувствует" только усредненное электрическое поле  $E$ , и не взаимодействует с локальным полем).

Для описания наблюдаемых диэлектрических аномалий в LSCO и YBCO введем феноменологические уравнения для плотности тока проводимости  $j$  и диэлектрической поляризации  $p$ :

$$\frac{\partial j}{\partial t} = \frac{\omega_p^2}{4\pi} (E - \frac{4\pi}{3} \hat{b} p) - j/\tau_D, \quad (1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} (\hat{\alpha} E) - \frac{p}{\tau^*} - \beta j, \quad (2)$$

где  $\omega_p^2 = 4 \pi n e^2 / m$  — квадрат плазменной частоты,  $n$  — концентрация электронов,  $m$  — их эффективная масса, и шляпка означает нелокальную по времени связь. Уравнения (1), (2) соответствуют локальному режиму  $l \ll \lambda, R$ , т.е. пренебрежению пространственными неоднородностями. Последние характеризуются масштабами  $\lambda$  и  $R$ , где  $R$  — размер "сегнетоэлектрических" областей. Первый член в (1) включает влияние локального поля  $(4 \pi / 3) \hat{b} p$  на движение электронов ( $b \rightarrow 0$  при  $l \gg a$ ). Релаксационный член в (1) —  $j / \tau_D$  описывает обычную друдевскую диссипацию импульса ( $\tau_D \sim 10^{-14}$  с). Первый член правой части (2) является стандартным; второй — описывает диссипацию дипольного момента ( $\tau^* \sim 10^{-9} - 10^{-10}$  с). Наконец, последний член в (2) описывает передачу импульса электронов проводимости колеблющимся диполям при соударении.

Переходя в (1), (2) к фурье-представлению, для случая  $\omega \tau_D \ll 1, \omega \ll \omega_p, \tau^* \gg \tau_D, \beta \ll 1$  имеем:

$$\frac{\sigma(\omega)}{\sigma(0)} = \frac{1 - i \omega \tau^* \left[ 1 - \frac{4 \pi}{3} \alpha(\omega) b(\omega) \right]}{1 - i \omega \tau^* + \frac{4 \pi}{3} \sigma(0) \tau^* \beta(\omega) b(\omega)} \quad (3)$$

(в силу инвариантности относительно обращения времени  $\beta(0) = 0$ ). Величина  $(4 \pi / 3) \sigma(0) \tau^* \sim 10^7 - 10^8$  при  $\sigma(0) \sim 1000$  (Ом · см) $^{-1}$ . Поэтому для объяснения экспериментально наблюдаемых величин  $\sigma(\omega_0) / \sigma(0) \sim 10^{-2}$  достаточно положить  $\beta(\omega_0) b(\omega_0) \sim 10^4$ , что является достаточно разумной оценкой.

Суть эффекта уменьшения проводимости на конечных частотах заключается в существовании двух взаимодействующих подсистем с отличающимися на несколько порядков масштабами времен релаксации. Поэтому электрон проводимости даже при слабом взаимодействии с дипольными моментами вызывает достаточно сильную поляризацию. Микроскопические предпосылки наблюдаемых явлений таковы: 1) существование НД (возможно в форме "нелинейного резонанса" в фоновой подсистеме<sup>7</sup>); 2) предельно малые длины свободного пробега электронов проводимости  $l \sim a$ ; 3) достаточно большой радиус дебаевского экранирования  $\lambda \gg a$ .

Наиболее однозначным доказательством связи наблюдаемых аномалий  $\sigma(\nu)$  с дипольными моментами в LSCO и YBCO является наличие поглощения в сверхпроводящем состоянии, так как куперовское спаривание не приводит к изменению характера экранирования продольного электромагнитного поля по сравнению с экранированием "нормальными" электронами<sup>9</sup>. В связи с этим представляет интерес исследование  $\sigma(\nu)$  при  $T \lesssim T_c$ .

В исследованных керамиках, в силу существования обнаруженной в настоящей работе НД, должен наблюдаться аномальный рост затухания ультразвука на соответствующих частотах, а также "центральный пик" в рассеянии нейтронов с дисперсией  $\Gamma \sim \hbar \omega_0 \sim 10^{-2}$  мэВ. Связанные с ним квазистатические смещения могли бы быть также исследованы с помощью рассеяния мессбауэровского излучения в экспериментах, аналогичных проведенным в<sup>10</sup>.

Авторы благодарят С.Т.Беляева, С.В.Вонсовского, Г.А.Месяца и В.Е.Старцева за интерес к работе и поддержку.

#### Литература

1. Андреев А.В. и др. ФММ, 1987, 64, № 2.
2. Linhart J.G., Templeton I.M. Brit. J. Appl. Phys., 1956, 7, 35.
3. Щербаков А.С. и др. ФММ, 1987, 64, № 4.
4. Nguyen N., Studer F., Raveau B. J. Phys. Chem. Sol., 1983, 44, 389.
5. Axe J.D., Shtrane G. Phys. Rev., 1973, B8, 1365.
6. Аксенов В.Л., Шлакида Н.М., Стаменкович С. Рассеяние нейтронов сегнетоэлектриками. М.: Энергоатомиздат, 1986 г.
7. Кацнельсон М.И., Трефилов А.В. Письма в ЖЭТФ, 1987, 45, 496; ФММ, 1987, 64, № 5.

8. Фридкин В.М. Фотосегнетоэлектрики. М.: Наука, 1979 г.
9. Шриффер Дж. Теория сверхпроводимости. М.: Наука, 1970 г.
10. Lin W.L., Spalt H., Batterman B.W. Phys. Rev., 1976. В13, 5187.

Институт физики металлов Академии наук СССР УНЦ

Институт электрофизики Академии наук СССР УНЦ

Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию  
15 июня 1987 г.