

УДК 537.312.62

© 1990

ИЗУЧЕНИЕ НЕЛИНЕЙНОСТИ
МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ
КЕРАМИЧЕСКИХ ОБРАЗЦОВ $YBa_2Cu_3O_{7-x}$
В НИЗКОЧАСТОТНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

А. И. Головашкин, Н. Д. Кузьмичев, И. С. Левченко,
Г. П. Мотулевич, В. В. Славкин

Исследуется нелинейный магнитный отклик керамики $YBa_2Cu_3O_7$ на низкочастотный магнитный сигнал. Наблюдались как четные, так и нечетные гармоники выходного сигнала. Амплитуды четных гармоник на порядок меньше амплитуд ближайших нечетных гармоник. Основная особенность — резкий максимум амплитуды гармоник при малых амплитудах входного сигнала, положение которого зависит от номера гармоники и почти не зависит от задающей частоты. Для объяснения результатов керамика рассматривается как совокупность примерно одинаковых контуров со слабыми связями; используется джозефсоновское выражение, полученное в одноконтактном приближении. Показано, что площади контуров для нечетных гармоник равны 2.05 ± 0.06 мкм².

Ранее [1-3] обнаружено, что форма сигнала отклика сверхпроводящей керамики $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, помещенной в переменное магнитное поле низкой частоты, может сильно отличаться от синусоидальной зависимости.

Спектральный анализ сигнала отклика, выполненный в [1-3], показал наличие большого числа гармоник. Найдено, что амплитуды нечетных гармоник существенно превосходят амплитуды четных гармоник. Исследования влияния внешнего постоянного магнитного поля H_{\perp} на амплитуды гармоник позволило сделать вывод, что сверхпроводящую керамику можно рассматривать как среду, содержащую контуры со слабыми связями, проявляющими джозефсоновские свойства.

В настоящей работе исследуется зависимость амплитуд A_n гармоник сигнала отклика керамики от амплитуды H_{\perp} и частоты ν внешнего низкочастотного магнитного поля $H_{\perp} \sin \omega t$ (здесь n — номер гармоники, $\omega = 2\pi\nu$).

Использовались те же образцы, что и в [1, 2]. Применялся известный компенсационный метод измерения магнитной восприимчивости. Реализация его в этой работе представлена на рис. 1, 2. По сравнению с работами [1, 2] изменено расположение вторичных (выходных) катушек и сверхпроводника в криостате, что позволило получить большие значения амплитуды H_{\perp} . Для увеличения чувствительности можно использовать схему, в которой выходные катушки включены в резонансный контур.

Эксперимент выполнялся при температуре жидкого азота на частотах ν от 40 до 616 Гц. Изучались нечетные гармоники сигнала отклика от номера $n \approx 21$, а также четные гармоники с $n=2$ и 4. Интенсивность нечетных гармоник примерно на порядок больше интенсивности близких четных гармоник. Найдено, что качественные зависимости $A_n(H_{\perp})$ одинаковы для всех гармоник. Основные особенности — максимум на кривой $A_n(H_{\perp})$ при малых H_{\perp} , затем минимум и последующий рост A_n . Максимум проявляется резко при увеличении частоты ν .

Для примера на рис. 3 приводятся зависимости напряжения гармоник с $n=4$ и 5 сигнала отклика керамики (ниже будем писать просто отклика керамики) от амплитуды переменного магнитного поля H_{\perp} (ниже будем

писать просто H_{\sim}). Задающая частота $\nu=540$ Гц. Обозначим $H_{\sim}^{(n)}_{\max}$ значение H_{\sim} , соответствующее максимуму гармоники с номером n отклика керамики для заданной частоты ν . Для исследованных четных гармоник,

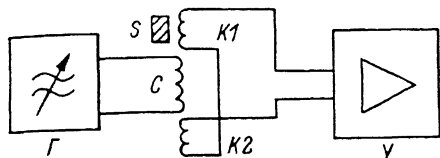


Рис. 1. Электрическая схема опыта.

G — генератор ГЗ-33, C — соленоид; S — образец ВТСП; $K1, K2$ — компенсационные катушки; U — усилитель У2-8.

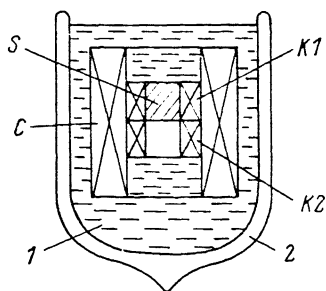


Рис. 2. Взаимное расположение катушек и сверхпроводника (1) в криостате (2).

соответствующих $n=2$ и 4 , величина $H_{\sim}^{(n)}_{\max}$ практически не зависит от ν . Для нечетных наблюдается незначительный рост с увеличением ν . В обоих случаях наблюдается заметный рост $H_{\sim}^{(n)}_{\max}$ с увеличением номера гармоники n . Зависимость положения максимумов $H_{\sim}^{(n)}_{\max}$ от n приводится на рис. 4 (кривая 1). Зависимость $H_{\sim}^{(n)}_{\max}$ от задающей частоты ν невелика, поэтому на графике для каждого номера n отложено среднее значение по всем использованным частотам ν . Черными точками отмечены нечетные гармоники с $n > 1$, белыми — четные гармоники с $n=2$ и 4 . Отмечена экспериментальная ошибка.

Из рис. 4 можно заключить, что зависимости $H_{\sim}^{(n)}_{\max}$ для нечетных и четных гармоник, по-видимому, разные. Из-за малости амплитуды четных гармоник удалось получить значения $H_{\sim}^{(n)}_{\max}$ только для $n=2$ и 4 . Этих данных недостаточно для построения кривой $H_{\sim}^{(n)}_{\max}(n)$, относящейся к четным гармоникам.

Вернемся к модели отклика сверхпроводящей керамики, помещенной в переменное магнитное поле. Рассматривая керамику как совокупность примерно одинаковых контуров со слабой связью, имеющей критический ток I_c , получим в одноконтakтном приближении, что наведенный в поле ток определяется джоуфсоновским выражением [3, 4]

$$I(t) = I_c \sin \left[\frac{2\pi S_{\sim} H_{\sim}}{\Phi_0} + \frac{2\pi S_{\sim} H_{\sim}}{\Phi_0} \sin \omega t \right], \quad (1)$$

где $\Phi_0 = hc/2e = 2 \cdot 10^{-7}$ Гс \cdot см², H_{\sim} — напряженность постоянного магнитного поля, магнитная восприимчивость $\mu=1$. В отличие от [3, 4] в (1)

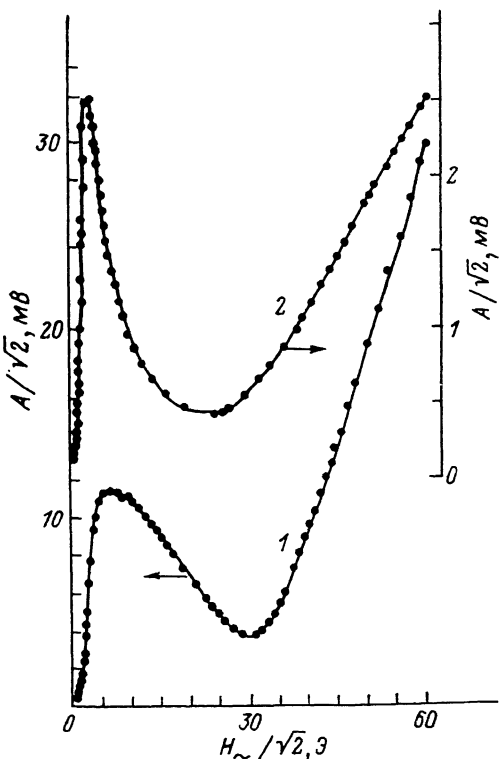


Рис. 3. Зависимость напряжения пятой $U_5 = A_5/\sqrt{2}$ (1) и четвертой $U_4 = A_4/\sqrt{2}$ (2) гармоник от H_{\sim} . $\nu_1=540$, $\nu_5=2700$, $\nu_4=2160$ Гц.

введены разные эффективные площади контуров для постоянного S_{\sim} и переменного S_{\sim} потоков. Эти площади в принципе могут быть различны, например, из-за влияния емкости между гранулами керамики. Обозначив $y = 2\pi S_{\sim} H_{\sim} / \Phi_0$, $x = 2\pi S_{\sim} H_{\sim} / \Phi_0$, получим

$$I(t) = I_c \sin(y + x \sin \omega t). \quad (2)$$

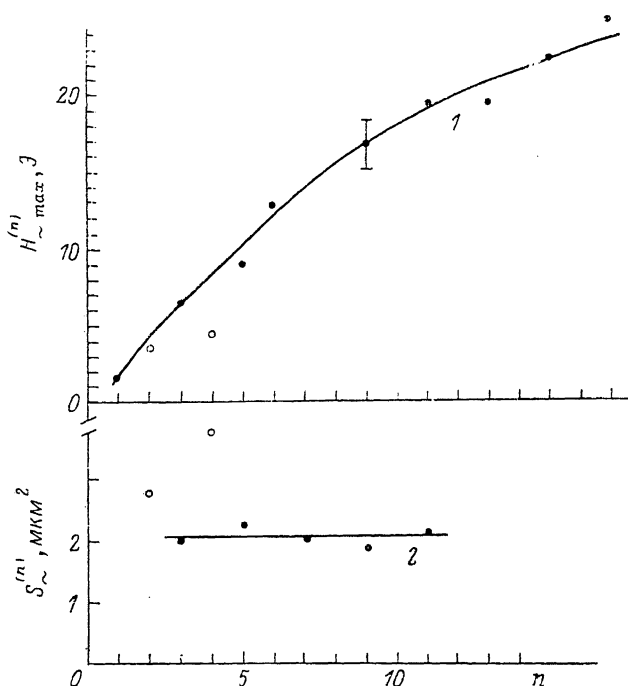


Рис. 4. Зависимость от номера гармоники n $H_{\sim \max}^{(n)}$ (1) и $S_{\sim}^{(n)}$ (2).

Разлагая выражение (2) в ряд Фурье-Бесселя [4, 5], найдем

$$I(t) = \sum_{i=0}^{\infty} I_i(t) = I_c \left\{ \sin y \sum_{k=0}^{\infty} J_{2k}(x) \sin 2k\omega t + \right. \\ \left. + \cos y \sum_{k=1}^{\infty} J_{2k-1}(x) [\sin (2k-1)\omega t] \right\}, \quad (3)$$

где первые члены ряда

$$I_0 = I_c J_0(x) \sin y, \quad I_1 = I_c J_1(x) \cos y \sin \omega t, \\ I_2 = I_c J_2(x) \sin y \sin 2\omega t, \quad I_3 = I_c J_3(x) \cos y \sin 3\omega t. \quad (3a)$$

Здесь $J_n(x)$ — функция Бесселя n -го порядка. Таким образом, амплитуды гармоник тока $I_{0n} = I_c |J_n(x) \sin(y + n \cdot \pi/2)|$, т. е. $I_{0n} \sim |J_n(x)|$.

Для малых H_{\sim} (в нашем опыте H_{\sim} — это магнитное поле земли), когда $H_{\sim} \ll H_{\sim}$, y — малая величина. Поэтому четные гармоники оказываются значительно слабее ближайших нечетных гармоник: $I_{02}/I_{03} \approx y J_2(x)/J_3(x)$. С ростом поля H_{\sim} относительная величина амплитуд четных гармоник увеличивается.

Осциллирующий в контурах ток из-за взаимной индукции индуцирует на выходной катушке напряжение сигнала отклика. Т. е. сигнал отклика керамики $V \sim M dI/dt$, где M — взаимная индукция контуров и выходной измерительной катушки; таким образом, сигнал отклика нелинеен и содержит гармоники со значительными амплитудами. Данная модель предсказывает, что максимальные величины амплитуд гармоник будут при $H_{\sim} \sim \Phi_0/S_{\sim}$.

Оценим площадь контуров $S^{(n)}$ для гармоник с номером n по первым максимумам в $J_n(x)$. Обозначим через $H_{\max}^{(n)}$ и $X_{n \max}$ значения амплитуды переменного поля H_- и аргумента функции Бесселя n -го порядка, соответствующие максимуму $J_n(x)$. Используя экспериментальные значения $H_{\max}^{(n)}$, получим

$$S^{(n)} = \Phi_0 X_{n \max} / 2\pi H_{\max}^{(n)}. \quad (4)$$

Значения $S^{(n)}$ приводятся на рис. 4, 2. Из этого рисунка видно, что для нечетных гармоник с $n > 1$ график 2 — горизонтальная прямая (для $n=1$ значение $H_{\max}^{(1)}$ порядка ошибки измерения), т. е. $S^{(n)}$ постоянно и равно 2.05 ± 0.06 мкм². Постоянство $S^{(n)}$ подтверждает джозефсоновскую природу рассматриваемого эффекта. Точки для четных гармоник $n=2$ и 4 выпадают из указанной зависимости. Равенство площадей $S^{(n)}$ для всех нечетных гармоник показывает, что зернистость структуры не размывает полученной картины.

В данной работе исследовалась зависимость отклика керамики на переменное магнитное поле. Осуществлялся случай $H_+ \ll H_-$. В работах [1, 2] изучалась зависимость отклика керамики на постоянное магнитное поле H_- . Осуществлялся случай $H_+ > H_-$. Результаты и выводы всех этих работ согласуются между собой.

Отметим, что при увеличении амплитуды H_- наблюдалось появление дополнительных особенностей на зависимости $A_n(H_-)$, которые, вероятно, связаны с влиянием самих гранул.

Работа поддерживается Научным советом по проблеме ВТСП и выполняется в рамках проектов № 41 и 1-73 Государственной программы «Высокотемпературная сверхпроводимость».

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Головашкин А. И., Кузьмичев Н. Д., Левченко И. С., Мотулевич Г. П., Славкин В. В. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 4. С. 233—235.
- [2] Головашкин А. И., Кузьмичев Н. Д., Левченко И. С., Мотулевич Г. П., Славкин В. В. // Препринт ФИАН СССР. М., 1989. № 41. С. 1—6.
- [3] Jeffries C., Lam Q. H. e. a. // Phys. Rev. 1988. V. 37. N 16. P. 9840—9843.
- [4] Бароне А., Патерно Дж. Эффект Джозефсона. М., 1984. 640 с.
- [5] Солимар Л. Туннельный эффект и его применение. М., 1974. 430 с.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
18 августа 1989 г.
В окончательной редакции
9 ноября 1989 г.