

05.4; 09; 12

© 1992

ГЕНЕРАЦИЯ ГАРМОНИК ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ В СИЛЬНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Н.Д. Кузьмичев, В.В. Славкин

В работах [1-4] и других исследовался нелинейный магнитный отклик порошка и керамики $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ на слабо переменное магнитное поле с амплитудой напряженности $H_m \leq 30$ Э. Более подробные измерения с варьированием как амплитуды напряженности переменного, так и напряженности постоянного магнитных полей выполнены в работе [5]. Нелинейный магнитный отклик монокристаллических образцов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ исследовался в работе [6]. Аналогичные исследования выполнялись и на других соединениях (см., например, [7]).

Результаты вышеуказанных работ указывают на сильную нелинейность намагниченности в магнитных полях $H \leq 50$ Э, посредством которой в сигнале магнитного отклика образца присутствует большое число высших гармоник.

Для объяснения результатов образец керамики рассматривается как сложная система с подсистемой слабых связей, благодаря которым возникает нелинейность намагниченности в слабых полях. Рассматривают в основном две модели, описывающие указанное свойство - модель критического состояния [3, 7, 8] и модель квазиоднородных слабых связей [1, 2, 4, 9, 10]. Эти модели интенсивно развиваются в литературе и взаимно дополняют друг друга.

В настоящей работе выполнены исследования нелинейности намагниченности поликристаллических образцов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ в переменном синусоидальном магнитном поле с амплитудой H_m до 700 Э и в медленно меняющемся постоянном поле H_0 от 0 до 1000 Э. Измерения проводились по методике, описанной в работах [2, 3] на специально созданной для этого случая установке.

Измерялись амплитуды гармоник э. д. с. отклика [9]

$$\epsilon_{n\omega} = 2\mu_0 N S n \omega |M_n(H_m, H_0)|, \quad (1)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{Гн}{м}$ - магнитная постоянная; N - число витков выходной катушки, в которой находится образец; S - сечение образца; $\omega = 2\pi f$ (f - частота магнитного поля); $M_n(H_m, H_0)$ - амплитуда n -ой гармоники намагниченности образца¹, модуль которой равен:

¹ Намагниченность образца $M(H)$ равна $(1-\beta_H)M_\infty(H)$, где β_H - фактор размагничивания образца, который зависит от H и $M_\infty(H)$ - намагниченность бесконечного длинного цилиндра.

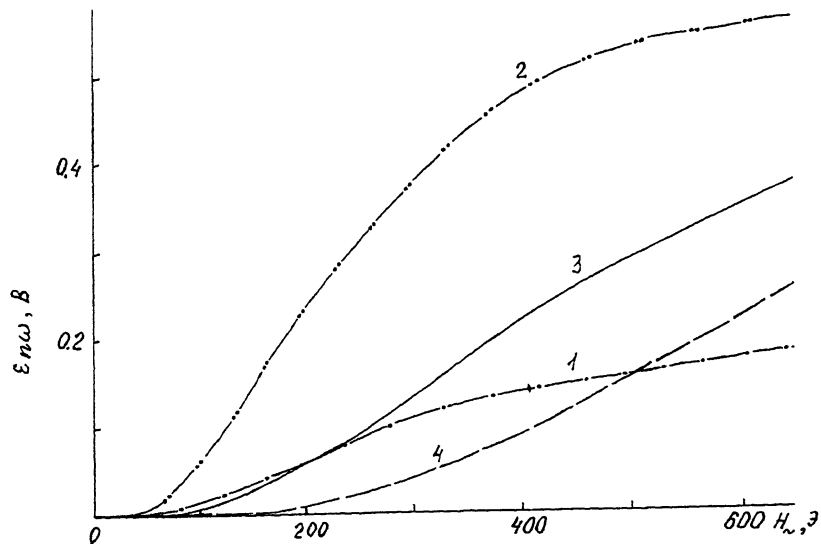


Рис. 1. Зависимости амплитуд (при $H_- = 0$) третьей (1), пятой (2), седьмой (3) и одиннадцатой (4) гармоник э. д. с. отклика керамики $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ от величины амплитуды переменного магнитного поля.

$$|M_n| = \left| \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{m!(m+n)!} \left(\frac{H_-}{2} \right)^{2m+n} M^{(2m+n)}(H_-) \right|. \quad (2)$$

Здесь $M^{(k)}(H_-)$ — производная порядка k от M по H при $H = H_-$.

Использовались поликристаллические образцы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, приготовленные по известной технологии твердофазного синтеза и представляли собой диски диаметром 20 и толщиной 3–5 мм. Образцы имели температуру перехода в сверхпроводящее состояние $T_c \approx 91.5$ К и ширину перехода $\delta T_c \approx 1.1$ К.

Исследования проводились на частоте поля $f = 517$ Гц при температуре жидкого азота $T \approx 77$ К.

Зависимости $\epsilon_{n\omega}(H_-)$ при $H_- = 0$ ($n = 3, 5, 7, 11$) приведены на рис. 1, из которого видно, что заметное увеличение $\epsilon_{n\omega}$ начинается с $H_- \approx 50$ Э, затем наблюдается сильный рост с выходом на насыщение. Заметим, что кривые $\epsilon_{n\omega}(H_-)$ похожи на аналогичные кривые для малых полей [4, 10].

Измерения $\epsilon_{n\omega}(H_-)$ при $H_- = 470$ Э приведены на рис. 2. Результаты показывают, что в $\epsilon_{n\omega}(H_-)$ имеются осцилляции, которые при $H_- > 600$ Э затухают и указанные зависимости аналогичны соответствующим зависимостям для магнитных полей H_+, H_- .

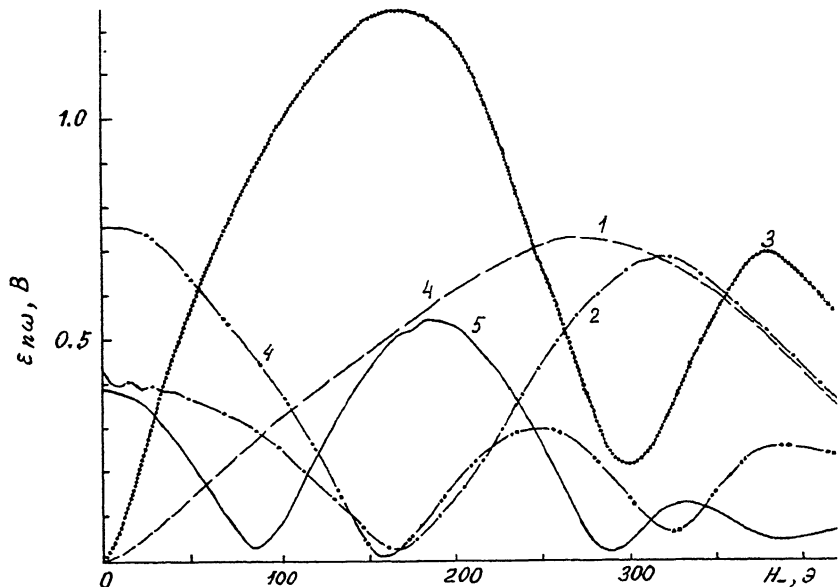


Рис. 2. Зависимости амплитуд (при $H_{\sim}=470$ Э) второй (1), третьей (2), четвертой (3), пятой (4) и седьмой (5) гармоник э. д. с. отклика керамики $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ от величины напряженности постоянного магнитного поля.

$\lesssim 50$ Э (см., например, работы [1–8]). Ранее было показано [5], что в зависимостях $\varepsilon_{n\omega}(H_{\sim})$ для $H_{\sim} \propto 70\text{--}100$ Э осцилляции сильно сглаживаются или вообще исчезают. Начиная с полей $H_{\sim} \propto 150$ Э снова возникают в $\varepsilon_{n\omega}(H_{\sim})$ осцилляции, максимумы которых с ростом H_{\sim} до 700 Э смещаются вправо. Таким образом, в области полей H_{\sim}, H_{-} от 100 до 700 Э повторяется осциллирующий характер зависимостей $\varepsilon_{n\omega}(H_{\sim}, H_{-})$. Это указывает на то, что по всей видимости, вклад в нелинейность намагниченности M дают два типа механизмов, описываемых одинаковыми математическими моделями, первый механизм проявляется в полях $H \lesssim 100$ Э и связан с подсистемой слабых межгранулярных связей, а второй проявляется в полях > 100 Э и обуславливается процессами, происходящими внутри самих гранул керамики.

Явное феноменологическое выражение для $M(H)$, описывающее обе стадии нелинейности намагниченности керамики $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ можно построить, исходя из общих наблюдаемых закономерностей.

Ввиду того, что при $H_{-}=0$ наблюдаются нечетные гармоники, $M(H)$ является нечетной функцией H . При малых H высшие гармоники практически отсутствуют ([4, 10] и рис. 1 настоящей работы), и поэтому $M(H) \propto H$. С ростом H_{\sim} нелинейность и, соответственно, высшие гармоники растут и затем начинается спад практически до нуля. Рост амплитуд высших гармоник (2) вначале опре-

деляется членом $\left(\frac{H_c}{2}\right)^n \frac{d^n M}{dH^n}$, а затем добавляется вклад более высоких степеней H_c и более высоких порядков производных $M(H)$.

Если в зависимости $M(H)$ имеется максимум, то в производных высших порядков их несколько и они определяются порядком производной, и это хорошо согласуется с экспериментальными зависимостями $\varepsilon_{nl}\omega(H_c)$. Ранее в работе [9] было показано, что в малых полях $M(H)$ хорошо описывается выражением $aH + M_0 \sin\left(2\pi \frac{H}{H_*}\right)$, но для $H > \frac{H_*}{4}$ это несправедливо. В работе [10] для магнитного потока Φ , пронизывающего образец керамики, использовалось выражение $\frac{2aH}{a^2 + H^2}$, которое обладает плохой сходимостью в больших H и непригодно для описания намагниченности образца.

Наиболее адекватной зависимостью, аппроксимирующей поведение керамики $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, является функция

$$M(H) = aH + bHe^{-\left(\frac{H}{H_*}\right)^2} \quad (3)$$

или близкая к ней зависимость, обеспечивающая сходимость ряда (2). Здесь a , b и H_* — некоторые постоянные, характеризующие образец, значения которых в областях $H \lesssim 50$ Э и $100 < H \lesssim 1000$ Э являются различными.

К выражению типа (3) не приводит ни одна из моделей, рассматриваемые в настоящее время в литературе. Вместе с тем несомненными являются факты в пользу модели критического состояния слабосвязанной межгранулярной и гранулярной подсистем образца. Такие факты, как необратимость $M(H)$ и вихревая структура потока, захваченного образцом. Кроме того, имеются факты в пользу джозефсоновских контуров.

Таким образом, для решения указанной проблемы требуется новый подход для описания сверхпроводящего состояния высокотемпературных сверхпроводников.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Jeffries C., Lam Q.H., Kim Y., et al // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 16. P. 9840-9843.
- [2] Головашкин А.И., Кузьмичев Н.Д., Левченко И.С. и др. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 4. С. 233-235.
- [3] Müller K.H., Mascarlane J., Driver R. // Physica C. 1989. V. 158. P. 366-370.
- [4] Головашкин А.И., Кузьмичев Н.Д., Левченко И.С. и др. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 5. С. 1374-1377.

- [5] Головашкин А.И., Кузьмичев Н.Д., Левченко И.С. и др. // Препринт 163. М., ФИАН, 1990. 40 с.
- [6] Головашкин А.И., Кузьмичев Н.Д., Левченко И.С. и др. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 18. С. 12-15.
- [7] Washid S., Jaggi N. // Physica C. 1990. V. 170. P. 395-404.
- [8] Ishida T., Goldfarb R. // Phys. Rev. B. 1990. V. 41. N 13. P. 8937-8948.
- [9] Кузьмичев Н.Д. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 7. С. 56-60.
- [10] Мастеров В.Ф., Зеликман М.А., Соболевский В.К. и др. // СФХТ. 1991. Т. 4. № 3. С. 470-481.

Мордовский государственный
университет, г. Саранск

Поступило в Редакцию
14 февраля 1992 г.