Письма в ЖЭТФ, том 69, вып.3, стр.184 - 188 © 1999г. 10 февраля

НИЗКОПОЛЕВАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТРОЙНЫХ ХАЛЬКОГЕНИДОВ МОЛИБДЕНА

С.Л.Гинзбург, И.Д.Лузянин, И.Р.Мецхваришвили, Э.Г.Таровик, В.П.Хавронин

Санкт-Петербургский институт ядерной физики РАН

188350 Гатчина, Россия

Поступила в редакцию 21 декабря 1998 г.

Проведено экспериментальное изучение проникновения очень слабых магнитных полей в поликристаллический низкотемпературный сверхпроводник $SnMo_6S_8$. Результаты экспериментов показывают удовлетворительное согласие с выводами теории критического состояния в рамках низкополевой электродинамики. Найдено, что плотность критического тока в этом случае не зависит от постоянного магнитного поля.

PACS: 74.25.Ha, 74.50.+r, 74.70.Ad

Известно, что магнитные поля, меньшие первого критического поля, не проникают в сверхпроводники. Однако это утверждение становится неверным, если сверхпроводник является многосвязной системой, например, поликристаллом, в котором кристаллиты связаны между собой джозефсоновскими контактами. А так как по джозефсоновским контактам легко могут проникать очень слабые поля, то можно предположить, что такие поля будут проникать в поликристаллические сверхпроводники. Аналогичная ситуация имеет место в керамических ВТСП материалах, в которых гранулы связаны слабыми джозефсоновскими контактами, при этом экспериментально наблюдался широкий класс необратимых и нелинейных явлений, объяснение которых было дано в рамках низкополевой электродинамики [1, 2]. Однако, насколько нам известно, низкополевая электродинамика для низкотемпературных поликристаллических сверхпроводников до сих пор не изучалась.

Настоящая работа посвящена исследованиям проникновения ультраслабых магнитных полей в поликристаллический сверхпроводник $SnMo_6S_8$ ($T_c \approx 13$ K). Этот выбор был сделан потому, что халькогениды молибдена имеют большую величину H_{c2} и, соответственно, очень малую длину когерентности $\xi \approx 23$ Å. Это роднит их с ВТСП, у которых ξ порядка нескольких ангстрем. Поэтому есть основания ожидать, что при таких ξ любой, даже малый дефект будет играть роль джозефсоновского контакта. Результаты наших экспериментов показали, что, во-первых, в такой сверхпроводник действительно проникают очень слабые магнитные поля порядка нескольких миллиэрстед и, во-вторых, полученные экспериментальные данные соответствуют предсказаниям низкополевой электродинамики.

Напомним, что низкополевая электродинамика керамических ВТСП основана на двух положениях.

1. Керамический сверхпроводник ведет себя как классический сверхпроводник II–го рода с $\kappa = H_{c2}/H_{c1} \approx 100$. Действительно, истинное значение первого критического поля $H_{c1} \sim eI/a$ [1] мало, благодаря малости характерной энергии слабой связи I (a – размер гранул) и составляет примерно 1–10 мЭ. Поскольку H_{c1} мало, будет велика и истинная глубина проникновения λ в такую многосвязную среду

($\lambda^2 \sim \Phi_0/H_{c1}\mu_{eff} \gg a^2$), где $\mu_{eff} = f_n + f_s\mu_{gr}$ – эффективная магнитная проницаемость керамики, которая учитывает непроникновение поля в гранулы. Здесь f_s – доля образца, занятого сверхпроводящим веществом, $f_n = 1 - f_s$ и μ_{gr} – магнитная проницаемость гранул, зависящая от размера гранул, их конфигурации и лондоновской глубины проникновения λ_L. Если $\lambda_L \ll a$, то $\mu_{gr} \ll 1$ и, следовательно, μ_{eff} также мала, если $f_n \ll 1$, что, заметим, характерно для поликристаллов.

2. К керамическим сверхпроводникам применима модель критического состояния Бина [3]. Хорошо известно, что критическое состояние сверхпроводника является сильно неравновесным и описывается пространственно неоднородной магнитной индукцией $B(r)$. Для ее определения используется уравнение критического состояния, которое содержит, в частности, зависимость равновесной индукции от магнитного поля $B_{eg}(h) \approx \mu_{eff}h$. Поэтому задача сводится к определению неоднородного магнитного поля $h(r)$, для которого уравнение критического состояния имеет вид [3–5]:

$$|dh/dx| = 4\pi j_c(h) , \qquad (1)$$

где $j_c(h) = \alpha(h)/h$. Средняя индукция для бесконечной пластинки толщиной d равна

$$\bar{B} = \frac{2}{d}\,\mu_{eff}\int_0^{d/2} h(x)dx . \qquad (2)$$

В уравнении (1) $\alpha(h)$ – сила пиннинга, $j_c(h)$ имеет смысл плотности критического тока и является феноменологической функцией h. Эта функция является важной характеристикой, так как она может быть использована для калибровочной классификации сверхпроводника.

Отметим, что существует несколько моделей, дающих разные зависимости $j_c(h)$, например,

$$j_c(h) = \frac{j_0 H_0}{|h| + H_0} ,$$

экспериментально полученная в работе [6]. Здесь H_0 – некоторое характерное поле, порядка 3 Э для керамики YBaCuO.

Случай $H_0 \to \infty$ приводит к модели Бина [3], в которой j_c не зависит от магнитного поля. Случай $H_0 \to 0$, j_0H_0 =const соответствует модели Ким – Андерсона [5], в которой сила пиннинга $\alpha(h)$ не зависит от h. Вообще говоря, не существует теоретически обоснованного выбора функции $j_c(h)$. Таким образом, очевидна необходимость экспериментального определения этой функции.

В настоящей работе мы показали, что поведение линейной и нелинейной восприимчивостей в области магнитных полей $10^{-2} - 1$ Э хорошо описывается теорией критического состояния, а $j_c(h)$ не зависит от h. Чтобы обсуждать эксперимент, мы должны сделать некоторые простые теоретические предсказания. Как уже упоминалось выше, при $h \gg H_{c1}$ гранулярный сверхпроводник является существенно неравновесной системой, которая, в частности, проявляет гистерезис. Наличие гистерезиса приводит к сильной нелинейности полевой зависимости восприимчивости.

Пусть к такому сверхпроводнику приложено поле $h(t) = H + h_0\cos\omega t$. В этом случае индукция $B(t)$ может быть разложена в ряд Фурье:

$$B(t) = \frac{1}{2}a_0 + \sum_n (a_n\cos n\omega t + b_n\sin n\omega t) . \qquad (3)$$

Выполнив некоторые вычисления, аналогичные [2], мы получим в адиабатическом приближении для случая $h_0 \ll H$, H_0 следующие выражения для коэффициентов a_n и b_n (эти величины определялись в нашем эксперименте):

$$
\begin{aligned}
a_0 &= 2\mu_{eff}H\ ,\ a_1 = \frac{\mu_{eff}h_0^2}{4\pi j_c(H)d}\ ,\\
a_{2k+1} &= 0\ ,\quad k \geq 1\ ,\\
b_{2k+1} &= -\frac{\mu_{eff}h_0^2}{8\pi^2 j_c(H)d}\,\frac{1}{(k^2-1/4)(k+3/2)}\ ,\\
a_2 &= \frac{\mu_{eff}h_0^3}{32\pi d}\,\frac{d}{dH}\,\frac{1}{j_c(H)}\ ,\ a_{2k}=0,\ k\geq 2\ ,\\
b_{2k} &= -\frac{\mu_{eff}h_0^3}{16\pi^2 d}\,\frac{d}{dH}\left(\frac{1}{j_c(H)}\right)\frac{k}{(k^2-1/4)(k^2-9/4)}\ .
\end{aligned}
\tag{4}
$$

Как можно видеть из этих уравнений, все нечетные гармоники пропорциональны h_0^2, а четные – h_0^3, коэффициенты при которых отличаются только номером гармоник. Это означает сильную нелинейность. Отметим, что выражения для нечетных гармоник в (4) сохраняют свою форму при $H = 0$, тогда как четные, естественно, исчезают.

Отметим, что при $j_c(H) = \text{const}$ отсутствуют четные гармоники даже при $H \neq 0$. Именно такая ситуация и реализовалась в нашем случае.

Исследования проводились на поликристаллическом образце $SnMo_6S_8$, имеющем форму диска диаметром 9.4 мм и толщиной 3.4 мм. Образец был помещен в измерительную катушку, служащую также и для создания переменного магнитного поля. Постоянное поле создавалось внешним соленоидом. Постоянное и переменное поля были параллельны друг другу и лежали в плоскости диска. Измерения проводились, в основном, на частоте 20 кГц и в интервале полей $10^{-2} \leq h_0 \leq 1$ Э, $H \leq 20$ Э. Отметим, что в наших опытах величины a_1 и b_1 определялись через измеренные значения действительной и мнимой частей восприимчивости (χ' и χ''). Очевидно, что в пределе $h_0 \to 0$, $\chi' = -1/4\pi$. Поэтому χ' может быть представлена как $\chi'(h_0) = -1/4\pi + \chi'_h(h_0)$. Тогда

$$
\begin{aligned}
a_1 &= (1+4\pi\chi')h_0 = 4\pi h_0\chi'_h(h_0)\ ,\\
b_1 &= 4\pi h_0\chi''(h_0)\ .
\end{aligned}
\tag{5}
$$

Для изучения полевых и температурных зависимостей действительной и мнимой частей линейной восприимчивости (χ' и χ''), а также модулей амплитуд высших гармоник $c_n = (a_n^2 + b_n^2)^{1/2}$ использовалась методика работы [2].

Перейдем непосредственно к результатам экспериментов. Из температурной зависимости действительной части линейной восприимчивости (рис.1) следует, что переход в сверхпроводящее состояние для исследуемого образца начинается при $T \approx 13.5$ К, что типично для этого класса соединений (см., например, [7]). На этом же графике приведена зависимость $\chi''(T)$, имеющая при $T \approx 12.5$ К максимум, характерный для сверхпроводников.

Однако прежде всего следует отметить ярко выраженные нелинейные свойства исследуемого поликристалла. Из спектра высших гармоник (рис.2), полученного при $T < T_c$ в довольно слабых переменном и постоянном магнитных полях, видно, что

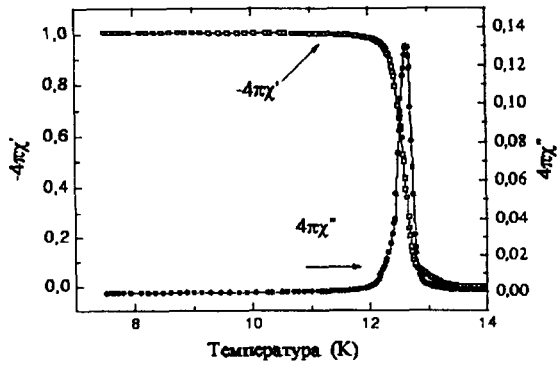

Рис.1. Фрагмент температурной зависимости действительной и мнимой частей линейной восприимчивости; $H = 0$, $h_0 = 1$ Э

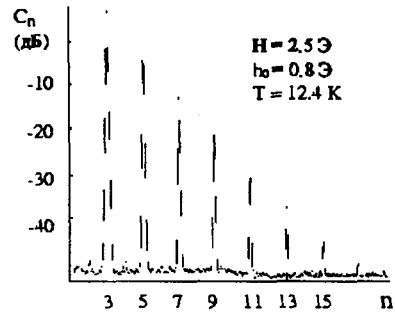

Рис.2. Спектр высших гармоник

гармоники слабо убывают с ростом их номера, а четные гармоники и при $H \neq 0$ отсутствуют.

Отметим, что в наших экспериментах детально изучалось температурное и полевое поведение χ', χ'', связанных непосредственно с a_1 и b_1, а также модулей амплитуд 3-й и 5-й гармоник (c_3 и c_5).

В качестве примера на рис.3 приведена температурная зависимость восприимчивости $\chi_3 = c_3/h_0$ для разных значений амплитуды переменного поля h_0, которая оказалась полностью аналогичной подобной зависимости для керамических ВТСП (см., например, [2]). Характерной чертой приведенной зависимости является наличие двух максимумов. Высокотемпературный максимум может быть обусловлен проникновением поля в кристаллиты, а низкотемпературный – проникновением только в джозефсоновскую среду, образованную слабыми связями между кристаллитами. Положение этого максимума сдвигается в сторону низких температур с увеличением h_0, что связано с переходом от режима, когда поле проникло до середины образца, к режиму, когда поле проникло лишь в часть образца. В последнем случае легко реализовать условие слабого поля $h_0 \ll H$, H_0 и, следовательно, используя выражения (4), проверить применимость выводов теории критического состояния к исследуемому поликристаллическому веществу.

На рис.4 приведены зависимости a_1, b_1, c_3 и c_5 от h_0 при $H = 0$. Как видно из рисунка, эти величины четко проявляют квадратичную зависимость от h_0, что характерно для критического состояния.

Уравнение (4) содержит две независимые величины μ_{eff} и j_0, которые не определялись в наших экспериментах независимым образом. Поэтому, чтобы сравнить теоретические и экспериментальные результаты, представляется разумным рассматривать отношения a_1/b_1, b_1/c_3 и т.д., которые, согласно (4), не должны зависеть от μ_{eff} и j_0. Как оказалось, экспериментально определенные отношения согласуются с теоретическим предсказанием с точностью 10 – 20 %.

Исследования в постоянных полях показали, что и в этом случае наблюдается квадратичная зависимость амплитуд нечетных гармоник от амплитуды переменного поля, а четных гармоник нет. В то же время, оказалось, что амплитуды нечетных

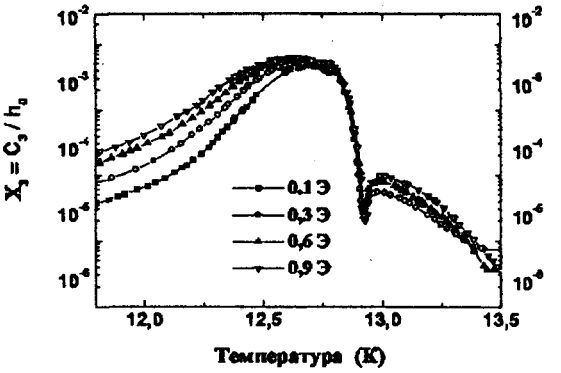

Рис.3. Фрагмент температурных зависимостей нелинейной восприимчивости c_3/h_0, полученных в отсутствие постоянного магнитного поля H при разных амплитудах переменного поля

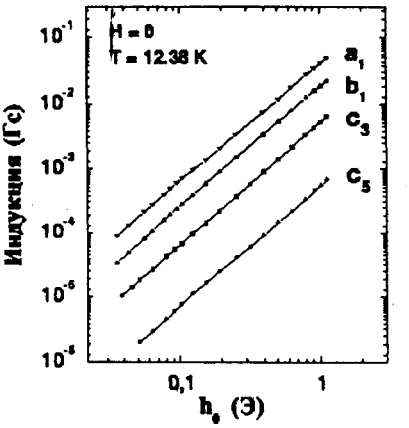

Рис.4. Зависимость величин a_1, b_1, c_3 и c_5 от h_0 при $H = 0$

гармоник не зависят от величины постоянного поля, по крайней мере, до 20 Э. Это означает, что $j_c(H)$ не зависит от магнитного поля, то есть $j_c(H) \doteq j_0$.

Таким образом, результаты наших экспериментов показывают, что критическое состояние действительно реализуется в поликристаллических низкотемпературных халькогенидах молибдена в низкополевой области. Поэтому основные идеи низкополевой электродинамики могут быть применены и к таким сверхпроводникам.

Авторы благодарны А.В.Митину за полезные обсуждения результатов работы и предоставление образца, а также О.В.Геращенко за полезные дискуссии при проведении эксперимента.

Работа поддержана Научным советом направления "Сверхпроводимость" программы "Актуальные направления физики конденсированных сред" и выполнена в рамках проекта № 96021 "Профиль". Работа также поддержана подпрограммой "Статистическая физика" Государственной научно-технической программы "Физика квантовых и волновых процессов" (проект VIII – 3).

1. J.R.Clem, Physica **C153-155**, 50 (1988).
2. S.L.Ginzburg, V.P.Khavronin, G.Yu.Logvinova et al., Physica **C174**, 109 (1991).
3. C.P.Bean, Rev. Mod. Phys. **36** 31 (1964).
4. Y.B.Kim, C.F.Hempstead, and A.R.Strnad, Phys.Rev. **131**, 2486 (1963).
5. P.W.Anderson and Y.B.Kim, Rev. Mod. Phys. **36**, 39 (1964).
6. I.D.Luzyanin, S.L.Ginzburg, V.P.Khavronin, and G.Yu.Logvinova, Phys. Lett. **A141**, 85 (1989).
7. Н.Е.Алексеевский, А.В.Митин, Е.П.Хлыбов, ЖЭТФ **82**, 927 (1982).