

# Исследование быстрой магнитной релаксации методом микроволнового поглощения в облученной нейтронами $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ -керамике

© В.С. Чащин, Р.Ф. Коноплева

Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова Российской академии наук, 188350 Гатчина, Ленинградская обл., Россия

(Поступила в Редакцию 30 октября 1996 г.)

Бесконтактным микроволновым методом измерена быстрая магнитная релаксация гранулированных керамических образцов  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ , облученных нейтронами с флюенсами  $10^{16} - 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ . Экспериментальное исследование временной зависимости релаксации высокочастотного (ВЧ) поглощения ( $f = 100 \text{ MHz}$ ) после воздействия внешнего импульса магнитного поля позволило определить времена магнитной релаксации  $\tau_0$  во временном интервале 0.5–150 ms. Механизм ВЧ-поглощения обсужден в рамках межгранульной системы с термически активированным потоком вихрей и их диффузией в гранулированной среде.

Релаксация намагниченности в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) является одним из наиболее важных явлений с точки зрения практического использования, поскольку она определяет кинетику переходных процессов устройств различного назначения, которые подвергаются воздействию быстро изменяющихся магнитных полей.

При исследованиях этого явления наблюдаются две области с существенно различными законами изменения магнитного момента во времени. Первая из них связана с быстрой магнитной релаксацией [1–6], при которой намагниченность изменяется со временем по закону, близкому к экспоненциальному, а вторая область характеризуется медленной магнитной релаксацией, определяемой логарифмическим законом изменения намагниченности в зависимости от времени [7–10].

Быстрая релаксация намагниченности присутствует при наличии слабого пиннинга и задается стимулированным тепловым возбуждением течения магнитного потока — TAFF (Thermally Assisted Flux Flow) [6], при этом временная эволюция намагниченности в образце описывается диффузионным уравнением. Медленная (логарифмическая) магнитная релаксация определяется сильным пиннингом и описывается с учетом критического состояния в рамках модели сверхпроводящего стекла [11].

Таким образом, области быстрой и медленной релаксации намагниченности зависят от величины потенциала пиннинга, влияющего на кинетику изменения магнитного момента и, следовательно, на характерные времена магнитной релаксации. Если логарифмическая магнитная релаксация хорошо изучена [7–10], то временная область быстрой релаксации требует дополнительных детальных исследований, что представляется особенно важным для ВТСП-материалов, подвергнутых нейтронному облучению, поскольку наряду с образованием центров сильного пиннинга в материале сверхпроводника возникают дефекты и разупорядоченные области слабого пиннинга, существенно влияющего на кинетику поведения вихревых потоков.

## 1. Релаксация магнитного потока в высокотемпературных сверхпроводниках

Магнитные свойства ВТСП основываются на модели критического состояния [12] и модели крипа магнитного потока [13].

Магнитная индукция  $\mathbf{B}$  в образце ВТСП определяется значением плотности тока  $\mathbf{j}$  и описывается уравнением

$$\text{rot}\mathbf{B}(\mathbf{r}) = (4\pi/c)\mathbf{j}(\mathbf{r}) \quad (1)$$

с соответствующими граничными и начальными условиями. Используем уравнение непрерывности для плотности магнитного потока

$$\partial\mathbf{B}/\partial t + \text{div}(\mathbf{BV}) = 0, \quad (2)$$

в котором скорость дрейфа вихревых линий (крипа магнитного потока)  $\mathbf{V}$  определяется соотношением [14]

$$\mathbf{V} = 2a_0\Omega(-u/kT)\text{sh}(u_j/kT j_{c0})\Delta B/|\Delta B|, \quad (3)$$

где  $j_{c0}$  — плотность критического тока в отсутствие крипа потока,  $u$  — энергия связи вихревых линий с центром пиннинга,  $\Omega$  — частота, с которой вихревая линия ”пытается” оторваться от центра пиннинга,  $a_0 \approx (\Phi_0/B)^{1/2}$  — период вихревой решетки,  $\Phi_0 = hc/(2e)$  — квант магнитного потока.

В зависимости от величины потенциала пиннинга известны решения уравнения (2) для двух режимов [6,15].

В первом из них состояние образца (цилиндрической формы) близко к критическому и имеет сильный пиннинг ( $j \approx j_c$ ,  $u \gg kT$ ), а индуцированные в нем токи спадают во времени по закону

$$j(t > t_0) \approx j(t_0) - kT/u j_{c0} \ln(t/t_0), \quad (4)$$

где  $t_0$  — произвольный момент времени.

Эволюцию распределения магнитной индукции в объеме образца и его магнитного момента можно проследить, подставляя зависящее от времени значение критического тока (4) в уравнение критического состояния (1). Таким образом, можно получить выражение для

скорости магнитной релаксации, которая определяется энергией связи вихревых линий с центрами пиннинга

$$1/M_0 dM/d \ln(t) \approx kT/u. \quad (5)$$

Во втором решении уравнения (2) состояние образца далеко от критического и имеет слабый пиннинг ( $j \ll j_c$ ,  $u \ll kT$ ), а временная эволюция магнитной индукции в образце описывается диффузионным уравнением

$$\partial B/\partial t = \partial(G\partial B/\partial x)/\partial x, \quad (6)$$

$$\partial B/\partial t = (1/r)\partial(rG\partial B/\partial r)/\partial r \quad (7)$$

для образцов в форме пластины и цилиндра соответственно. Соотношение

$$G = 2(u/kT) \exp(-u/kT)(Ba_0\Omega)/(4\pi/cj_{c0}) \quad (8)$$

представляет собой аналог коэффициента диффузии. Полученное решение описывает стимулированное тепловыми возбуждениями течение магнитного потока (TAFF).

Если к образцу приложено некоторое поле смещения  $H_0$  при  $t = 0$  и внешнее, быстро изменяющееся (импульсное) поле  $\Delta H$  при  $t > 0$ , то суммарное поле

$$H = H_0 + \Delta H, \quad (9)$$

при этом наблюдаемый характерный отклик крипа потока [6] приводит к изменению намагниченности пластины образца по закону

$$|M(t) - M(0)| = 8/\pi^2 \Delta H_0 \sum_{n=0}^{\infty} (e^{-t/\tau_n})/(2n+1)^2, \quad (10)$$

где  $\tau_n = \tau_0/(2n+1)^2$ ,  $\tau_0$  — постоянная магнитной релаксации, определяемая соотношением

$$\tau_0 = d^2/(\pi^2 G_0), \quad (11)$$

в котором, согласно (8), имеем  $G_0 \equiv G(H_a)$ , поскольку  $j \ll j_0$ , а поле внутри образца (толщиной  $d$ ) мало отличается от внешнего поля ( $B \approx H_a$ ). В рассматриваемой модели крип потока не подчиняется логарифмическому закону. В широком интервале значений времени  $t$  полученное выражение для намагниченности (10), как показано в [6], хорошо аппроксимируется следующей зависимостью:

$$|M(t) - M(0)| \approx \exp[(-t/\tau)^p], \quad (12)$$

где  $\tau \approx \tau_0$ ,  $p \approx 0.6$ .

Подобное соотношение наблюдалось и в работе [16].

## 2. Экспериментальное исследование быстрой магнитной релаксации

Известно, что ВТСП поглощает электромагнитное излучение в широкой спектральной области, включающей высокочастотный (ВЧ) и сверхвысокочастотный (СВЧ)

диапазоны, причем поглощение является магнито-зависимым. Наряду с этим ВТСП-материалы обладают временной релаксацией поглощения электромагнитного поля, определяющей динамику поведения намагниченности в исследуемых образцах. Отмечено быстрое уменьшение ВЧ-поглощения [4] во временном интервале  $0 < t < 1$  с, которое затем переходит на спад по логарифмической зависимости от времени [7].

В нашем эксперименте исследовались образцы  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ -керамики при температуре  $T = 77$  К, подвергнутые облучению реакторными нейтронами с флюенсами  $\Phi = 10^{16} - 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ . Образцы размером  $2 \times 2 \times 5 \text{ mm}$  помещались в катушку индуктивности колебательного контура ( $f \approx 100 \text{ MHz}$ ), расположенного в переменном магнитном поле соленоида [17]. Режим изменения поля задавался током с усилителя тока, на вход которого подавался сигнал с генератора сигналов специальной формы. Имелась возможность реализовать следующие режимы: линейного квазистационарного, гармонического или импульсного изменения магнитного поля соленоида во времени. Одновременно осуществлялось наложение постоянного магнитного поля смещения различной величины и направления.

В эксперименте измерялся сигнал отклика ВЧ-поглощения на воздействие импульсного магнитного поля модуляции  $H_m$ , налагаемого на постоянное поле смещения  $H_0$ . Результирующее поле  $H$ , приложенное к образцу, определялось суммой полей

$$H = H_0 + H_m + h, \quad (13)$$

где  $h = \Delta h \sin(2\pi ft)$  — изменение величины зондирующего ВЧ-поля, имеющего амплитуду магнитной составляющей  $\Delta h$ , направленной вдоль поля  $H_0$ . Импульсное модулирующее поле имеет вид прямоугольной функции

$$H_m(t) = \Delta H \text{rect}(t), \quad (14)$$

где  $\Delta H$  — амплитуда напряженности магнитного поля,

$$\text{rect}(t) = \begin{cases} 0, & t < 0 \\ 1, & 0 \leq t \leq \tau_u \end{cases} \quad \text{—}$$

прямоугольная функция,  $\tau_u$  — длительность импульса.

Поскольку быстрая релаксация намагниченности определяется слабым пиннингом, была выбрана модель диффузионного движения вихрей в межгранульной среде при наличии широкого (близкого к однородному) распределения энергии активации на центрах пиннинга. Для внедрения вихрей потока напряженности магнитного поля в образец подавалось смещение, превышающее нижнее джозефсоновское критическое поле  $H_0 > H_{c1}$ , а амплитуда воздействующего импульса модулирующего поля  $\Delta H \approx -H_0$  с направлением, противоположным полю смещения, величина которого задавалась в диапазоне  $H_0 = 15 - 20 \text{ Oe}$ .

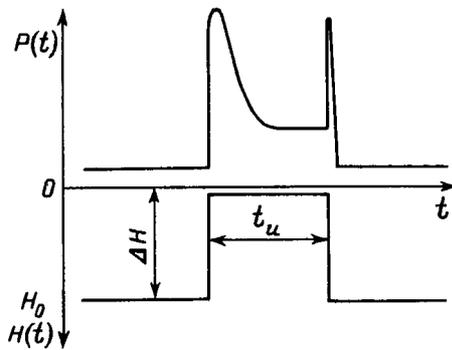


Рис. 1. Отклик ВЧ-поглощения в  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ -керамике на воздействие импульса магнитного поля.

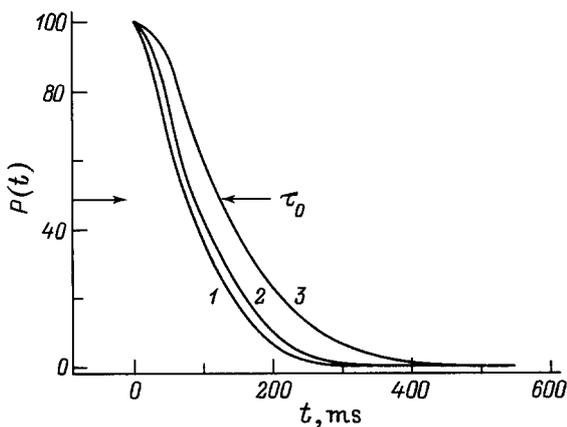


Рис. 2. Кривые релаксации ВЧ-поглощения облученных образцов  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ -керамики при флюенсах нейтронов ( $cm^{-2}$ ): 1 —  $2.9 \cdot 10^{16}$ , 2 —  $1.7 \cdot 10^{17}$ , 3 —  $2.6 \cdot 10^{18}$ .  $T = 77$  К.

На рис. 1 представлены результаты воздействия импульсного магнитного поля  $\Delta H \parallel H_0$  на выходной сигнал ВЧ-поглощения, пропорциональный магнитной восприимчивости  $\chi^{\parallel}$ . В момент воздействия импульса магнитного поля с напряженностью  $\Delta H \approx 15$  Ое вихри с низкой энергией активации термализуются и покидают образец за характерное время релаксации, определяемое соотношением (11). Кинетика магнитной релаксации, соответствующая различным дозам облучения, приведена на рис. 2. Вид полученных экспериментальных кривых хорошо согласуется с зависимостью (12) при  $p = 0.65$ . В качестве критерия определения постоянной магнитной релаксации  $\tau_0$  взята величина на уровне 0.707 от максимального значения ВЧ-поглощения.

Наряду с рассмотренным временным методом исследования релаксационных явлений для сравнения использован также и частотный метод, поскольку эти методы связаны между собой через преобразование Фурье. В случае частотного метода магнитное поле модуляции в выражении (13) заменяется на периодическое

$$H_m = \Delta H \sin(2\pi\Omega_s t), \quad (15)$$

где  $\Omega_s$  — частота сканирования магнитного поля.

Величина амплитуды поля  $\Delta H \approx 0.5$  Ое выбиралась меньше значения поля смещения, т.е.  $\Delta H < H_0$ .

Согласно закону магнитной индукции, величина критического тока определяется скоростью изменения напряженности магнитного поля  $j(t) \sim dH/dt$ , а поскольку  $\Delta\chi^{\parallel} \sim j(t)$ , то величина

$$\Delta\chi^{\parallel} \sim \Omega_s \Delta H |\cos(2\pi\Omega_s t)| \quad (16)$$

определяет выходной сигнал ВЧ-поглощения  $\Delta P(t)$ , который сдвинут относительно входного модулирующего сигнала  $H_m(t)$  на половину периода. Сравнивая фазы этих сигналов, где  $H_m(t)$  берется в качестве опорного, можно определить частоту  $\Omega_s$ , при которой происходит запаздывание  $\Delta P(t)$  на половину периода. Значение этой частоты связано со временем релаксации:

$$\tau_0 = 1/(2\Omega_s). \quad (17)$$

Таким образом, значения времен релаксации намагниченности, полученные во временной ( $\tau_{0r} = 86.6$  ms) и частотной ( $\tau_{0f} = 86.2$  ms) методикам соответственно, хорошо согласуются. Согласно модели TAFF, время релаксации  $\tau_0$  (11) определяет величину аналога коэффициента диффузии  $G_0$  — потока вихрей — в условиях термоактивированного депиннинга и характеризует вязкое течение межгранульных вихрей. Значение этой константы используется в решении диффузионного уравнения, описывающего кинетику поведения магнитной индукции в образцах (6), (7).

В эксперименте константа  $G_0$  определялась значением времени быстрой магнитной релаксации  $\tau_0$  (11), дозовая зависимость которой (при температуре  $T = 77$  К) приведена на рис. 3. Наблюдаемый рост  $\tau_0$  с увеличением флюенса нейтронов обусловлен повышением вязкости межгранулярной среды, что приводит к изменению величины  $G_0$ , определяющей закон магнитной релаксации.

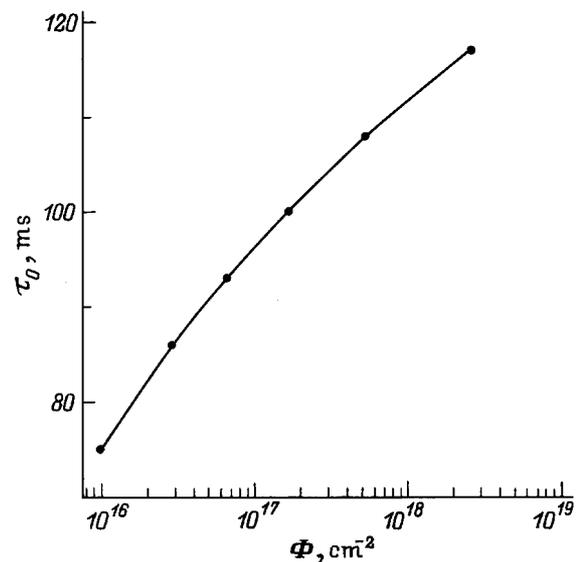


Рис. 3. Зависимость времени быстрой магнитной релаксации в  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ -керамике от флюенса нейтронов при  $T = 77$  К.

### 3. Обсуждение экспериментальных результатов

В экспериментальном исследовании изменения ВЧ-поглощения во времени после воздействия импульса магнитного поля (рис. 1) были получены кривые быстрой магнитной релаксации в области флюенсов нейтронов  $2.9 \cdot 10^{16} - 2.6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$  (рис. 2). Анализ формы этих кривых показал, что рассматриваемое изменение  $P(t)$  сопровождается экспоненциальным спадом и хорошо аппроксимируется зависимостью (12) при параметре  $p \approx 0.65$ . В отличие от медленной (логарифмической) магнитной релаксации, которая проявляется на центрах сильного пиннинга и наблюдается при временах  $t > 1 \text{ min}$ , быстрая релаксация на центрах слабого пиннинга в нашем эксперименте наблюдалась во временном интервале  $0 < t < 0.12 \text{ s}$  для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -керамики (рис. 2). Поскольку при слабом пиннинге и значительных тепловых флуктуациях становится существенным взаимодействие вихревых потоков, осуществляется переход к коллективному пиннингу [18], при котором наблюдается отклонение от логарифмического закона релаксации намагниченности. На начальном временном участке одновременно присутствуют оба эффекта, в дальнейшем быстрая составляющая спадает по экспоненциальному закону (12) и остается только медленная составляющая магнитной релаксации (5) в соответствии с законом Кима-Андерсона [13], описывающим эволюцию намагниченности по логарифмическому закону.

Приведенная на рис. 3 дозовая зависимость времени быстрой магнитной релаксации увеличивается с ростом флюенса нейтронов и охватывает временной диапазон от 70 до 120 ms, что свидетельствует о широкой области распределения эффективных потенциалов пиннинга с низкими энергиями активизации, приводящими к диффузионному типу перемещения вихрей в межгранульной среде согласно термоактивационной модели [6]. При этом происходит увеличение вязкости среды, что подтверждается ростом значения постоянной быстрой магнитной релаксации  $\tau_0$  с повышением флюенса нейтронов (рис. 3). Зная времена релаксации намагниченности образцов ВТСП (17), можно из соотношения (11) определить величину  $G_0$ , входящую в диффузионные уравнения (6), (7) и позволяющую проследить динамику развития магнитной индукции в образцах сверхпроводников, которая очень сильно зависит от скорости быстро изменяющихся внешних магнитных полей.

В процессе нейтронного облучения исследуемых образцов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -керамики образуется большое число каскадов точечных дефектов и разупорядоченных областей, являющихся центрами сильного пиннинга с высоким значением энергии активации, что приводит, как известно [19], к повышению критического тока. По мере накопления дефектов и их перекрытия происходит уменьшение концентрации центров сильного пиннинга и

их потенциала, а следовательно, и плотности критического тока [19–21]. В данном случае можно сказать, что происходит перераспределение в концентрациях между центрами сильного и слабого пиннингов. Если концентрация центров сильного пиннинга и их потенциал уменьшаются, что подтверждается наличием максимума плотности критического тока на дозовой зависимости и увеличением скорости медленной магнитной релаксации [20,21] соответственно, то доля центров слабого пиннинга и их потенциал увеличиваются. Это подтверждает дозовая зависимость (рис. 3) времени быстрой магнитной релаксации, которое увеличивается с ростом флюенса нейтронов. Кроме того, низкоэнергетические атомы отдачи создают дополнительно точечные дефекты с низкой энергией активации, которые также увеличивают концентрацию центров слабого пиннинга, влияющих на постоянную быстрой магнитной релаксации. Таким образом, нейтронное облучение наряду с образованием центров сильного пиннинга, ответственных за процесс медленной релаксации намагниченности [21], сопровождается генерацией центров слабого пиннинга, увеличивающих время быстрой магнитной релаксации.

Таким образом, в настоящей работе: 1) получены кривые релаксации ВЧ-поглощения в образцах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -керамики и определены времена быстрой магнитной релаксации  $\tau_0$  облученных нейтронами образцов в диапазоне флюенсов нейтронов  $10^{16} - 10^{19} \text{ cm}^{-2}$  при  $T = 77 \text{ K}$ ; 2) показано, что наблюдаемые времена релаксации проявляются во временном интервале  $0 < t < 0.12 \text{ s}$ ; 3) полученная дозовая зависимость времени быстрой магнитной релаксации растет с ростом флюенса нейтронного облучения за счет повышения вязкости межгранульной среды, что свидетельствует об увеличении концентрации и энергии активации центров слабого пиннинга при нейтронном облучении образцов ВТСП.

Работа поддержана Миннауки России (рег. № 01-48), программами "Нейтронные исследования вещества" и "ВТСП" (проект № 93096).

### Список литературы

- [1] H.G. Schnack, R. Griessen, J.G. Lensink. *Physica C* **197**, 337 (1992).
- [2] C.J. Schnack, R. Griessen. *Physica C* **197**, 320 (1992).
- [3] D. Hu, W. Paul, J. Rhyner. *Physica C* **200**, 359 (1992).
- [4] V.A. Atsarkin, G.A. Vasneva, V.V. Demidov, N.E. Noginova. *Solid State Commun.* **74**, 7, 603 (1990).
- [5] M. Majoros, P. Kottman, M. Polak, W. Schauer, V. Windte, J. Reiner, V. Plechacet. *Critical Currents in High- $T_c$  Superconductors*. Vena, Austria (1992). P. 93–97.
- [6] Е.З. Мейлихов. *Обзоры по высокотемпературной сверхпроводимости*. Междунар. центр науч. и техн. информации, М. (1990). С. 81–104.
- [7] В.В. Мошталков, А.А. Жуков, Л.И. Леонюк. *СФХТ* **2**, 12, 84 (1989).

- [8] M. Touminen, A.M. Goldman et al. Phys. Rev. **B37**, 548 (1988).
- [9] E.L. Venturini, J.C. Bardour, D.S. Ginley, R.J. Baughman, B. Morosin. Appl. Phys. Lett. **56**, 24, 2456 (1990).
- [10] F.E. Luborsky, R.H. Arent, R.L. Floischer, H.R. Hart, K.W. Lay, J.E. Tkaczyk, D.A. Orsini. J. Appl. Phys. **70**, 15, 309 (1991).
- [11] K.A. Muller, M. Takashige, J.G. Bednorz. Phys. Rev. Lett. **58**, 143 (1987).
- [12] C.P. Bean. Rev. Mod. Phys. **36**, 31 (1964).
- [13] P.W. Anderson. Phys. Rev. Lett. **9**, 309 (1962).
- [14] D. Dew-Hughes. Cryogenics **28**, 674 (1988).
- [15] M.R. Beasley, R. Labusch, W.W. Webb. Phys. Rev. **181**, 682 (1969).
- [16] C.W. Hagen et al. Physica **C153–155**, 322 (1988).
- [17] В.А. Евсеев, Р.Ф. Коноплева, В.С. Чашин. Препринт ПИЯФ № 1705 (1991).
- [18] Р.И. Хасанов, Ю.И. Таланов, Г.Б. Тейтельбаум. СФХТ **7**, 2, 259 (1994).
- [19] H.W. Weber, C.W. Grabtree. Neutron irradiation effects in high- $T_c$  single crystals / Ed. by A.V. Narelkar. N.Y. (1991). P. 9.
- [20] F.M. Sauerzopf et al. Super Sci. Tech. **5**, 105 (1992).
- [21] В.А. Евсеев, Р.Ф. Коноплева, В.С. Чашин. Препринт ПИЯФ № 1903 (1993).