

СМЕЩЕНИЕ ВИХРЕЙ В СВЕРХПРОВОДНИКЕ $Tl_2Ba_2CuO_{6+\delta}$ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИМПУЛЬСА МАГНИТНОГО ПОЛЯ. ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОМ ЯМР

Е. Г. Николаев, А. Е. Дементьев*

*Институт физических проблем им. П. Л. Капицы Российской академии наук
119334, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 2 апреля 2003 г.

В высокотемпературном сверхпроводнике $Tl_2Ba_2CuO_{6+\delta}$ ($T_c = 78$ К) методом ЯМР в сочетании с импульсной модуляцией магнитного поля исследован переход от необратимого смещения вихрей к обратимому в диапазоне температур от 20 до 35 К. Полученные результаты позволили также оценить расстояние между центрами пиннинга в исследованном образце, которое находится в пределах от 4 до 10 нм при температуре 20 К.

PACS: 74.25.Nf, 74.25.Qt, 74.72.Jt, 76.60.-k

В настоящее время ядерный магнитный резонанс наряду с другими локальными методами, такими как различные варианты зондовой микроскопии [1] и прецессия мюонов [2], широко используется для исследования смешанного состояния в высокотемпературных сверхпроводниках. Он позволяет получать информацию о статическом распределении магнитного поля в объеме сверхпроводника в смешанном состоянии [3–5] и о тепловом движении вихрей [6–8]. Для понимания механизмов пиннинга и крипа потока в сверхпроводниках несомненный интерес представляет также изучение с помощью ЯМР влияния на систему вихрей внешних воздействий, например, транспортного тока или изменения магнитного поля. Число работ в этом направлении в настоящее время невелико, и не во всех из них представлены достаточно убедительные результаты. В одной из первых работ [9] в сверхпроводящем сплаве $RbTi$ наблюдалось сужение линии ЯМР, возникающее из-за флуктуаций поля на ядрах таллия в условиях течения потока под действием постоянного тока. Подобный эффект, по утверждению автора работы [10], наблюдался и на линии ^{89}Y в поликристаллическом образце высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. В работе [11] с помощью ЯМР исследовалось движение вихрей в сверхпровод-

нике под действием отклоняющего поперечного переменного поля низкой частоты и в результате была определена величина глубины проникновения магнитного поля в сплав $NbTi$. Были также предприняты и другие попытки наблюдения методом ЯМР движения вихрей в ВТСП-системах, инициированное импульсами поля [12] или тока [13] (в последней работе результат был отрицательный).

Настоящая работа посвящена исследованию системы вихрей в высокотемпературном сверхпроводнике $Tl_2Ba_2CuO_{6+\delta}$ методом ЯМР в сочетании с импульсной модуляцией магнитного поля. Этим методом на ориентированных порошковых образцах данного соединения удалось наблюдать смещение вихрей после импульса поля и исследовать температурную зависимость этого эффекта. В результате была получена информация о пространственном распределении центров пиннинга и о процессе термоактивированного депиннинга в этой системе.

Образец соединения $Tl_2Ba_2CuO_{6+\delta}$ ($T_c = 78$ К), ранее использованный в [5], представлял собой порошок в парафине, ориентированный в магнитном поле 110 кГс. Порошок был предварительно отсепарирован так, что размер частиц не превышал 20 мкм. Эксперименты ЯМР проводились для ориентации магнитного поля вдоль направления преимущественной ориентации частиц образца, что соответствовало оси структуры исследуемого соеди-

*E-mail: nikolaev@kapitza.ras.ru

нения, перпендикулярной плоскостям CuO_2 . Для наблюдения смещения вихрей под действием импульса поля применялся метод ядерного спинового эха, позволяющий по уменьшению интенсивности сигнала определить, изменились ли локальные поля на ядрах за время формирования эха. Для обычной последовательности из двух радиочастотных импульсов ($\pi/2 - \tau - \pi$) это время соответствует интервалу 2τ между первым радиочастотным импульсом и моментом возникновения сигнала эха и ограничено величиной порядка времени спин-спиновой релаксации T_2 . В нашем случае была использована последовательность стимулированного эха ($\pi/2 - \tau_1 - \pi/2 - \tau_2 - \pi/2$) [14], для которой сигнал эха возникает через интервал τ_1 после третьего радиочастотного импульса. В этом случае затухание эха из-за процессов релаксации на интервале τ_2 происходит с характерным временем, существенно превышающим T_2 , которое для ядер таллия в данной системе составляет не более 50 мкс [15], что позволяет фиксировать изменение локальных полей на ядрах в течение намного более длительного времени. Импульс магнитного поля в форме равнобедренного треугольника длительностью до 3 мс и амплитудой B_m до 130 Гс, наложенный на постоянное поле 9 кГс, подавался через время 1 мс после второго радиочастотного импульса.

На рис. 1 показаны нормированные зависимости интенсивности сигнала эха от времени задержки τ_2 , полученные при различных значениях амплитуды модулирующего импульса магнитного поля при температуре 18 К. Без импульсной модуляции затухание сигнала эха при малых значениях τ_2 связано с процессами спиновой диффузии, а при больших значениях τ_2 определяется спин-решеточной релаксацией. Отметим, что постоянное магнитное поле B_0 прикладывалось к образцу после охлаждения в нулевом поле, в результате чего еще до запуска импульсной последовательности в частицах образца вследствие наличия пиннинга формировалось неоднородное распределение вихрей. Частицы образца имеют неправильную форму (причем не плоскую), и поэтому невозможно точно описать распределение поля в отдельной частице, однако для качественного анализа будем считать, что в среднем форма частиц близка к короткому цилиндру, ось которого параллельна внешнему полю. В этом случае для качественного описания распределения поля в сверхпроводящих частицах будем использовать простую модель критического состояния Бина [16], как это нами ранее делалось в [5]. В этой модели после ввода поля в сверхпроводящем цилиндре из-за пин-

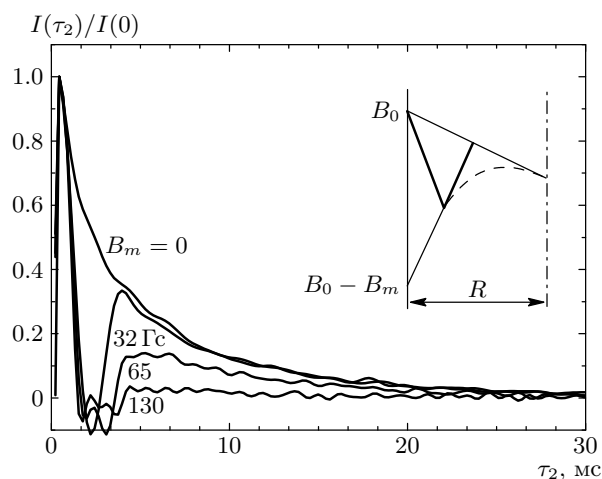


Рис. 1. Зависимость нормированной интенсивности сигнала спинового эха ядер таллия от задержки τ_2 в порошковом образце $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ при различных значениях амплитуды модулирующего импульса магнитного поля: $T = 18$ К, $B_0 = 9$ кГс. На вставке схематически показано радиальное распределение магнитной индукции в сверхпроводящей частице в условиях импульсной модуляции поля (см. текст)

нинга плотность вихрей и величина магнитной индукции, усредненная на длине больше расстояния между вихрями, убывают от боковой поверхности к оси цилиндра по линейному закону. При этом в объеме сверхпроводника в соответствии с уравнением Максвелла $\text{rot } B = 4\pi j/c$ течет круговой ток, плотность которого равна критической плотности j_c . Правомерность использования такой модели в нашем случае подтверждается наличием характерного для критического состояния гистерезиса формы линии ЯМР таллия, подробно исследованного в [5]. Соответствующее радиальное распределение средней индукции в сверхпроводящей частице после ввода поля условно показано на вставке рис. 1 тонкой линией, начинающейся от B_0 . Направление поля в импульсе было противоположным постоянному магнитному полю. Поэтому, если до приложения импульса поле убывало от боковой поверхности к оси сверхпроводящей частицы, в максимуме импульса в слое, примыкающем к боковой поверхности, градиент магнитного поля меняет знак, в результате того что вихри в этой области частично вышли из сверхпроводника (линия, начинающаяся от $B_0 - B_m$). Этот градиент должен по абсолютной величине существенно превышать исходный, который уменьшен из-за крипа потока. Соответственно, по-

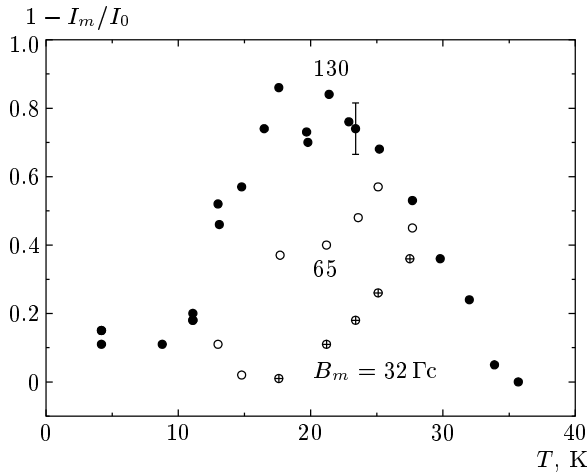


Рис. 2. Зависимость от температуры относительного уменьшения интенсивности сигнала эха ядер таллия в $Tl_2Ba_2CuO_{6+\delta}$ ($1 - I_m/I_0$) под действием модулирующего импульса магнитного поля при различных значениях амплитуды модуляции

сле импульса магнитного поля вихри частично возвращаются в сверхпроводник, и распределение поля в слое, примыкающем к боковой поверхности, принимает вид, показанный на вставке рис. 1 жирной линией. После нескольких модулирующих импульсов с учетом крипа потока ближе к оси частиц должно установиться квазистационарное распределение магнитной индукции, показанное штриховой линией. В этой области не происходит движение вихрей и, следовательно, она не дает вклада в эффект.

Как видно на рис. 1, импульс поля приводит к дополнительному уменьшению сигнала эха в последующие моменты времени по сравнению с релаксационной кривой в отсутствие импульсной модуляции, причем при данной температуре эффект нарастает с увеличением амплитуды импульса. Наблюдаемое уменьшение сигнала эха свидетельствует о том, что локальное распределение поля существенно изменяется после каждого импульса поля, тогда как среднее распределение поля в частицах образца должно оставаться прежним. Это изменение локального распределения поля естественно связать с тем, что после каждого модулирующего импульса вихри не возвращаются точно в те же позиции, в которых они находились до импульса поля. Увеличение наблюдаемого эффекта с ростом амплитуды модуляции объясняется увеличением толщины слоя, в котором происходит движение вихрей и связанное с этим изменение градиента индукции во время действия модулирующего импульса, вплоть до всего объема образца.

Для количественной характеристики наблюдаемого эффекта мы будем использовать величину $(1 - I_m/I_0)$, где I_m — интенсивность сигнала эха при $\tau_2=10$ мс (к этому моменту времени затухают возмущения, вызванные импульсом поля), I_0 — эта же величина в отсутствие импульсной модуляции поля. На рис. 2 показаны температурные зависимости величины $(1 - I_m/I_0)$ для различных значений амплитуды модулирующего поля B_m . Как видно на рис. 2, максимальный эффект, при котором $(1 - I_m/I_0)$ достигает значений около 0.8, для $B_m=130$ Гс наблюдается вблизи 20 К. Это соответствует полному проникновению поля модуляции в объем сверхпроводящих частиц, что означает смещение во время импульса вихрей в большей части объема за исключением центральных областей. При более низких температурах модуляция такой амплитуды не захватывает весь объем частиц, что связано с сильным пиннингом и, следовательно, с большими значениями градиента концентрации вихрей и градиента индукции. Уменьшение величины $(1 - I_m/I_0)$ при $B_m=130$ Гс выше 20 К указывает на то, что движение вихрей под действием импульса поля в этой области температур начинает приобретать обратимый характер, по-видимому, сначала из-за того, что при этих температурах уменьшается число возможных эффективных центров пиннинга. При дальнейшем повышении температуры может происходить полный депиннинг, о чем свидетельствует полностью обратимое движение вихрей при 35 К. Таким образом, можно сказать, что эта кривая в области температур 20–35 К характеризует процесс термоактивированного депиннинга. При уменьшении амплитуды модуляции наряду с общим уменьшением эффекта происходит смещение максимума величины $(1 - I_m/I_0)$ в область более высоких температур. Этот максимум, как уже отмечалось, связан с полным проникновением модуляции в сверхпроводящую частицу и при меньшем значении амплитуды модуляции должен наблюдаться при меньшем значении градиента индукции и, следовательно, при более высокой температуре. На самом деле, выше 20 К температурная зависимость эффекта при $B_m < 130$ Гс должна быть результатом двух конкурирующих процессов: роста наблюдаемого эффекта за счет увеличения объема, в котором происходит движение вихрей, из-за уменьшения с температурой градиента индукции и уменьшения эффекта вследствие того, что часть вихрей начинает двигаться обратно.

На основании полученных результатов можно оценить величину смещения вихрей под действием

импульса магнитного поля в нашем случае. Среднее расстояние между вихрями в поле $B_0 = 9$ кГс составляет $a_0 = (2\Phi_0/\sqrt{3}B_0)^{1/2} = 50$ нм (Φ_0 — квант потока). Наличие градиента в критическом состоянии несущественно изменит это значение, так как разница между полем на поверхности и в глубине частицы намного меньше B_0 . Можно показать, что изменение внешнего поля на величину 130 Гс (максимум импульса) приводит в смещению вихрей, средняя величина которого для частицы размером 20 мкм составляет около 10 нм (при условии полного проникновения импульса в частицу). После максимума импульса вихри движутся в обратном направлении. Как уже отмечалось, сильное уменьшение сигнала эха под действием импульса поля вблизи 20 К указывает на то, что вихри не возвращаются на прежние места. Оценку минимального результирующего смещения вихрей можно получить следующим образом. Полное затухание сигнала спинового эха происходит при выполнении условия $\gamma(Tl)\tau_1\delta B = \pi/2$, где $\gamma(Tl) \approx 2.5$ кГц/Гс — гиромагнитное отношение ядер таллия, $\tau_1 = 12$ мкс — задержка между первым и вторым импульсами, δB — изменение поля на ядре из-за смещения вихрей. В нашем случае значение δB , полученное из этой формулы, составляет 7 Гс. Используя оценку средней неоднородности поля в вихревой решетке $\langle \Delta B^2 \rangle^{1/2} = 0.061 \Phi_0/\lambda_{ab}^2 = 40$ Гс (глубина проникновения $\lambda_{ab} = 180$ нм [3]), получаем среднее значение градиента индукции между сердцевинами вихрей, равное $2\langle \Delta B^2 \rangle^{1/2}/a_0 \sim 1.6$ Гс/нм. Соответственно, минимальное смещение вихрей после импульса поля $\delta a_0 \sim (\delta B/2\langle \Delta B^2 \rangle^{1/2})a_0$ составляет 4 нм вблизи температуры 20 К.

Следует отметить, что величина поля $B_0 = 9$ кГс, в котором проводились наши измерения, существенно превышает значение поля второго максимума на кривой зависимости магнитного момента от поля (3 кГс при 20 К), определенное на монокристаллах соединения $Tl_2Ba_2CuO_{6+\delta}$ с близким значением T_c [17, 18]. По мнению авторов работы [19], с ростом поля в области этого максимума в вихревой решетке из-за влияния дефектов кристаллической структуры возникает много дислокаций и происходит переход в состояние вихревого стекла или, точнее, переохлажденной вихревой жидкости. Этому также способствует кроссовер от трехмерной системы вихрей к двумерной, характерное поле которого для исследуемой системы составляет $B_{3D-2D} = \Phi_0/\gamma^2 s^2 \sim 1$ кГс, где $\gamma = 190$ — параметр анизотропии, $s = 1.16$ нм — расстояние между слоями CuO_2 [17]. Поэтому можно считать, что при температуре 20 К в нашем случае вихри располага-

ются каждый на своем центре пиннинга и при этом для каждого вихря имеется достаточное число таких близко расположенных центров. В результате после каждого импульса поля реализуется другая возможная конфигурация вихрей, что и приводит к сильному уменьшению сигнала эха. В связи с этим полученную выше величину минимального смещения вихрей после импульса поля 4 нм можно принять в качестве оценки нижнего предела расстояния между центрами пиннинга. Приведенная выше оценка среднего смещения вихрей в максимуме импульса поля 10 нм дает верхний предел расстояния между центрами пиннинга в исследованной системе.

Таким образом, в данной работе методом ЯМР в высокотемпературном сверхпроводнике $Tl_2Ba_2CuO_{6+\delta}$ исследован характер смещения вихрей после действия короткого импульса магнитного поля, накладываемого на постоянное поле индукцией 9 кГс. Показано, что при 20 К после импульса поля амплитудой 130 Гс минимальное смещение вихрей в частицах образца составляет 4 нм. В нашем случае эту величину можно принять в качестве нижнего предела расстояния между центрами пиннинга при этой температуре. Верхний предел расстояния между центрами пиннинга, составляющий 10 нм, дает оценка среднего смещения вихрей в максимуме импульса. Установлено, что в результате депиннинга при повышении температуры от 20 до 35 К происходит рост до 100 % доли вихрей, возвращающихся после импульса поля в прежние позиции.

Авторы выражают благодарность А. И. Харьковскому, В. И. Цебро и А. В. Митину за полезные обсуждения и замечания, А. В. Митину и Д. Ю. Шарвину за помощь в приготовлении образцов. Ориентация образцов в магнитном поле проводилась в Международной лаборатории сильных магнитных полей и низких температур (г. Вроцлав, Польша).

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Минпромнауки РФ (госконтракт № 40.012.1.1.1357).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. de Lozanne, *Supercond. Sci. Technol.* **12**, R43 (1999).
2. J. E. Sonier, J. H. Brewer, and R. F. Kiefl, *Rev. Mod. Phys.* **72**, 769 (2000).
3. M. Mehring, F. Hentsch, H. Mattausch et al., *Sol. St. Comm.* **75**, 753 (1990).

4. H. B. Brom and H. Alloul, *Physica C* **177**, 297 (1991).
5. E. G. Nikolaev, *Physica C* **250**, 39 (1995).
6. B. J. Suh, D. R. Torgeson, and F. Borsa, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3011 (1993).
7. B. J. Suh, F. Borsa, J. Sok et al., *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1928 (1996).
8. E. G. Nikolaev, J. Witteveen, M. de Kok et al., *Phys. Rev. B* **55**, R8717 (1997).
9. J.-M. Delrieu, *J. de Phys.* **3**, 893 (1973).
10. P. Carretta, *Phys. Rev. B* **48**, 528 (1991).
11. F. Lefloch, W. G. Clark, and W. H. Wong, *Phys. Rev. B* **59**, 7094 (1999).
12. F. Borsa, P. Carretta, F. Cintonesi et al., *Physica C* **235–240**, 2629 (1994).
13. C. H. Recchia, C. H. Pennington, H. Hauglin et al., *Phys. Rev. B* **52**, 9746 (1995).
14. J. Jeener and P. Broekaert, *Phys. Rev.* **157**, 232 (1967).
15. F. Hentsch, N. Winzek, M. Mehring et al., *Physica C* **165**, 485 (1990).
16. C. P. Bean, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 31 (1964).
17. F. Zuo, S. Khizroev, G. C. Alexandrakis et al., *Phys. Rev. B* **52**, R755 (1995).
18. M. Xu, T. W. Li, D. G. Hinks et al., *Phys. Rev. B* **59**, 13632 (1999).
19. T. Giamarchi and P. L. Doussal, *Phys. Rev. B* **55**, 6577 (1997).