

# ПОИСК НАРУШЕНИЯ СИММЕТРИИ ОБРАЩЕНИЯ ВРЕМЕНИ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

*А.Г.Аронов, В.Ф.Мастеров*

*Государственный технический университет  
195251, Санкт-Петербург*

Поступила в редакцию 5 сентября 1991 г.

Предлагается способ определения внутреннего магнитного поля, создаваемого энионами в высокотемпературных сверхпроводниках. Метод основан на измерении амплитуды четных гармоник магнитного поля, генерируемых нелинейной средой, каковой являются монокристаллы Bi 2212 с проростами фазы 2223. Эксперименты показали, что при  $T = 77$  К отсутствует среднее внутреннее поле в этих образцах с точностью до 1 мГс.

Одной из интригующих новых идей, объясняющих высокотемпературную сверхпроводимость, является идея существования при определенных условиях в этих соединениях частиц с дробной статистикой, энионов (anyons)<sup>1,2</sup>. Основное состояние таких частиц соответствует нарушению пространственной ( $P$ ) и временной четности ( $T$ ). Следовательно, в этих материалах возможно наблюдение вращения плоскости поляризации света, спонтанного эффекта Холла и других эффектов, обусловленных нарушением  $T$ -симметрии (см., например,<sup>3</sup>).

В настоящее время в литературе имеются противоречивые экспериментальные результаты по наблюдению магнитооптических эффектов в ВТСП. Так, Лайонс и др.<sup>4</sup> сообщили об измерении циркулярного дихроизма при отражении света при  $T > T_c$  от различных монокристаллических и пленочных высокотемпературных сверхпроводников. Вебер и др.<sup>5</sup>, проводя измерения отражения света на высококачественных образцах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  и пропускания на монокристаллах  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}\text{Cu}_2\text{O}_8$ , обнаружили циркулярный оптический эффект при температурах выше температуры сверхпроводящего перехода  $T_c$ , но ниже характеристической температуры  $T_s > T_c$ . Авторы интерпретировали полученные результаты, как доказательство существования состояний с нарушенной  $T$ -симметрией ниже температуры  $T_s$ . С другой стороны Спиельман и др.<sup>6</sup> и Кричевцов и др.<sup>7</sup> не обнаружили следов циркулярного дихроизма в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ .

В настоящей статье мы сообщаем о поисках состояния с нарушенной  $T$ -инвариантностью с помощью другого метода, не рассмотренного авторами<sup>3</sup>, — исследования генерации четных гармоник магнитного поля в монокристаллах ВТСП.

1. Если в образце имеет место нарушение  $T$ -симметрии, то при приложении внешнего магнитного поля  $h_\beta$  частоты в отсутствие постоянного магнитного поля в образце будут возбуждаться колебания намагниченности  $M_\alpha$  на четных гармониках:

$$M_\alpha = \chi_{\alpha\beta\gamma}^{(2)} h_\beta^\omega h_\gamma^\omega + \chi_{\alpha\beta\gamma\delta\lambda}^{(4)} h_\beta^\omega h_\gamma^\omega h_\delta^\omega h_\lambda^\omega. \quad (1)$$

Существует ряд эффектов, имитирующих нарушение внутренней  $T$ -четности и приводящих к появлению четных гармоник. Это: 1) внешнее остаточное магнитное поле или захваченный магнитный поток в сверхпроводниках;

2) конечная частота или диссипативные процессы в кристаллах. Поэтому желательно, чтобы метод регистрации четных гармоник был не чувствителен ко второго типа эффектам, в то время как первые, можно подавить компенсацией внешнего поля. Таким методом является исследование нелинейных свойств монокристаллических образцов  $\text{Bi}(2:2:1:2)$ , пророщенных слоями сверхпроводника  $\text{Bi}(2:2:2:3)$ . Такая структура представляет из себя систему  $S - S' - S$ -контактов, нелинейная восприимчивость которой на удвоенной частоте пропорциональна "внутреннему" статическому полю энионов. Такая система позволяет обнаружить не только "внутреннее" поле энионов при ферромагнитном их упорядочении, но и при антиферромагнитном поле в соседних плоскостях, т.к. пограничные с джозефсоновским контактом плоскости в двух разных сверхпроводниках создают разные по величине, хоть и противоположные направленные "внутренние" поля.

Измерения проводились при  $T = 77$  К на установке, принципиальная схема которой не отличается от описанной в работе <sup>8</sup>. Дополнительно: 1) был повышен уровень компенсации первой гармоники выходного сигнала до 60 дБ и 2) измерительный блок помещался в центре системы, состоящей из трех ортогональных пар катушек Гельмгольца, позволявших компенсировать лабораторное поле с точностью до  $\pm 30$  мГц в направлениях, перпендикулярных направлению  $h_\omega$  и с точностью  $\pm 1$  мГц в направлении параллельном  $h_\omega$ . Критерием "полной" компенсации перпендикулярных составляющих лабораторного поля являлось отсутствие асимметрии зависимости  $U_{2h\omega}(H)$  при изменении знака внешнего поля (см. ниже, рис. 1).

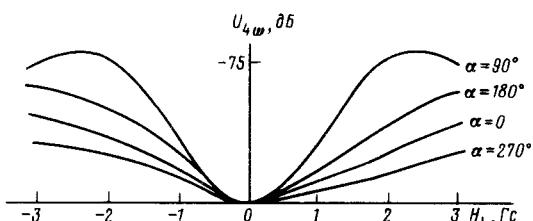


Рис. 1. Зависимость амплитуды четвертой гармоники от перпендикулярного поля  $H_\perp$  для набора монокристаллических образцов

Измерения проводились в следующем порядке. Вначале производилась компенсация лабораторного поля и в измерительную катушку вставлялся исследуемый образец, после чего производилось охлаждение образца до температуры 77 К. Температурные измерения проводились путем выпаривания жидкого азота из системы с одновременной регистрацией температуры и амплитуды измеряемого сигнала на двухкоординатном гравиопостроителе.

Окончательная компенсация внешнего поля проводилась по амплитуде второй гармоники с использованием керамического цилиндрического образца  $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ . Поэтому после компенсации поле равно нулю в образце, но не в свободном пространстве. Из-за случайной ориентации осей кристаллитов в керамическом образце все внутренние магнитные поля должны усредняться. Наш метод обнаружения внутренних полей есть сравнительный метод! Поэтому утверждение об отсутствии четных гармоник в нулевом внешнем поле, а значит и об отсутствии  $T$ -нарушения в монокристаллических образцах справедливо с точностью до этого предположения. При помещении исследуемого образца в измерительную катушку может возникать систематическая "разность нулей", обусловленная, например, разными размагничивающими факторами образца, датчика поля и исследуемого образца. Эта систематическая разность приводит к тому, что значения поля, соответствующие

нулю амплитуды второй гармоники, для керамического образца и исследуемого монокристаллического могут отличаться. В наших экспериментах эта величина не превышала 20 мГс.

В однофазных монокристаллах Bi (2:2:1:2) с размерами  $3 \times 3 \times 0,3$  мм на частотах 0,1 - 2 кГц никаких гармоник в спектре выходного сигнала обнаружено не было.

В то же время спектр гармоник выходного сигнала в слоистых структурах был так же богат, как и в керамике, где нелинейности определяются внутренними джозефсоновскими контактами. Интенсивность четных гармоник  $U_{2n\omega}$  зависит как от амплитуды переменного поля  $h_\omega$ , так и от величины внешнего постоянного магнитного поля  $H$ . В частности, наличие поля  $H_\perp$ , перпендикулярного оси  $c$ , приводит к сильной зависимости  $U_{2n\omega}$  от ориентации кристалла. Поэтому компенсация  $H_\perp$  особенно важна для наблюдения эффектов поля энионов. Эта компенсация проводилась до тех пор, пока зависимость  $U_{2n\omega}$  не становилась симметричной при смене знака внешнего поля. На рис. 2 приведены зависимости  $U_{4\omega}$  от  $H_{||}$  при  $H_\perp = 0$  и 2,4 Гс для того же монокристаллического образца, что и на рис. 1.

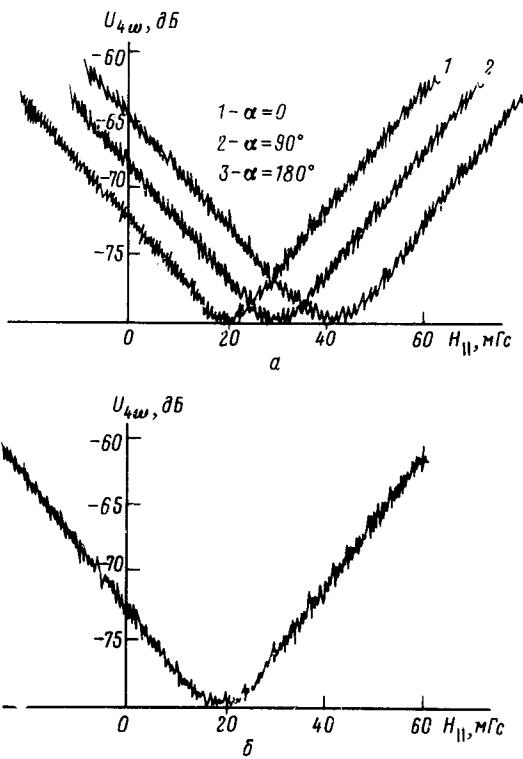


Рис. 2. Зависимость амплитуды четвертой гармоники от постоянного продольного магнитного поля  $H_{||}$  для набора монокристаллических образцов при наличии перпендикулярного поля: а)  $H_\perp = 0$ ; б)  $H_\perp = 2,4$  Гс;  $\alpha$  - угол поворота образца относительно направления магнитного поля вокруг оси  $C$

Для обнаружения "внутреннего магнитного поля" использовались образцы в виде стопки монокристаллических образцов Bi 2:2:1:2 + Bi 2:2:2:3 (рис. 2). Имеющийся сдвиг нуля амплитуды  $U_{4\omega}$  по магнитному полю  $\Delta H$  на величину 20 мГс, как указывалось выше, является методическим. Действительно, переворот образца на  $180^\circ$  не приводит ни к смене знака  $\Delta H$ , ни к изменению его величины. Как видно из приведенных результатов, нет оснований утверждать, что в монокристаллических образцах Bi 2:2:1:2 существует внутреннее микроскопическое поле величиной больше  $10^{-3}$  Гс. Если бы поле действительно существовало и было бы направлено в отдельных участках образцов навстречу друг другу (антиферромагнетизм), то из-за

краевых эффектов всегда должна была бы оставаться конечная амплитуда четных гармоник, т.е. сдвиг "нулевого" уровня амплитуды  $U_{\omega}$ . Однако, такого смещения уровня также не обнаруживается.

Как отмечалось авторами работы<sup>5</sup>, возможна ориентация "внутреннего" поля энионов внешним магнитным полем при температурах  $T_c < T < T_s$ . С целью обнаружения этого эффекта нами проводился следующий эксперимент. Дополнительное магнитное поле параллельное оси кристаллов величиной 140 Э включалось при  $T = 150\text{K}$ . (По данным<sup>5</sup> для Bi-образцов  $T_s - T_c = 40\text{K}$ ). Затем образец охлаждался до температуры 115 K, после чего внешнее поле уменьшалось до нуля, и образец охлаждался до  $T = 77\text{K}$ . При данной температуре проводился цикл измерений, описанный выше. Результат также оказался отрицательным.

Таким образом, проведенные нами эксперименты позволяют утверждать, что если внутреннее поле энионов и существует в высокотемпературных сверхпроводниках, то его величина меньше  $10^{-3}$  Гс.

Авторы признательны Н.М.Шибановой и В.В.Потапову за предоставление монокристаллов, В.К.Соболевскому и З.Т.Максутовой за помощь при проведении эксперимента.

- 
1. Kalmeyer V., Laughlin R.B. Phys. Rev. Lett., 1987, **59**, 2095.
  2. Laughlin R.B. Phys. Rev. Lett., 1988, **60**, 2677.
  3. Halperin B.I., March-Russell J., Wilczek F. Preprint. HUTP-89/A010.
  4. Lyons K.B. et al. Phys. Rev. Lett., 1990, **64**, 2949.
  5. Webber H.J. et al. Sol. St. Comm., 1990, **76**, 511.
  6. Spielman S. et al. Phys. Rev. Lett., 1990, **65** 123.
  7. Кричевцов Б.Б. и др. Письма в ЖЭТФ, 1991, **54**, 86.
  8. Мастеров В.Ф. и др. СФХТ, 1991, **4**, 413.