Физика низких температур, 1996, т. 22, № 11, с. 1337–1339

Исследование внутренних магнитных полей в $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ и Bi(2212) методом ЯКР

А. В. Бондарь, С. М. Рябченко, Ю. В. Федотов

Институт физики НАН Украины, Украина, 252650, г. Киев, пр. Науки, 46

В $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ и Bi(2212) исследованы зависимости осцилляций огибающей сигналов ядерного квадрупольного резонанса спинового эха ядер ^{63}Cu от магнитной предыстории. В свете полученных результатов обсуждается роль поверхностного барьера в формировании магнитной структуры ВТСП.

В $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ і Bi(2212) досліджено залежності осциляцій обвідної сигналів ядерного квадрупольного резонанса спінової луни ядер ^{63}Cu від попередньої магнітної історії. В світлі одержаних результатів обговорюється роль поверхневого бар'єра в формуванні магнітної структури ВТНП.

Проведение исследований в сравнительно небольших магнитных полях [1,2] существенно расширяет возможности метода ядерного квадрупольного резонанса (ЯКР). В работах [3–5], используя только данные, полученные методом ЯКР, были определены значения параметра асимметрии η тензора градиента электрического поля (ГЭП) в позициях, занимаемых ядрами Cu1 и Cu2 в $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO) . В [6,7] изучение магнитополевых зависимостей амплитуды и ширины линии ЯКР ядер Cu1 в YBCO позволило получить информацию об особенностях проникновения магнитного поля в ВТСП. Однако интерпретация подобных результатов требует учета реальной последовательности процедур охлаждения и приложения магнитного поля. Так, результаты работы [8] дают основание ожидать, что при охлаждении образца в магнитном поле (режим ОП) и проведении измерений в этом же поле влияние эффектов, связанных с пиннингом, на структуру вихревой решетки будет минимальным. В то же время охлаждение в нулевом поле (режим ОНП) с последующим приложением магнитного поля, согласно модели критического состояния [9], должно приводить к существенной макроскопической неоднородности плотности вихрей. В последнем случае могут возникать существенно бóльшие неоднородности внутреннего магнитного поля в образце по сравнению с режимом ОП.

Цель настоящей работы состоит в выяснении возможности исследований методом ЯКР эффектов, связанных с магнитной предысторией ВТСП образцов. Исследованы внутренние магнитные поля в YBCO и Bi(2212) как при ОНП с последующим приложением и снятием магнитного поля (состояние с захваченным потоком (ЗП)), так и при ОП. Образцы $YBa_2Cu_3O_{6,88}$ ($T_c = 93$ K) и Bi(2212) ($T_c = 84$ K) имели размер зерен ≤ 10 мкм. Использовался метод ЯКР спинового эха при 4,2 K на ядрах $^{63}Cu2$ в YBCO ($\nu = 31{,}5$ МГц) и ядрах ^{63}Cu в Bi(2212) ($\nu = 22$ МГц) в диапазоне магнитных полей 0–500 Э. Радиочастотное и статическое магнитные поля были параллельными. Известно [1], что зависимость амплитуды A сигнала ЯКР спинового эха от интервала τ между возбуждающими импульсами при наложении внешнего магнитного поля приобретает осциллирующий характер. Период этих осцилляций обратно пропорционален приложенному полю, что позволяет оценивать его величину. Преимуществом такой методики является возможность исследовать эффект Зеемана в сравнительно слабых магнитных полях (десятки эрстед), величина которых недостаточна для расщепления широких линий ЯКР. Это особенно существенно при исследовании ВТСП, ширины линий ЯКР в которых составляют сотни кГц в YBCO и доходят до нескольких МГц в Bi(2212).

Изучение зависимости $A(\tau)$ (в отличие от $A(H)$, исследованной в [4,5]) позволяет исключить из рассмотрения динамику процессов намагничивания. В подавляющей части диапазона использованных магнитных полей зависимость $A(\tau)$ представляла собой плавно убывающую функцию вида $A(\tau) = A_0 \exp(-\tau/2T_{ef})$, где T_{ef} — эффективное время спин-спиновой релаксации. Однако было обнаружено, что существует диапазон магнитных полей, в котором такая аппроксимация не возможна и за-

© А. В. Бондарь, С. М. Рябченко, Ю. В. Федотов, 1996

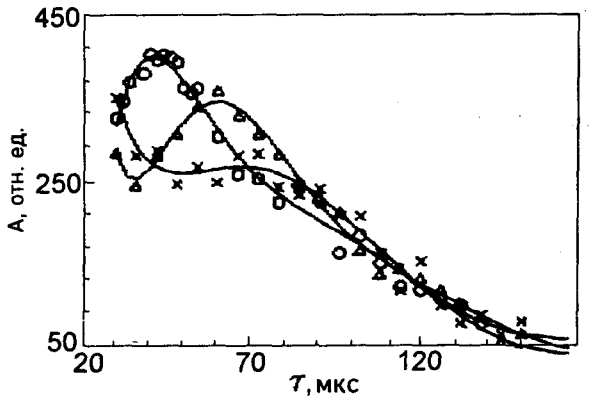

Рис. 1. Огибающие сигналов спинового эха $A(\tau)$ ядер ^{63}Cu в Bi(2212) при $T = 4{,}2$ K для различных магнитный полей H_a, Э: 11,3 (×); 13,6 (△); 20,2 (○).

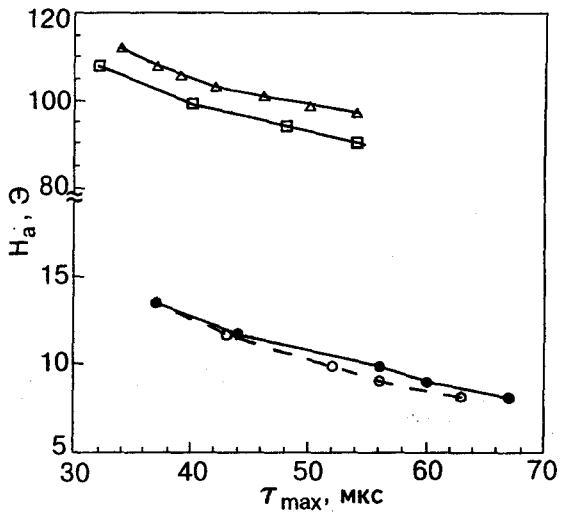

Рис. 2. Зависимость τ_{max} от H_a при $T = 4{,}2$ K: □ — ^{63}Cu2 в YBCO, состояние с ЗП; △ — ^{63}Cu в Bi(2212), состояние с ЗП; ○ — ^{63}Cu2 в YBCO, режим ОП; ● — расчет для $\lambda_{ef} = 5000$ Å.

висимость $A(\tau)$ обнаруживает немонотонный характер (рис. 1), который является типичным проявлением эффекта Зеемана в методе ЯКР спинового эха [10]. На это однозначно указывает характер зависимости вида кривых $A(\tau)$ от приложенного магнитного поля, а именно смещение максимума этих кривых в сторону малых τ с ростом поля. Такое поведение согласуется с зависимостью периода зеемановских осцилляций T_Z от величины магнитного поля $T_Z \sim 1/H_a$. Это позволяет считать, что появление максимума $A(\tau)$ после приложения магнитного поля обусловлено зеемановским расщеплением ядерных уровней.

Область магнитных полей, в которой наблюдаются зеемановские осцилляции, достаточно узка. Верхняя граница этого диапазона обусловлена тем, что при более высоких полях максимум $A(\tau)$, смещаясь в область малых τ, уходит в область нечувствительности нашей установки («мертвое время» спектрометра $\simeq 30$ мкс). Нижняя граница определяется тем, что зеемановские осцилляции с большим периодом не могут наблюдаться в малых полях на фоне спада сигнала спинового эха по закону $A(\tau) = A_0 \exp(-\tau/2T_{ef})$ (обусловленному спин-спиновым взаимодействием). Оказалось, что для YBCO и Bi(2212) область магнитных полей, при которых наблюдаются осцилляции $A(\tau)$, существенно зависит от последовательности процедур охлаждения и намагничивания (рис. 2). Так, в режиме ОП осцилляции $A(\tau)$ наблюдаются в диапазоне 8–20 Э, тогда как в состоянии с ЗП такие осцилляции имеют место в диапазоне 90–120 Э.

При анализе экспериментальных результатов мы исходили из выражения, описывающего влияние магнитного поля на огибающую сигнала эхо $A(\tau)$ [11], усредненного (для учета порошкообразности образца) по хаотическому распределению ориентаций магнитного поля относительно осей тензора ГЭП. Кроме этого, в настоящей работе мы попытались учесть эффекты, обусловленные проникновением магнитного поля в образец в виде решетки абрикосовских вихрей. При этом дальнейшее усреднение проводилось по распределению магнитного поля в такой решетке.

Для образца малых размеров энергия, связанная с взаимодействием вихрей через внешнее пространство, составляет значительную часть энергии межвихревого взаимодействия. Вследствие этого в таких образцах вихревая решетка в области малых полей может быть изотропной даже в случае сильно анизотропных ВТСП [10]. Поэтому в наших расчетах мы использовали треугольную изотропную абрикосовскую вихревую решетку, в которой зависимость межвихревого расстояния d от магнитного поля B имеет вид $d^2 = 2\Phi_0/(B\sqrt{3})$, где Φ_0 — квант магнитного потока. В лондоновском приближении локальное магнитное поле в такой вихревой решетке определяется выражением

$$B(r) = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2} \sum_i K_0[(r - r_i)/\lambda],$$

где K_0 — функции Макдональда; λ — глубина проникновения. Учет анизотропии λ приводит к значительному усложнению расчетов. Поэтому в качестве величины λ было использовано ее

эффективное значение λ_{ef}, которое выбиралось из условия наилучшего совпадения результатов расчета с экспериментальными данными.

Зависимости $A(\tau)$ (как для YBCO, так и для Bi(2212)), рассчитанные таким способом удовлетворительно согласуются с экспериментом только для измерений в режиме ОП (рис. 2). Наилучшее согласие для Bi(2212) получено при $\lambda_{ef} \approx 12000$ Å, что достаточно близко к имеющимся в литературе данным для $\lambda_{av} = (\lambda_{ab}^2 \lambda_c)^{1/3}$, а для YBCO $\lambda_{ef} \approx$ ≈ 5000 Å, что примерно вдвое превосходит приводимые в литературе данные для λ_{av}. Для состояния с ЗП (область магнитных полей 90–120 Э) согласия между результатами модельного расчета и экспериментом достигнуть не удалось. Существенно большие по сравнению с режимом ОП значения магнитных полей, при которых в состоянии с ЗП наблюдаются осцилляции $A(\tau)$, могут быть интерпретированы на основе модели критического состояния. Однако в рамках этой модели при учете только эффектов пиннинга возникают трудности с интерпретацией осцилляций $A(\tau)$ в состоянии с ЗП, поскольку такая модель приводит к существенной неоднородности внутреннего магнитного поля. Как видно из рис. 1 и 2, значения τ_{max} весьма чувствительны к величине магнитного поля. Следовательно, существенная неоднородность внутреннего магнитного поля, предсказываемая моделью критического состояния для состояния с ЗП, должна сглаживать осцилляции $A(\tau)$ вплоть до их исчезновения. Однако наблюдавшиеся в наших экспериментах осцилляции $A(\tau)$ в состоянии с ЗП столь же отчетливо выражены, как и в режиме ОП. Нам представляется, что это обстоятельство указывает на необходимость учета роли поверхностного барьера в формировании профиля магнитного потока. Такой барьер, препятствуя выходу вихрей из объема сверхпроводника, может существенно уменьшить градиент плотности вихревой решетки в состоянии с ЗП.

Полученные результаты свидетельствуют о необходимости учета магнитной предыстории ВТСП образца при анализе данных ЯКР и об открывающихся при этом возможностях получения информации о роли пиннинга и поверхностного барьера в формировании магнитной структуры.

1. M. Bloom, E. L. Hahn, and B. Herzog, *Phys. Rev.* **97**, 1699 (1955).
2. А. В. Бондарь, С. М. Рябченко, Ю. В. Федотов, *ФНТ* **20**, 95 (1994).
3. S. Grande, B. Lippold, G. Mayer, and H. Schimiedel, *Phys. Status Solidi* **B158**, 707 (1990).
4. V. I. Matukhin, I. A. Safin, V. N. Anashkin, O. V. Zharikov, and Yu. A. Ossipyan, *Solidi State Commun.* **79**, 1063 (1991).
5. H. Schmiedel. G. Mayer, S. Grande, and B. Lippold, *Physica* **C171**, 51 (1990).
6. H. Reisemeier, H. Kamphausen, E. Scheidt, M. Schaefer, and K. Luders, *Physica* **B165-166**, 1305 (1990).
7. H. Reisemeier, J. Pattloch, E. Scheidt, M. Schaefer, and K. Luders, *Z. Naturforsch.* **45a**, 419 (1990).
8. G. J. Dolan, F. Holtzberg, C. Feild, and T. R. Dinger, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2184 (1989).
9. C. P. Bean, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 31 (1964).
10. A. Yu. Martynovich, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **78**, 489 (1994).
11. N. E. Ajnbinder, V. S. Grechischkin, and A. N. Osipenko, *Fiz. Tverd. Tela* **10**, 2026 (1968).

NQR study of internal magnetic fields in $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ and Bi(2212)

A. V. Bondar, S. M. Ryabtchenko, and Yu. V. Fedotov

The dependences of oscillations of the envelope of NQR spin echo signals of the ^{63}Cu nuclei on magnetic previous history are investigated in $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ and Bi(2212). The results are used to treat the role of the surface barrier in the formation of HTSC magnetic structure.