

Нейтронография проникновения магнитного поля в тонкие пленки ВТСП

В.Л. Аксенов^{1,2}, В.В. Лаутер-Пасюк^{1,3,4}, Х. Лаутер⁴

¹ Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Московской обл.

² Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, 119992, г. Москва

³ Университет Мюнхена, D-85747, Гархинг, ФРГ

⁴ Институт им. Лауэ-Ланжевена, BP 156, F-38042, Гренобль, Франция

Рассмотрены результаты нейтронографических измерений глубины проникновения λ и параметров вихревых решеток в тонких пленках ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ в параллельном поверхности магнитном поле.

Повышенное внимание к тонким пленкам высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) обусловлено тем, что именно с ними связаны наиболее перспективные применения ВТСП в электронике. Вместе с тем они представляют собой интересный пример систем с пониженной размерностью для изучения магнитного отклика, а также эволюции вихревых структур. В этом случае методы нейтронографии приобретают особое значение, как прямые методы наблюдения пространственного распределения магнитного потока и конфигурации вихрей. В последние годы значительный прогресс, в том числе в Дубне, был достигнут в нейтронографии с использованием поляризованных нейтронов в скользящей геометрии, когда изучаются отражение и рассеяние нейтронов вблизи критического угла.

Исходным методом является рефлектометрия поляризованных нейтронов (РПН), которая позволяет изучать распределение магнитного потока в пленке по глубине, а также вблизи поверхности и на границах раздела. По сравнению с другими методами РПН чувствителен к форме магнитного профиля, а не к интегральному потоку, что позволяет говорить о РПН, как о прямом методе измерения магнитных характеристик сверхпроводников. В наших работах [1] была предложена оригинальная схема эксперимента: поляризованные нейтроны отражались не только от поверхности пленки со стороны границы с воздухом, как обычно, но и со стороны границы с подложкой. В этом случае можно использовать эффект разницы коэффициентов отражения, который особенно сильно проявляется в спиновой асимметрии: $SA = (R^+ - R^-)/(R^+ + R^-)$, где R^+ и R^- – коэффициенты отражения, знаки плюс и минус относятся к компонентам спинов нейтронов, параллельных и антипараллельных внешнему магнитному полю.

Схема рефлектометрического эксперимента показана на рис. 1.

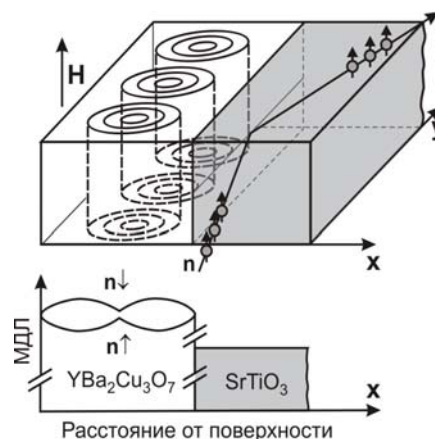


Рис. 1.

Профиль магнитной длины рассеяния (МДЛ), показанный на нижней части рисунка, определяется несколькими факторами: глубиной проникновения λ , поверхностными барьерами и распределением вихрей при $H > H_{c1}$.

Задача измерения параметров вихревых решеток в тонких пленках обычными методами не решается из-за слабого рассеяния. Мы использовали [2] метод поверхностной дифракции – комбинацию РПН с дифракцией, когда пучок нейтронов падает на поверхность пленки под малым углом, несущественно превышающим критический угол. При этом нейтроны дифрагируют на вихревой решетке как на периодической структуре с периодом, равным расстоянию между вихрями в рядах. Такая постановка эксперимента позволяет усилить интенсивность рассеяния примерно в $2 \cdot 10^3$ раз и провести измерения.

Глубина проникновения

Глубина проникновения в ВТСП пленках измерялась многократно, в том числе, с помощью РПН, однако, до полного согласия различных данных еще далеко. Мы проанализировали различные эксперименты и попытались оптимизировать параметры как образцов, так и метода РПН применительно к данной проблеме. С этой целью нами были сделаны модельные расчеты, а также тщательный отбор и характеристика образцов.

Исследовались эпитаксиальные пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ на подложке SrTiO_3 , с-ось была перпендикулярна поверхности ($\lambda = \lambda_{ab}$). Качество образцов

контролировалось с помощью атомно-силового микроскопа, рентгеновской и электронной дифракции. Нейтронные эксперименты проводились на реакторах ИБР-2 (ОИЯИ, Дубна) и HFR (ИЛЛ, Гренобль) в магнитных полях, параллельных пленке $H=0.5$ кГс при 4.8К со стороны воздуха и $H=0.3$ кГс при 2К со стороны подложки.

Когда внешнее магнитное поле приложено параллельно поверхности пленки, магнитный поток проникает с обеих сторон пленки с затухающей амплитудой. Предполагая, что затухание происходит по экспоненте, профиль магнитного потока внутри пленки толщиной d запишем в виде

$$B(x) = H \cosh \frac{2x-d}{2\lambda} / \cosh \frac{d}{2\lambda}, \quad (1)$$

где x – расстояние от центра пленки до ее поверхности. Тогда профиль плотности длины рассеяния нейтронов можно представить формулой:

$$Nb(x) = Nb_n \pm cH \cosh \frac{2x-d}{2\lambda} / \cosh \left(\frac{d}{2\lambda} \right), \quad (2)$$

где Nb_n – плотность ядерной длины рассеяния, $c = 2.31 \cdot 10^{-8} \text{ нм}^{-2}/\text{Гс}$.

На рис. 2 показан экспериментальный профиль плотности длины рассеяния для нейтронов со спинами, ориентированными по полю (пунктирная линия) и против поля (сплошная линия) для пленки с $d = 3000 \text{ \AA}$.

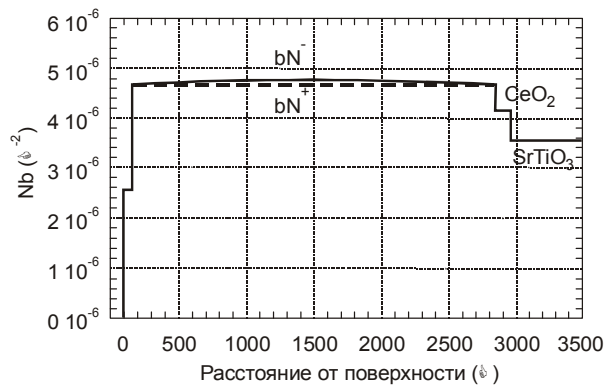


Рис. 2.

Используя (2), для лондоновской глубины проникновения λ_{ab} получены значения $\lambda_{ab} = 1400 \pm 100 \text{ \AA}$ при рассеянии со стороны воздуха и $\lambda_{ab} = 1350 \pm 150 \text{ \AA}$ со стороны подложки. Близкие значения были получены и для более тонких пленок.

Эволюция вихревых структур

Вихревые структуры хорошо изучены, когда поле приложено перпендикулярно пленке. Ситуация оказывается более сложной при параллельном поле,

когда значение первого критического поля значительно выше по сравнению с геометрией эксперимента в перпендикулярном поле и методы прямой визуализации не применимы. Равновесная конфигурация вихрей и критический ток в пленке с параллельным магнитным полем впервые были рассчитаны В.В.Шмидтом в лондоновском пределе в 1969 г. Недавно [3] эта задача изучалась численно более детально при $T=0$ для пленки толщиной, меньшей глубины проникновения. Было показано, что при определенных значениях магнитного поля в вихревой структуре возникает новое явление: при определенных значениях внешнего поля количество вихревых рядов увеличивается на единицу – дискретные перестройки вихревых рядов.

Экспериментальное подтверждение для ВТСП это предсказание получило в наших работах [4]. На рис. 3 показаны результаты модельных расчетов (рис. 3б) и экспериментальные данные (рис. 3 в) для магнитной длины рассеяния для пленки толщиной 2000 \AA в случае двух и трех рядов вихрей, показанных на рис. 3 а. Для одного ряда качественная картина модельной МДЛ показана на рис. 1. Исследовались тонкие (2000 и 3000 \AA) и ультратонкие (800 \AA) пленки ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, ориентированные по c -оси в параллельных магнитных полях выше первого критического поля, методом рефлектометрии поляризованных нейтронов. Образцы охлаждались до 4К в нулевом

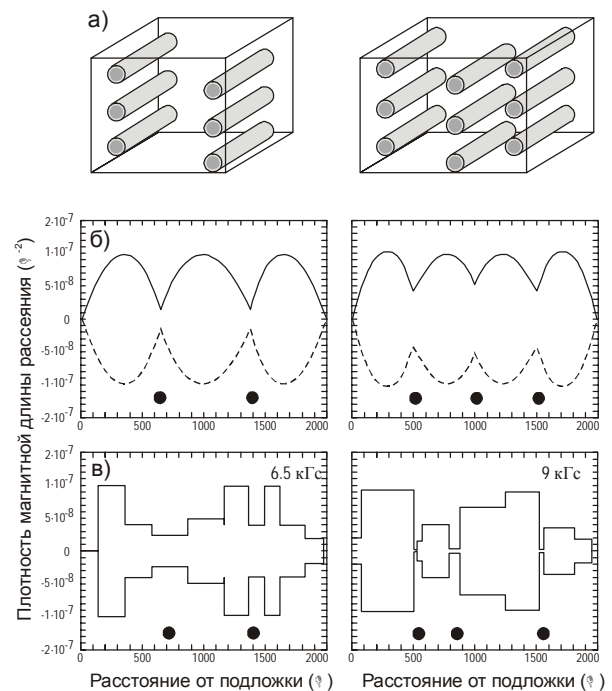


Рис. 3.

магнитном поле, затем внешнее магнитное поле H прикладывалось параллельно поверхности пленки от значений 1.5 до 12 кГс. Эксперименты проводи-

лись на реакторах ИБР-2 ОИЯИ и HFR ИЛЛ. Использована оригинальная геометрия рассеяния через подложку из SrTiO₃ размером 20×20 мм². Измерены магнитные профили и локальные намагниченности.

Намагниченность образца прямо пропорциональна МДЛ. Форма намагниченности состоит из двух частей: зависимости типа cosh из-за проникновения магнитного потока с обеих границ раздела и последовательности кинков от каждого ряда вихрей. Таким образом, РПН позволяет определить положение каждого ряда. На рис. 4 показана зависимость полной намагниченности пленки от H . Сплошная линия проведена через экспериментальные точки с использованием модельных расчетов [3], квадратики обозначают значения магнитного поля, при которых происходят дискретные перестройки, n – число вихревых рядов.

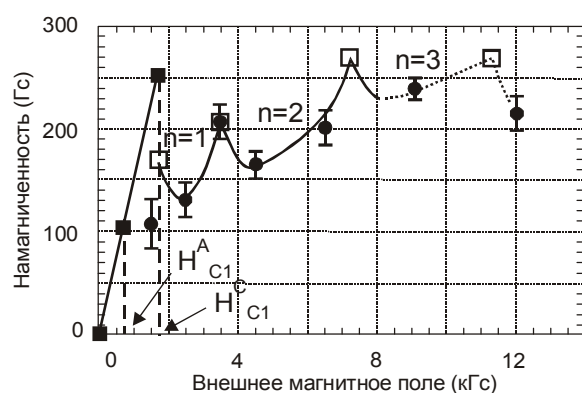


Рис. 4.

Прямая линия от начала координат на рис. 4 соответствует Мейснеровскому состоянию. Первое критическое поле $H_{c1}^A = 700$ Гс обусловлено ограниченными размерами образца. Учет поверхностных барьеров сдвигает значение до $H_{c1}^C = 1.7$ кГс. Однако, как видно из рис. 4, вихревой ряд возникает уже при поле $H = 1.5$ кГс, что ниже теоретической оценки. Это обусловлено тем, что теоретическая формула для H_{c1}^C получена для $d \ll \lambda$, а в нашем случае d порядка λ .

После падения из-за проникновения первого ряда вихрей намагниченность имеет минимум. Это свидетельствует о том, что только ограниченное число вихрей может проникать в пленку. Число вихрей в ряду возрастает при увеличении поля, приводя к повышению взаимодействия между вихрями. На рис. 4 это проявляется в возрастании намагниченности, что свидетельствует о нарастании сопротивления проникновению вихрей. Второе падение намагниченности возникает при

появлении второго ряда вихрей при поле $H \approx 3.5$ кГс. Этот процесс продолжается при дальнейшем увеличении поля.

Расстояния между вихрями a_v в рядах были измерены нами с использованием дифракции поляризованных нейтронов в скользящей геометрии и с учетом диффузного рассеяния [2]. Такие эксперименты проведены впервые. Исследовалась пленка толщиной 2500 Å при тех же условиях проведения эксперимента, как и в предыдущих случаях при значениях магнитного поля 5, 7, 10 и 15 кГс. Первое критическое поле для образца $H_{c1} = 1.2$ кГс. Для $H = 5$ и 7 кГс рассеяние нейтронов достаточно слабое, чтобы получить надежные результаты. Для $H = 10$ и 15 кГс расстояние между вихрями $a = 445$ и 480 Å, что соответствует равновесным конфигурациям с 4 и 5 рядами вихрей.

Выводы

При $H < H_{c1}$ проведены прецизионные измерения лондоновской глубины проникновения в тонких пленках YBa₂Cu₃O₇ в параллельном поле. Актуальность таких измерений сохраняется. В частности, такая потребность отмечалась недавно в работе [5], где измерялся квант магнитного потока в связи с проверкой гипотезы спин-зарядового разделения. Наши данные подтверждают выводы работы [5] не в пользу этой гипотезы.

При $H_{c2} > H > H_{c1}$ экспериментально подтвержден новый для вихревых структур переход – дискретная перестройка вихревых рядов при увеличении магнитного поля. Это явление показывает «затрудненное» проникновение магнитного потока в тонкие пленки в параллельном поле, что вызвано ограниченностью размеров образца и пониженной размерностью.

Можно ожидать новых эффектов из-за пониженной размерности и в области $H_{c3} > H > H_{c2}$, где существует поверхностная сверхпроводимость.

1. В.Л.Аксенов, В.В.Лаутер-Пасюк, Х.Лаутер, П.Лайдерер, Е.И.Корнилов, А.В.Петренко. Поверхность. РСНИ, № 7 (1998) 10; Physica B **248** (1998) 166.
2. H.Lauter, V.Lauter-Pasyuk, M.Jernenkov, M.Meschke, A.Petrenko, M.Lorenz, V.Aksenov. Physica B (2004), в печати.
3. G.Garneiro. Phys. Rev. B **57** (1998) 6077.
4. V.Lauter-Pasyuk, H.J.Lauter, M.Lorenz, V.L.Aksenov, P.Leiderer. Physica B **267** (1999) 149; **276** (2000) 776.
5. J.C.Wynn, D.A.Bonn, B.W.Gardner, Yu-Ju Lin, Ruixing Liang, W.N.Hardy, J.R.Kirtley and K.A.Moler. Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 197002.