

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

К 572

P4-88-447

Д.А.Корнеев, Л.П.Черненко

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ГЛУБИНЫ
ПРОНИКНОВЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ
В ОКСИДНЫЕ СВЕРХПРОВОДНИКИ
МЕТОДОМ ОТРАЖЕНИЯ
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ

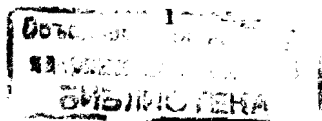
Направлено в журнал "Поверхность. Физика,
химия, механика"

1988

Недавно опубликованные результаты /1/ по определению глубины проникновения магнитного поля в высокотемпературный сверхпроводник $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ с помощью отражения поляризованных нейтронов продемонстрировали значительные (в 10 раз) расхождения в оценке величины Λ по сравнению с другими методами /2,3/. Причины такого сильного различия оценок на величину Λ в разных методах пока не ясны.

Отметим, что метод отражения поляризованных нейтронов низких энергий является, при соблюдении определенных условий, наиболее адекватным поставленной задаче, т.к., в принципе, позволяет определить зависимость величины магнитного поля от глубины. К числу таких условий следует отнести, прежде всего, возможность трактовки полученных результатов в рамках одномерной задачи об отражении нейтронов от поверхности среды. Наиболее существенным требованием является высокая однородность плотности и намагниченности вещества вдоль поверхности, т.е. отсутствие пор, многофазности и других структурных неоднородностей. Из него следует, что весь образец должен находиться в мейснеровской фазе. Высокотемпературные сверхпроводящие керамики значительно отличаются по плотности от кристаллографической для таких соединений и, следовательно, обладают значительной структурной неоднородностью. Этот факт в какой-то степени может снижать достоверность оценок величины Λ на основе экспериментов по отражению поляризованных нейтронов от поверхности массивных образцов. Кроме того, макроскопические отклонения от идеальной плоскостности, т.е. плавные неровности поверхности керамического образца $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ в эксперименте /1/ привели к тому, что неопределенность $\Delta\Theta$ составила 25% от среднего значения угла скольжения Θ . Очевидно, что большое значение параметра $\frac{\Delta\Theta}{\Theta}$ также снижает чувствительность метода и сопряжено с привнесением дополнительных гипотез о качестве поверхности.

Ниже мы анализируем возможность постановки опыта по определению Λ с помощью отражения поляризованных нейтронов в более чистых условиях, путем использования тонкой пленки того же состава, получаемой напылением на монокристаллические подложки. Очевидно, что высокая однородность пленки, а также качество ее поверхности, обеспечиваемое монокристаллической подложкой, должны суще-



ственно улучшить достоверность оценки величины Λ благодаря 1) адекватности реального процесса отражения и модели, положенной в основу обработки экспериментальных данных, 2) увеличению чувствительности метода за счет уменьшения $\frac{\Delta \Phi}{\Phi}$. Известно ^{/4/}, что картина распределения магнитного поля в тонкой сверхпроводящей пленке отличается от таковой в полубесконечном образце в том случае, если глубина проникновения сравнима с толщиной пленки d . В этом случае магнитное поле не полностью вытесняется из пленки. Согласно теории ^{/4/}, зависимость индукции от координаты z нормальной к поверхности пленки имеет вид

$$B(z) = H \cdot \frac{\text{ch}\left(\frac{2z-d}{2\Lambda}\right)}{\text{ch}\left(\frac{d}{2\Lambda}\right)}, \quad (I)$$

где H - величина внешнего магнитного поля, приложенного параллельно поверхности пленки $Z=0$. Для обработки экспериментальных данных по отражению поляризованных нейтронов от поверхности сверхпроводящей пленки необходимо иметь метод расчета величин R_+ и R_- коэффициентов отражения нейтронов, поляризованных по и против поля H соответственно, считая, что индукция $B(z)$ в пленке неоднородна и описывается формулой (I), а сама пленка нанесена на подложку известного состава. Метод расчета, развитый в работе ^{/5/}, о котором коротко пойдет речь ниже, позволил рассчитать коэффициенты отражения $R_+(k_{\perp})$ и $R_-(k_{\perp})$ (k_{\perp} - нормальная к поверхности компонента волнового вектора падающих нейтронов) и тем самым определить величину ожидаемого различия коэффициентов $R_+(k_{\perp})$ и $R_-(k_{\perp})$ в зависимости от Λ , d , H , а также оценить чувствительность метода к изменению параметра $\frac{\Delta \Phi}{\Phi}$.

Известно ^{/6/}, что задача нахождения коэффициента отражения нейтронов от границы немагнитной среды сводится к решению квантово-механической задачи на отражение плоской волны от скачка потенциала U_g , где U_g - есть величина эффективной потенциальной энергии нейтрон-ядерного взаимодействия, связанная со средним значением длины b_g когерентного ядерного рассеяния нейтронов и числом ядер в единице объема N соотношением

$$U_g = 4\pi \frac{\hbar^2}{2m} \cdot N \cdot b_g, \quad (2)$$

где m - масса нейтрона.

Для магнетиков, помещенных во внешнее поле H , потенциал (2) приобретает добавку в виде магнитного потенциала:

$$U_M = -\vec{j} \cdot (\vec{B} - \vec{H}). \quad (2')$$

Суммарный эффективный потенциал среды записывают в виде

$$U = 4\pi \frac{\hbar^2}{2m} \cdot N \cdot b_g - \vec{j} \cdot (\vec{B} - \vec{H}), \quad (3)$$

где \vec{j} - магнитный момент нейтрона, \vec{B} - вектор магнитной индукции. Если $B=B(z)$, то $U=U(z)$. Из формулы (3) следует, что для противоположных ориентаций магнитного момента относительно H значения U различаются. Для "положительно" поляризованных нейтронов $U(z)=U^+(z)=U_g - j_M(B(z)-H)$, для "отрицательно" поляризованных - $U(z)=U^-(z)=U_g + j_M(B(z)-H)$. На рис. I схематично показаны зависимости потенциалов $U^{\pm}(z)$ (с учетом потенциала подложки).

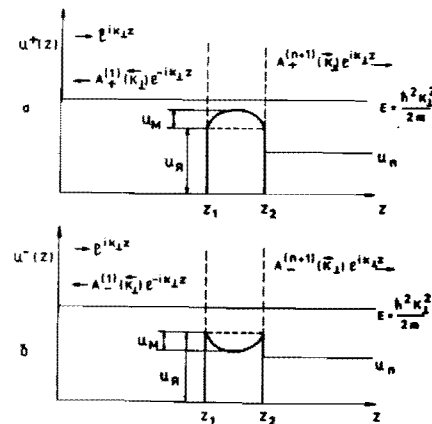


Рис. I. Одномерный потенциал для отрицательной (а) и положительной (б) ориентации магнитного момента падающих нейтронов относительно внешнего магнитного поля H . Область $z_1 < z < z_2$ занята пленкой в сверхпроводящем состоянии, $B=B(z)$ (см. формулу (I)), область $z > z_2$ занята подложкой с потенциалом U_n . В нормальном состоянии $B(z)=H=const$ и $U^+=U^-=U_g$ в пленке. Амплитуды $A^{(2)}(k_{\perp})$ и $A^{(1)}(k_{\perp})$ отраженных волн соответствующих поляризаций рассчитываются в модели ^{/5/}. E - энергия, соответствующая компоненте волнового вектора падающих нейтронов k_{\perp} .

Магнитный потенциал можно переписать в виде, аналогичном формуле (2), введя для этого случая "магнитную" длину рассеяния среды следующим образом:

$$U_M = 4\pi \frac{\hbar^2}{2m} \cdot N \cdot b_M(z), \quad (4)$$

где

$$b_m(z) = \frac{2,31 \cdot 10^{-10}}{N} \cdot (B(z) - H). \quad (4')$$

Величины, входящие в формулу (4'), имеют следующие размерности:

$b_m - \text{А}^{-3}$, $N - \text{А}^{-3}$; $B, H - \text{гаусс}$.

Таким образом, не имеющий ферромагнитного упорядочения и магнитной анизотропии сверхпроводник во внешнем поле можно представить как намагниченную среду с некоторой эффективной "магнитной" длиной рассеяния нейтронов, связанной с индукцией и внешним полем формулой (4'), а суммарная длина рассеяния имеет, таким образом, два значения, соответствующие противоположным поляризациям падающего пучка:

$$b^{\pm}(z) = b_g \mp b_m(z). \quad (5)$$

Зависимость b^{\pm} от z определяется зависимостью $B(z)$, (см. формулы 1, 4'). Приведем значения величин, используемых нами в дальнейшем и рассчитанных на основе табличных и кристаллографических данных.

Таблица

	Пленка ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$)	Подложка (SrTiO_3)
b_g (А)	$0,631 \cdot 10^{-4}$	$0,42 \cdot 10^{-4}$
N (А ⁻³)	0,0747	0,0837
b_m (А)	$3,06 \cdot 10^{-9} \cdot (B(z) - H)$	0,0
k_r (А ⁻¹)	$7,7 \cdot 10^{-3}$	$6,64 \cdot 10^{-3}$
λ_r (А)	814	946

Здесь B и H измеряются в гауссах, а $k_r = \frac{2\pi}{\lambda_r}$ - значение нормальной компоненты волнового вектора падающих нейтронов, которое находится из условия:

$$\frac{\hbar^2 k_r^2}{2m} = U_g. \quad (5')$$

Известно, что одномерная квантово-механическая задача нахождения коэффициентов отражения $R_+ = |A_+^{(i)}(\vec{k}_1)|^2$ и $R_- = |A_-^{(i)}(\vec{k}_1)|^2$ (см. рис. 1) для случая потенциала сложной формы (обсуждаемый случай) не имеет аналитического решения. Ранее нами была разработана одномерная модель неоднородной тонкой пленки и метод расчета коэффициента отражения нейтронной волны от поверхности такой пленки ^{/5/}. Коротко суть метода состоит в замене непрерывного потенциала $U(z)$ дискретным квазипотенциалом:

$$U(z) = \frac{\hbar^2}{2m} \sum_{i=1}^n b_z(z_i) \cdot \delta(z - z_i), \quad (6)$$

т.е. в виде суммы одномерных квазипотенциалов Ферми в точках $z = z_i$. Взаимодействие нейтрона в точках z_i пропорционально величине $b_z(z_i)$, которая является средним по атомной плоскости $z = z_i$ значением длины рассеяния нейтрона. Волновая функция нейтрона на каждом из участков между z_i и z_{i-1} выбирается в виде суммы плоских волн, движущихся в положительном и отрицательном направлениях с соответствующими амплитудами: $A^{(i)}(\vec{k}_1)$ и $A^{(i)}(\vec{k}_1)$. Подстановка таким образом записанной волновой функции в уравнение Шредингера с квазипотенциалом (6) сводит его к системе зацепляющихся алгебраических уравнений относительно $A^{(i)}$. Метод позволяет найти все $A^{(i)}(\vec{k}_1)$ и $A^{(i)}(\vec{k}_1)$ ($i = 1, \dots, n+1$) для любой модельной зависимости $b_z(z_i)$ и, таким образом, найти волновую функцию в неоднородной среде, а также коэффициент отражения $R(k_1) = |A^{(1)}(\vec{k}_1)|^2$ и прохождения $T(k_1) = |A^{(n+1)}(\vec{k}_1)|^2$ нейтронов (здесь n - число точек, в которых задается потенциал (6)). Расчеты спектральных зависимостей коэффициентов отражения показали, в частности, что в случае $b_z(z_i) = \text{const}$, $\Delta z = z_{i+1} - z_i = \text{const}$ (однородная тонкая пленка) результаты с высокой точностью совпадают с результатами расчета по аналитической формуле ^{/6/} коэффициента отражения для прямоугольного барьера величины U , где U связано с b_z и Δz следующим образом:

$$U = 4\pi \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{b_z}{\Delta z} \right). \quad (7)$$

Последнее равенство аналогично равенству (2) и может служить определением потенциала для одномерной однородной дискретной задачи.

Конкретный пересчет значений "трехмерных" длин рассеяния в "одномерные" осуществляется исходя из простого условия: потенциалы трехмерной и одномерной задач должны совпадать.

На рис. 2 приводится результат расчета коэффициента отражения для модельной однородной пленки $YBa_2Cu_3O_7$ толщиной 1500 Å и 1000 Å на полубесконечной подложке $SrTiO_3$ при $B(z)=H$, т.е. для

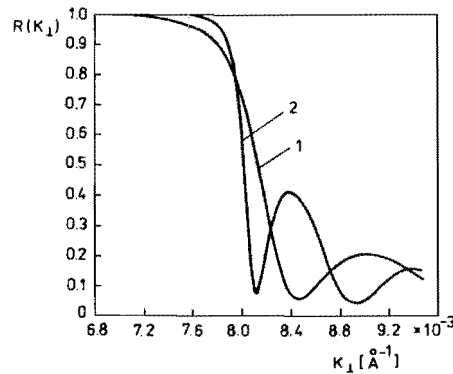


Рис. 2. Коэффициент отражения нейтронов от пленки $YBa_2Cu_3O_7$ толщиной 1000 Å (кривая 1) и 1500 Å (кривая 2) на подложке из $SrTiO_3$ при $B(z)=H=const$.

случая, когда пленка находится в нормальной фазе. Расчет проведен для межузельного расстояния $\Delta z = 10$ Å.

Результаты экспериментов по зеркальному отражению поляризованных нейтронов принято представлять в виде комбинации

$$S_{\theta}^{\pm}(k) = \frac{N_{\theta}^{+}(k)}{N_{\theta}^{-}(k)}, \quad (8)$$

где $N_{\theta}^{+}(k)$, $N_{\theta}^{-}(k)$ - интенсивности отраженного под углом скольжения θ узкоколлимированного пучка нейтронов, k - волновой вектор падающих нейтронов. Заметим, что $k_{\perp} = k \cdot \theta$. Знаки - и + означают, что нейтроны регистрировались с включенным и выключенным спин-флиппером соответственно. Спин-флиппер - устройство, реверсирующее вектор поляризации \vec{P} относительно вектора \vec{H} в падающем пучке. В общем случае $p = p(k)$. Вероятность f реверса поляризации спин-флиппером также является функцией k , т.е. $f = f(k)$.

Опуская несложные рассуждения, приведем формулу, связывающую измеряемую функцию $S_{\theta}(k)$ с $R_{+}(k_{\perp})$ и $R_{-}(k_{\perp})$:

$$S_{\theta}^{\pm}(k) = S(k, \theta) = \frac{\tilde{R}_{-}(k, \theta)[1 - (1 - 2f(k)) \cdot P(k)] + \tilde{R}_{+}(k, \theta)[1 + (1 - 2f(k)) \cdot P(k)]}{\tilde{R}_{+}(k, \theta)[1 + P(k)] + \tilde{R}_{-}(k, \theta)[1 - P(k)]}, \quad (9)$$

где $\tilde{R}_{\pm}(k, \theta)$ - свертка коэффициентов $R_{\pm}(k_{\perp} = k \cdot \theta)$ с функцией разрешения рефлектометра $G_{R, \theta}(k', \theta')$.

Процедура свертки позволяет учесть неопределенность $\Delta \theta$ углов скольжения нейтронов, а также неопределенность Δk в значении k регистрируемых нейтронов.

Из формулы (9) легко видеть, что для идеального рефлектометра, т.е. когда $G_{R, \theta}(k', \theta') \sim \delta(k - k') \cdot \delta(\theta - \theta')$, $p = 1$, $f = 1$, функция $S_{\theta}(k) = S(k_{\perp}) = R_{+}(k_{\perp}) / R_{-}(k_{\perp})$.

Перейдем к анализу рассчитанных значений функций $S(k_{\perp})$ для модельной сверхпроводящей пленки со значениями нейтроно-оптических параметров, указанных в таблице.

На рисунках 3+5 представлены результаты расчета функций $S(k_{\perp})$ для идеального рефлектометра, т.е. $\frac{\Delta \theta}{\theta} = 0$, $\frac{\Delta k}{k} = 0$, $p = 1$, $f = 1$.

На рис. 3 показана $S(k_{\perp})$ для пленки толщиной $d = 1000$ Å в области значений $k_{\perp} \geq k_p$. Представлены два случая: $\Lambda = 200$ Å

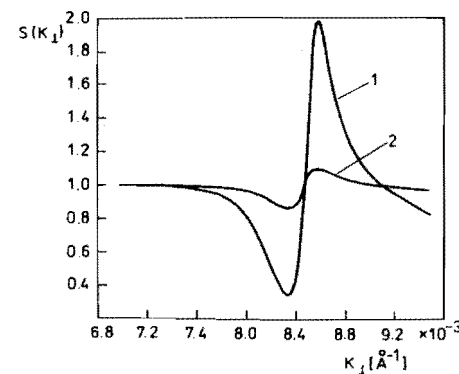


Рис. 3. Функция $S(k_{\perp})$ для случаев:
1 - $\Lambda = 200$ Å,
2 - $\Lambda = 1000$ Å, при поле $H = 420$ Гс, для пленки толщиной 1000 Å.

(кривая 1) и $\Lambda = 1000 \text{ \AA}$ (кривая 2) при значении внешнего поля $H = 420 \text{ Гс}$. $S(k_{\perp})$ имеет осциллирующий характер (см. также рис.4). Видно, что с уменьшением Λ эффект (т.е. отклонение $S(k_{\perp})$ от 1) возрастает.

Рис.4 демонстрирует различия функций $S(k_{\perp})$ для пленок с толщиной 1000 \AA и 1500 \AA . Увеличение толщины пленки приводит

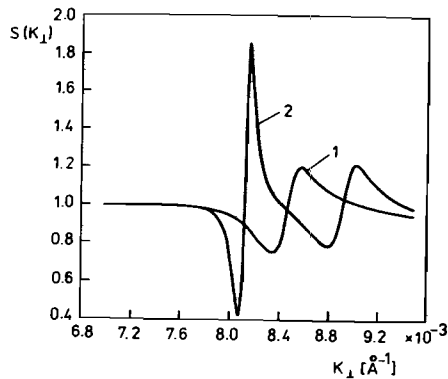


Рис.4. Функция $S(k_{\perp})$ для случаев:
1 - $d = 1000 \text{ \AA}$;
2 - $d = 1500 \text{ \AA}$, при
поле $H = 105 \text{ Гс}$
и $\Lambda = 200 \text{ \AA}$.

к увеличению числа осцилляций S в выбранном интервале k_{\perp} .

Сравнение кривых 1 на рис.3 и рис.4 позволяет оценить зависимость S от величины внешнего поля - с уменьшением поля эффект уменьшается, оставаясь доступным для измерения при полях $\geq 50 \text{ Гс}$.

На рис.5 рассмотрен специальный случай - пленка, у которой поверхностный слой толщиной δ не переходит в сверхпроводящее сос-

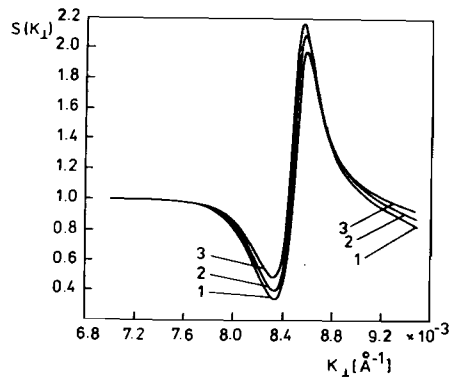


Рис.5. Функция $S(k_{\perp})$, иллюстрирующая эффект наличия слоя пленки дефицитного по содержанию кислорода. В слое толщиной δ на поверхности пленки $V(z) = H = \text{const}$.
1 - $\delta = 0 \text{ \AA}$; 2 - $\delta = 100 \text{ \AA}$;
3 - $\delta = 200 \text{ \AA}$. Пленка толщиной 1000 \AA в поле $H = 420 \text{ Гс}$, $\Lambda = 200 \text{ \AA}$.

тояние. Причиной существования такого слоя может быть дефицит кислорода у поверхности пленки. Из рис.5 видно, как меняется $S(k_{\perp})$ в зависимости от δ .

Очевидно, что учет неидеальности рефлектометра должен трансформировать функцию $S(k_{\perp})$ в функцию $S_{\theta}(k)$, которая при фиксированном значении параметра θ ($k = k_{\perp}/\theta$) является функцией $S_{\theta}(k_{\perp})$.

Кривой 2 на рис.6 показана $S_{\theta}(k_{\perp})$ при $\theta = 5 \cdot 10^{-3}$; $\frac{\Delta\theta}{\theta} = 4 \cdot 10^{-2}$ и $\rho(k) = 1 - c/k^4$ ($c = 6,28 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}^{-4}$). Зависимость $\rho(k)$ взята нами из работы [7]. Кривая 1 на том же рисунке - иде-

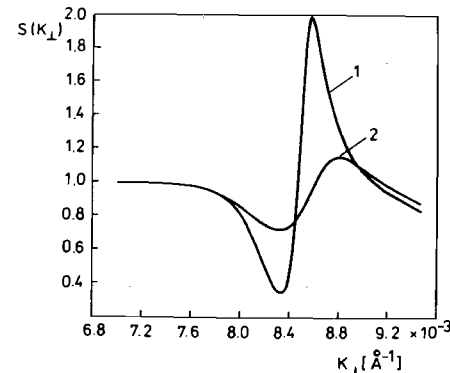


Рис.6. Функция $S(k_{\perp})$ для идеального рефлектометра (кривая 1) и с учетом разрешения конечной величины (кривая 2). Пленка толщиной 1000 \AA , поле $H = 420 \text{ Гс}$, $\Lambda = 200 \text{ \AA}$.

альный случай. Остальные параметры расчета приведены в подписи к рисунку. Видно, что учет реальных параметров рефлектометра приводит к заметному уменьшению эффекта.

Отметим, что на первый взгляд кажется выгодным увеличивать параметр θ , т.к. при этом $\frac{\Delta\theta}{\theta} \rightarrow 0$. Однако угол θ реально будет ограничен условием $k = \frac{k_{\perp}}{\theta} \geq k^*$ (т.е. $\theta \leq \frac{k_{\perp}}{k^*}$), которое следует из простого требования: значения k должны попадать в область значений k^* , в которой спектральная плотность потока тепловых нейтронов достаточно высока, чтобы обеспечить статистическую точность измерений функции $S(k_{\perp})$. Так, например, типичным значением k^* для тепловых пучков исследовательского импульсного реактора ИБР-2 ОИЯИ (Дубна) является $k^* = \frac{2\pi}{\lambda^*} = 1,7 \text{ \AA}^{-1}$ ($\lambda^* \approx 4,5 \text{ \AA}$). Воспользовавшись значением k_{\perp} из таблицы, полу-

чим, что θ должно быть $\lesssim \frac{k_r}{k^*} \approx 5 \cdot 10^{-3}$ рад.

Выводы

1. Есть основания ожидать, что эксперимент по определению глубины проникновения Λ магнитного поля в тонкопленочные высокотемпературные сверхпроводники с помощью нейтронов позволит получить оценку Λ в методически более чистых условиях по сравнению со случаем исследований тем же способом на толстых образцах и тем самым повысит достоверность оценки величины Λ .

2. Развита методика расчета, позволяющая обрабатывать экспериментальные спектры зеркально отраженных нейтронов от поверхности тонкой сверхпроводящей пленки, нанесенной на массивную подложку и помещенной в магнитное поле H с целью определения величины Λ , а также толщины приповерхностного слоя, не обладающего сверхпроводящими свойствами.

3. Нейтронно-оптические параметры системы $YBa_2Cu_3O_7$ -пленка плюс $SrTiO_3$ -подложка таковы, что эффект, состоящий в отличии измеряемой функции $S(k_1)$ от единицы, должен быть статистически достоверно наблюдаемым в области значений $k_1 \gtrsim k_r = 7,7 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$, при угле скольжения $\theta \lesssim 5 \cdot 10^{-3}$ рад. При этом величина самого эффекта возрастает с увеличением поля H , а также с уменьшением глубины проникновения Λ . Доступной для измерений областью значений параметра Λ следует считать область $0 \lesssim \Lambda \lesssim 2000 \text{ \AA}$ для полей ≈ 400 Гс. С уменьшением поля эта область сужается. В реальных условиях эксперимента значения $H \lesssim 50$ Гс, видимо, не смогут обеспечить необходимой надежности определения параметра Λ при любых его значениях. Последнее условие ограничивает корректность трактовки экспериментов в рамках одномерной модели отражения нейтронов в том случае, если первое критическое поле $H_{c1} < 50$ Гс.

4. Толщины пленок, при которых проявляются преимущества тонкопленочного $YBa_2Cu_3O_7$ -образца, связанные с характерным немонотонным поведением функции $S(k_1)$, лежат в интервале $\sim 1000-1500 \text{ \AA}$.

5. Неопределенность параметра рефлектометра $\frac{\Delta\theta}{\theta} \sim 5\%$ и учет неидеальной поляризации пучка нейтронов сохраняют все характерные особенности функции $S(k_1)$, снижая эффект \sim в 2 раза.

6. Эксперименты с монокристаллическими пленками позволят определить значение параметра Λ вдоль определенного кристаллографического направления, определяемого характером роста пленки в процессе приготовления. Эксперименты с поликристаллическими пленками несут информацию о параметре Λ , усредненном по кристаллографическим направлениям с учетом степени взаимного разупорядочения кристаллитов. Сравнение экспериментов на пленках различной (известной) степени мозаичности позволит сделать заключение о величине кристаллографической анизотропии параметра Λ .

Литература

1. R. Felici, et al. - Nature, 1987, v. 329, p. 523.
2. Ted Forgan, - Nature, 1987, v. 329, p. 483.
3. R. J. Cava, et al. - Phys. Rev. Lett., 1987, 58, p. 1676.
4. В. Буккель. Сверхпроводимость. М.: Мир, 1975.
5. Д. А. Корнеев, Л. П. Черненко. Сообщение ОИИИ Р4-87-460, Дубна, 1987.
6. Д. И. Блохинцев. Основы квантовой механики. М.: Наука, 1976.
7. Д. А. Корнеев и др. Сообщение ОИИИ Р3-81-547, Дубна, 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 июня 1988 года.