

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГЛУБИНЫ ПРОНИКНОВЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В СВЕРХПРОВОДЯЩУЮ ТОНКУЮ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКУЮ ПЛЕНКУ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ МЕТОДОМ ОТРАЖЕНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ

С.В.Гапонов¹⁾, Е.Б.Докукин, Д.А.Корнеев,
Е.Б.Клюенков¹⁾, В.Лебнер, В.В.Пасюк,
А.В.Петренко, Х.Ржаны, Л.П.Черненко

Глубина проникновения магнитного поля в монокристаллической сверхпроводящей пленке $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (толщиной 2000 Å, нанесенной на поверхность {1, 0, 0} монокристалла SrTiO_3) вдоль оси с при $T = 5,2$ К, по данным эксперимента по зеркальному отражению поляризованных тепловых нейтронов, равна $\Lambda_c = (970 \pm \frac{600}{250})$ Å.

Метод зеркального отражения поляризованных тепловых нейтронов был успешно применен для измерения глубины проникновения магнитного поля Λ в обычные сверхпроводники¹. Используя этот метод для определения Λ в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ -керамику, в работе² получено значение $\Lambda = (225 \pm 75)$ Å при температуре 4,8 К. Авторами приводятся соображения о том, что найденное значение является верхней экспериментальной оценкой величины Λ в данном методе. Заметим, что при анализе погрешностей в² не учтен размагничивающий фактор образца. Как показали наши расчеты, учет поля размагничивания поправляет значение $\Lambda = 225$ Å в большую сторону примерно на 10%. Отметим, что значения Λ для керамик, измеренные другими методами³, превышают указанное в $3 \div 10$ раз. Причины столь сильного различия экспериментальных значений величины Λ , полученных разными методами, остаются не ясными.

В данной работе приводятся результаты первых измерений глубины проникновения магнитного поля в тонкопленочный $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ монокристаллический образец, выполненных с помощью зеркального отражения поляризованных тепловых нейтронов на импульсном реакторе ИБР-2 ОИЯИ (спектрометр СПН-1).

Специфические особенности нейтронного эксперимента на тонких сверхпроводящих пленках детально обсуждались в работе⁴. Здесь особо отметим, что в эксперименте на монокристаллических тонких пленках измеряется глубина проникновения магнитного поля вдоль определенного кристаллографического направления, в нашем случае вдоль кристаллографической оси с. Образец представлял собой пленку с $T_c = 92$ К, полученную

¹⁾ Институт прикладной физики АН СССР, Горький

лазерным напылением на полированную поверхность $\{1, 0, 0\}$ монокристалла SrTiO_3 по методике, описанной в ^{5,6}. Площадь образца составляла $6 \times 8 \text{ мм}^2$. Однако эффективная площадь поперечного сечения пучка, падающего на поверхность образца в нашем случае под углом $\theta = 4,52 \cdot 10^{-3}$ рад при $\Delta\theta/\theta = 0,03$, равнялась $6 \times 0,04 \text{ мм}^2$, что существенно ограничивало скорость набора статистики. С целью восстановления формы нейтронно-оптического потенциала пленки измерялась спектральная зависимость (рис. 1) коэффициента отражения $R(\lambda_{\perp})$ нейтронов от поверхности пленки (где $\lambda_{\perp} = 2\pi/k_{\perp}$, k_{\perp} — нормальная к поверхности компонента волнового вектора нейтронов) при комнатной температуре. Получены: толщина пленки $d = (2000 \pm 20) \text{ \AA}$ и нейтронно-оптический параметр $\lambda_{\Gamma} = (820 \pm 5) \text{ \AA}$, связанный с числом атомов в единице объема ρ и средним значением когерентной длины b нейтрон-ядерного рассеяния соотношением $\lambda_{\Gamma} = \sqrt{\pi/\rho b}$. При подгонке экспериментальной кривой $R(\lambda_{\perp})$ (рис. 1, кривая 1) теоретическим значением $R_{\Gamma}(\lambda_{\perp})$ (рис. 1, кривая 2) использовались нейтронно-оптические параметры подложки SrTiO_3 , полученные из аналогичного эксперимента с чистой подложкой. Вычисление теоретических кривых $R_{\Gamma}(\lambda_{\perp})$ осуществлялось методом, изложенным в работах ^{4,7}. Форма невозмущенного магнитным полем нейтронно-оптического потенциала пленки, обеспечивающего лучшую подгонку экспериментальной кривой $R(\lambda_{\perp})$ при комнатной температуре, показана на вставке рис. 1. Затем образец охлаждался в нулевом магнитном поле до температуры 5,2 К. После этого включалось магнитное поле H , параллельное поверхности пленки.

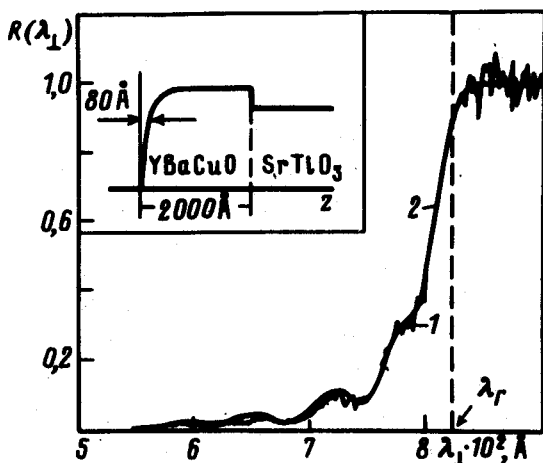


Рис. 1. Зависимость коэффициента отражения нейтронов R от $\lambda_{\perp} = 2\pi/k_{\perp}$ (k_{\perp} — нормальная к отражающей поверхности компонента волнового вектора нейтронов): кривая 1 — наблюдаемая экспериментально при 300 К; кривая 2 вычислена для модельного потенциала, показанного на вставке.

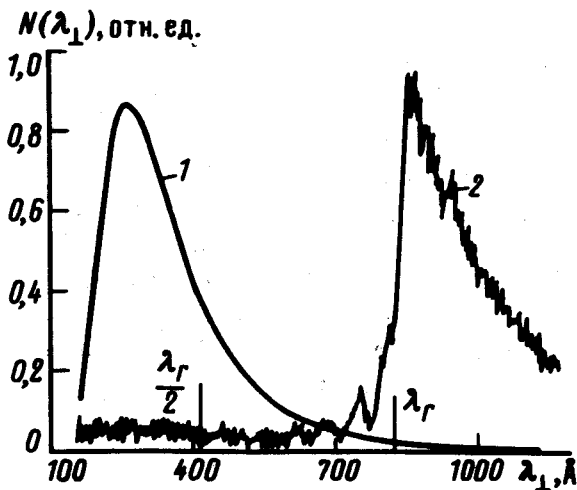


Рис. 2. 1 — спектр $N(\lambda_{\perp})$ падающих нейтронов, 2 — спектр отраженных нейтронов $N_r(\lambda_{\perp})$ при $T = 5,2 \text{ К}$ и $H = 200 \text{ Э}$ ($N_r(\lambda_{\perp})$ в этом масштабе близок к $N_r(\lambda_{\perp})$)

Собственно измерения глубины проникновения проведены для двух значений полей: $H_1 = 200$ Э и $H_2 = 500$ Э. Измерялись спектры (рис. 2) нейтронов, отраженных от поверхности пленки при двух ориентациях спина нейтрона: $N_+(\lambda_1)$ (спин нейтрона направлен по магнитному полю) и $N_-(\lambda_1)$ (спин — против поля). Коэффициенты отражения нейтронов с противоположными направлениями спинов $R_+(\lambda_1)$ и $R_-(\lambda_1)$ должны отличаться в области $\lambda_1 < \lambda_\Gamma$. Причина этого различия связана с выталкиванием магнитного поля из пленки. Модельный расчет ⁴ позволил учесть влияние неоднородного распределения магнитного поля в пленке на форму ее нейтронно-оптического потенциала и построить (с учетом разрешения прибора) функцию $S(\lambda_1) = N_-/N_+$, которая является одновременно функцией Λ и H . При этом мы предполагали, что индукция в пленке ведет себя по закону:

$$B(z) = H \cdot \text{ch}[(2z - d)/2\Lambda] / \text{ch}(d/2\Lambda), \quad (1)$$

где z — координата, отсчитываемая от поверхности пленки в направлении внутренней нормали, то есть вдоль оси c . В целях увеличения статистической точности оценки эффекта отличия S от 1, каждый из спектров $N_\pm(\lambda_1)$ суммировался в интервале значений λ_1 от $\lambda_\Gamma/2$ до λ_Γ , и определялась величина

$$\bar{S}(H, \Lambda) = \frac{\sum_{\lambda_1 = \lambda_\Gamma/2}^{\lambda_\Gamma} N_-(\lambda_1)}{\sum_{\lambda_1 = \lambda_\Gamma/2}^{\lambda_\Gamma} N_+(\lambda_1)}. \quad (2)$$

Измеренные значения \bar{S} составили:

$$\bar{S}(H = 500 \text{ Э}) = 1,012 \pm 0,007 \text{ и } \bar{S}(H = 200 \text{ Э}) = 1,004 \pm 0,007.$$

Полученные значения сравнивались с рассчитанной по модели ⁴ функцией $\bar{S}(H, \Lambda)$, которая приведена на рис. 3 для поля $H = 500$ Э. Отсюда мы определили величину Λ_c при $T = 5,2$ К: $\Lambda_c = (970 \pm \frac{600}{250}) \text{ \AA}$.

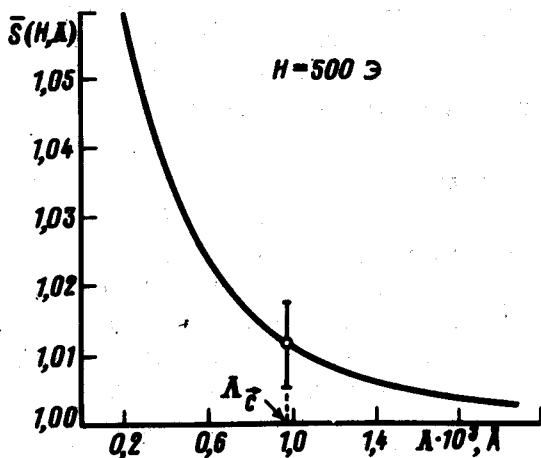


Рис. 3. Сопоставление расчетной зависимости интегрального эффекта $\bar{S}(\Lambda, H)$ от глубины проникновения Λ при поле $H = 500$ Э (кривая) с его экспериментальным значением.

Увеличение статистики в дальнейшем позволит определить экспериментально не только параметры Λ_c , Λ_{ab} с более высокой точностью, но и закон поведения $B(z)$, используя для этого спектральную зависимость $S(\lambda_1)$.

Авторы благодарят В.Л.Аксенова за интерес к работе и ее поддержку.

Литература

1. Felcher G.P. et al. Phys. Rev. Lett., 1984, 52, 1539. Felcher G.P. et al. J. Appl. Phys., 1985, 57, 3789.
2. Felici R. et al. Nature, 1987, 329, 523.
3. Forgan T. Nature, 1987, 329, 483. Cooper J.R. et al. Phys. Rev., 1988, B37, 638.
4. Корнеев Д.А., Черненко Л.П. Препринт, P4-88-447, Дубна, 1988; JINR Rapid Commun., N 4 [30]-88, Dubna, 1988.

5. Гапонов С.В. и др. Письма в ЖТФ, 1979, вып. 12.

6. Гапонов С.В. и др. Изв. АН СССР, сер. Физ., 1980, 44, № 10.

7. Корнеев Д.А., Черненко Л.П., 1987, Сообщение ОИЯИ Р4-87-460, Дубна.

**Объединенный институт
ядерных исследований**

Поступила в редакцию
20 января 1989 г.