

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P3-89-1

С.В.Гапонов*, Е.Б.Докукин, Д.А.Корнеев,
Е.Б.Клюенков*, В.Лебнер, В.В.Пасюк,
А.В.Петренко, Х.Ржаны, Л.П.Черненко

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГЛУБИНЫ ПРОНИКНОВЕНИЯ
МАГНИТНОГО ПОЛЯ В СВЕРХПРОВОДЯЩУЮ
ТОНКУЮ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКУЮ ПЛЕНКУ
 $YBa_2Cu_3O_7$ МЕТОДОМ ОТРАЖЕНИЯ
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ

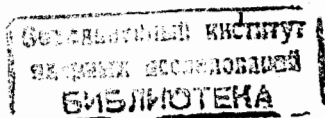
Направлено в журнал "Письма в ЖЭТФ"

*Институт прикладной физики АН СССР, Горький

Метод зеркального отражения поляризованных тепловых нейтронов был успешно применен для измерения глубины проникновения магнитного поля Λ в обычные сверхпроводники ^{/1/}. Используя этот метод для определения Λ в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ керамику, в работе ^{/2/} получили значение $\Lambda = (225 \pm 75) \text{ \AA}$ 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 в ^{/2/} не учтен размагничивающий фактор образца. Как показали наши расчеты, учет поля размагничивания поправляет значение $\Lambda = 225 \text{ \AA}$ в большую сторону примерно на 10%. Отметим, что значения Λ для керамик, измеренные другими методами ^{/3/}, превышают указанное в 3-10 раз. Причины столь сильного различия экспериментальных значений величины Λ , полученных разными методами, остаются неясными.

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 использованием метода 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 работе ^{/4/}. 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 c . Образец представлял собой пленку с $T_c = 92 \text{ К}$, полученную 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 $\theta = 4,52 \times 10^{-3}$ рад при $\frac{\Delta\theta}{\theta} = 0,03$, 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 $\lambda_f = (820 \pm 5) \text{ \AA}$, связанный с числом атомов в единице объема ρ и средним значением когерентной длины δ нейтрон-ядерного рассеяния соотношением $\lambda_f = \sqrt{\pi/\rho\delta}$. При подгонке экспериментальной кривой $R(\lambda_{\perp})$ (кривая 1, рис.1) теоретическим значением $R_T(\lambda_{\perp})$ (кривая 2, рис.1) использовались нейтронно-оптические параметры подложки SrTiO_3 , полученные из аналогичного эксперимента с чистой подложкой. Вычисление теоретических



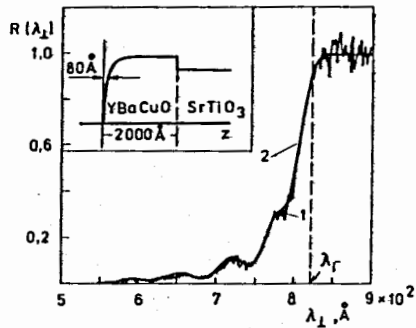


Рис.1. Зависимость коэффициента отражения нейтронов R от $\lambda_{\perp} = -2\pi/K_{\perp}$ (K_{\perp} - нормальная к отражающей поверхности компонента волнового вектора нейтронов): кривая 1 - наблюдаемая экспериментально при 300 К; кривая 2 - вычислена для модельного потенциала, показанного на вставке.

кривых $R_T(\lambda_{\perp})$ 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.

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: $N_+(\lambda_{\perp})$ (спин нейтрона направлен по магнитному полю) и $N_-(\lambda_{\perp})$ (спин - против поля). Коэффициенты отражения нейтронов с противоположными направлениями спинов $R_+(\lambda_{\perp})$ и $R_-(\lambda_{\perp})$ должны отличаться в области

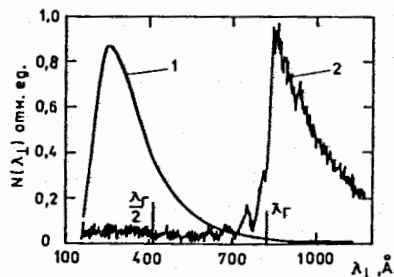


Рис.2. Зависимости интенсивности регистрации нейтронов от λ_{\perp} : кривая 1 - в падающем пучке; кривая 2 - в пучке, отраженном от пленки при 5,2 К и $H = 500$ эрстед.

$\lambda_{\perp} \leq \lambda_{\Gamma}$. 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 $S(\lambda_{\perp}) = N_-/N_+$, которая является одновременно функцией Λ и H . При этом мы предполагали, что индукция в пленке ведет себя по закону

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

где z - координата, отсчитываемая от поверхности пленки в направлении внутренней нормали, т.е. вдоль оси C . В целях увеличения статистической точности оценки эффекта отличия S от 1 каждый из спектров $N_{\pm}(\lambda_{\perp})$ суммировался в интервале значений λ от $\frac{1}{2}\lambda_{\Gamma}$ до λ_{Γ} и определялась величина

$$\bar{S}(H, \Lambda) = \frac{\sum_{\frac{1}{2}\lambda_{\Gamma}}^{\lambda_{\Gamma}} N_-(\lambda_{\perp})}{\sum_{\frac{1}{2}\lambda_{\Gamma}}^{\lambda_{\Gamma}} N_+(\lambda_{\perp})}. \quad (2)$$

Измеренные значения \bar{S} составили:

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

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: $\Lambda_c = (970 \pm 250) \text{ \AA}$.

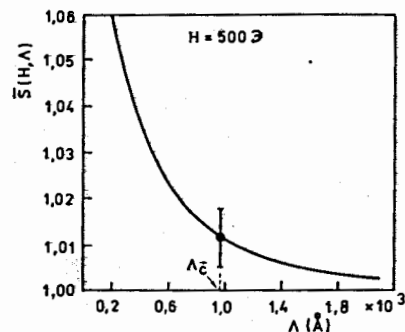


Рис.3. Сопоставление расчетной зависимости интегрального эффекта $\bar{S}(\Lambda, H)$ от глубины проникновения Λ при поле $H = 500$ Э (кривая) с его экспериментальным значением.

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

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. ОИЯИ, Р4-88-447, Дубна, 1988; JINR Rapid Communication, 1988, N 4 [30]-88, Dubna.
5. Гапонов С.В. и др. Письма в ЖТФ, 1979, вып.12.
6. Гапонов С.В. и др. Изв. АН СССР, сер. физическая, 1980, 44, № 10.
7. Корнеев Д.А., Черненко Л.П. Сообщение ОИЯИ Р4-87-460, Дубна, 1987.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 января 1989 года.