

АНОМАЛЬНОЕ ПОВЕДЕНИЕ ДИАМАГНИТНОГО ПРОФИЛЯ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО НИОБИЯ У ГРАНИЦЫ С ВАКУУМОМ

*Д.А.Корнеев, Л.П.Черненко, А.В.Петренко, Н.И.Балалыкин,
А.В.Скрыпник*

*Объединенный институт ядерных исследований
141980, Дубна*

Поступила в редакцию 5 мая 1992г.

Методом зеркального отражения тепловых поляризованных нейтронов измерен профиль проникающего в сверхпроводящие ниобиевые пленки постоянного магнитного поля. При температуре 4,9 К поле 500 Э в пределах $\xi = 28$ нм в сверхпроводнике у границы с вакуумом проникает практически без затухания, что связано с приповерхностным подавлением параметра порядка сверхпроводника. Далее в глубине пленки затухание соответствует лондоновскому закону с постоянной $\Lambda = 45$ нм. Измерения выполнены на спектрометре поляризованных нейтронов СПИ импульсного реактора ИБР-2 ОИЯИ в Дубне.

Как представлено в пионерской работе ¹, зеркальное отражение тепловых поляризованных нейтронов может служить прямым методом измерения абсолютного значения глубины проникновения Λ магнитного поля в сверхпроводник. Однако, как было отмечено в той же работе, ситуация после первых измерений на ниобии выглядела не совсем идеально. Другой, чувствительный метод определения Λ , основанный на измерении прямого тока в джозефсоновских туннельных переходах в слабом магнитном поле ², дал в пленках ниобия значение $\Lambda = 90$ нм (приведенное к нулевой температуре), что существенно больше полученного в работе ¹ $\Lambda = 41$ нм. Причины противоречия устраняются в нашей работе, предпринятой с целью уточнения картины проникновения постоянного магнитного поля в ниобиевый сверхпроводник в мейсеровской фазе.

Мы провели эксперименты на двух ниобиевых пленках с различной толщиной и шероховатостью, приготовленных по одной и той же методике напыления. Эксперименты выполнялись на спектрометре поляризованных нейтронов на высокопоточном реакторе ИБР-2 в Дубне в режиме нейтронного рефлектометра ³. Последовательно проводилось два измерения. При комнатной температуре измерялись спектры зеркально отраженных нейтронов и из них извлекались нейтронно-оптические параметры (в том числе толщина и шероховатость) пленки. Затем измерения повторялись при температуре 4,9 К в магнитном поле 500 Э, параллельном плоскости пленки. Всей процедуре предшествовала настройка рефлектометра на угол скольжения $\theta = 0,004$ рад при $\frac{\delta\theta}{\theta} = 0,025$. Для обработки экспериментальных результатов мы использовали новый разработанный нами метод расчета коэффициентов отражения, описанный в работе ⁴ и основанный на замене непрерывного одномерного нейтронно-оптического потенциала пленки на дискретный ряд квазипотенциалов Ферми, с целью моделирования отражения плоских волн от одномерно неоднородных сред. В отличие от традиционного подхода ¹ в этом подходе шероховатость учитывается на стадии вычисления коэффициента отражения введением нарастающих амплитуд ферми-потенциалов по закону гауссовой функции ошибок с дисперсией, равной квадрату параметра глубины шероховатости (σ). Эквивалентность получаемых результатов при учете шероховатости этих двух методов для чисто ядерных потенциалов проанализирована нами отдельно и имеет одинаковые границы применимости. Незэквивалентность для случая интерференции ядерного и магнитного отражения этих подходов при учете шероховатости

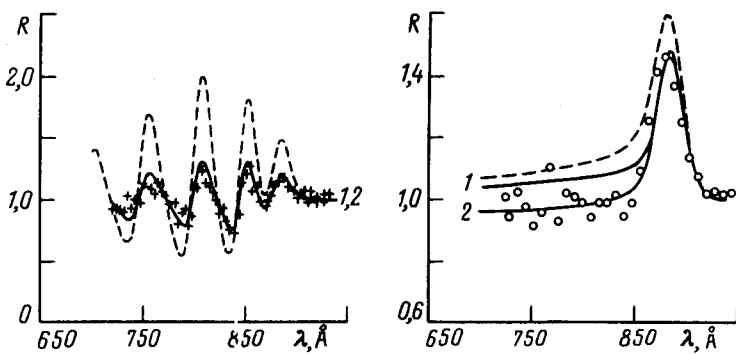
обсуждалась нами в работе ⁴. В частности, нами было отмечено, что неправильный учет шероховатости может существенно занижать извлекаемое из данных эксперимента значение Λ .

Особенности косоугольного напыления привели к тому, что использованная нами в измерениях "тонкая" пленка площадью 28×50 мм, нанесенная на кремниевую подложку, имела плавную меняющуюся толщину. Извлеченные из нейтронных измерений средняя по площади толщина равна 265 нм, неравномерность в пределах ± 15 нм и $\sigma < 0,5$ нм. "Толстая" пленка на ситаловой подложке, полученная наклонным пылением с целью увеличения шероховатости, имела $\sigma = 8$ нм, и ее толщина, определенная методом резерфордского обратного рассеяния ионов гелия, равна 700 нм. Критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние обеих пленок равна $8,95$ К. Исследования состава исходного материала для напыления ниобия, а также самих пленок, методом нейтрон-активационного анализа обнаружили, кроме $0,3\%$ тантала, других примесей в пленках менее 10^{-5} . Дополнительные сведения о составе пленок получены методом обратного резонансного рассеяния ионов гелия на кислороде. Примесей кислорода не наблюдалось на уровне 3% чувствительности. Пленки, получаемые нами данным методом напыления, как правило, обладают сверхпроводящими свойствами при толщинах начиная с 40 нм, при гелиевой температуре.

На первом этапе при моделировании эксперимента использовалось представление о профиле диамагнитного отклика пленки, следующее из локальной лондоновской электродинамики сверхпроводников. На рисунке приводится R -отношение коэффициентов отражения нейтронов с противоположной поляризацией в зависимости от нормальной к плоскости пленки компоненты длины волны нейтрона λ . Непрерывные кривые с номером 1 получены при подгонке экспериментальных данных лондоновской моделью с $\Lambda = 95$ нм для тонкой пленки и $\Lambda = 90$ нм - для толстой, что соответствует наилучшему описанию экспериментальных кривых в рамках этой модели. Результаты обработки экспериментальных данных в рамках этой модели были опубликованы нами ранее в работе ⁵. (Приведенное нами в работе ⁵ значение $\Lambda = 145$ нм для "тонкой" пленки оказалось завышенным из-за технической ошибки в расчете.) Пунктирные кривые на рис. соответствуют расчету при $\Lambda = 43$ нм, полученному в работе ¹.

Анализ данных в рамках лондоновской модели мог бы, на первый взгляд, подтверждать результат по оценке Λ , полученный в работе ². Однако ситуация на самом деле требует более пристального внимания. Следует заметить, что экспериментальные значения спектральной R -функции для толстой пленки при длинах волн λ менее 850 \AA систематически лежат ниже расчетной кривой 1 , указывая на то, что в среднем $R < 1$ в данном интервале. В работе ¹ аналогичное свойство R -функции так же проявилось на краю спектрального интервала в одной экспериментальной точке, но не было отмечено авторами. В более поздней работе ⁶ при исследованиях на сверхпроводнике $\text{Pb}_{0,992}\text{Vb}_{0,008}$ аналогичное свойство R -функции было зарегистрировано более надежно. Таким образом, обсуждаемое поведение R -функции носит более общий характер и свойственно не только ниобиевому сверхпроводнику. Анализ, проведенный нами ниже, показал, что это поведение отражает необычное состояние диамагнитного профиля пленки, отличное от предсказываемого лондоновской электродинамикой.

В литературе периодически отмечались аномалии в экспериментах по измерению прямых туннельных токов в джозефсоновских переходах, подобных аномалии для ванадия ², и эти аномалии относили за счет проявления эффекта подавления параметра порядка у поверхности ниобия ⁷. Рассмотрим



Экспериментальное R отношение коэффициентов отражения нейтронов с противоположной поляризацией в зависимости от нормальной к плоскости пленки компоненты длины волны нейтрона λ : крестиками - для тонкой пленки, квадратиками - для толстой пленки. Пунктирные кривые - расчет для лондоновской модели при $\Lambda = 43$ нм. Непрерывные кривые - 1 расчет для лондоновской модели при наилучшей подгонке при $\Lambda = 95$ нм для тонкой пленки и $\Lambda = 90$ нм - для толстой. Непрерывные кривые - 2 соответствуют модели с включением мертвого слоя у границ пленки, что привело к согласованному по обоим пленкам решению с $\xi = 28$ нм и $\Lambda = 45$ нм.

данную гипотезу более внимательно применительно к нашим результатам. Предположим, что на реальной границе ниобия с вакуумом возможно подавление параметра порядка, приводящее к появлению эффективного "мертвого" слоя на глубину ξ у поверхности на обеих границах. Причина такого поведения сверхпроводника может носить фундаментальный характер, отражающий свойство реальной поверхности. Данная гипотеза не укладывается в феноменологическую картину как электродинамики Лондонов, так и теории Гинзбурга-Ландау. Видимо, она требует разработки микроскопической модели, объясняющей явление проникновения поля через реальную границу с вакуумом. Известный пиппардовский вариант электродинамики, как отмечено в работе ¹, обеспечивает поправки на глубину проникновения порядка 20% и, таким образом, не может улучшить описание экспериментальных результатов. До настоящего времени более обоснованным было включение в рассмотрение мертвого слоя у подложки обусловленного эффектом близости либо другими физико-химическими причинами, как это делалось в ⁷.

Введение мертвого слоя на границе с вакуумом для интерпретации данных на толстой пленке является решающим, так как состояние границы пленки с подложкой в этом случае практически не влияет на R -функцию из-за большой толщины пленки, а также отсутствия контраста нейтронно-оптического потенциала пленки и подложки. Для нас на данном этапе вполне приемлема грубая схема, качественно отражающая явление подавления параметра порядка у обеих границ пленки. Мы принимаем описание диамагнитного профиля следующего вида: поле проникает у границ пленки на глубину ξ полностью и внутри пленки на остальном участке ведет себя по лондоновскому закону с соответствующим параметром глубины проникновения. После расчета спектральных кривых эффекта для обеих пленок мы нашли самосогласованные параметры $\xi = 28 \pm 5$ нм и $\Lambda = 45 \pm 15$ нм, при этом значительно улучшив качество подгонки теоретической кривой R для толстой пленки (см. кривую 2 на рисунке) в области $R < 1$. Оценка χ^2 вместо 7,5 для кривой 1 уменьшилась до 1,4 для кривой 2, что является основанием для выбора модели с мертвым слоем ξ . Экспериментальная спектральная R -функция для тонкой пленки имеет

характерную осциллирующую форму, обсуждавшуюся в работе ⁴. Для тонкой пленки введение параметра ξ отражается на амплитуде осцилляций, требуя при увеличении ξ вводить компенсирующее уменьшение Λ . Непротиворечивое описание данных по двум пленкам с существенно отличающимися шероховатостями поверхности позволяет остановиться на последней модификации модели Лондонов увереннее. Мы не можем на данном этапе утверждать, что параметр ξ , введенный нами, как-либо связан с корреляционной длиной Гинзбурга – Ландау, тем не менее свойства использованных нами пленок в значительной степени исключают возможность трактовки ξ как имеющей химическую природу (окисел на поверхности), так и маскировку данного размера шероховатостью. Полученное нами значение $\xi = 28$ нм заметно больше параметра шероховатости как толстой пленки ($\sigma = 8$ нм), так и, тем более, тонкой пленки ($\sigma < 0.5$ нм). Подгонка экспериментальных данных в работе ¹, проведенная в рамках лондоновской модели, привела к заниженному значению $\Lambda = 43$ нм из-за неправильного, на наш взгляд, учета шероховатости, а отмеченная нами особенность R -функции в этой работе не обсуждается. Совпадение полученной в работе ¹ величины Λ с оценками лондоновской глубины проникновения, полученными радиочастотным методом (см. ссылки в работе ¹), носит оттенок случайности.

Таким образом, наши экспериментальные данные прямо подтверждают нарастание параметра порядка не только у границы сверхпроводника с подложкой, как это косвенно проявлялось в аномалиях, отмеченных в ^{2,7}, но и у границы с вакуумом.

Обнаруженный эффект может быть детальнее изучен в эксперименте, аналогичном проведенному нами, но при измерении зависимости эффекта от величины внешнего магнитного поля, что предполагается сделать на следующем этапе изучения обнаруженного эффекта.

В заключение отметим, что наши эксперименты по измерению глубины проникновения магнитного поля методом отражения поляризованных нейтронов позволили обнаружить аномальное поведение диамагнитного профиля сверхпроводника, которое можно связать с подавлением параметра порядка на границе сверхпроводника с вакуумом. В интерпретации экспериментальных данных аномалия не имеет альтернативного объяснения и является прямым обнаружением эффекта.

Авторы благодарны В.М.Назарову за проведение нейтрон-активационного анализа пленок и А.П.Кобзеву и Д.М.Широкову за анализ пленок методом обратного рассеяния ионов гелия, Э.-Н.-Э.Изнага за участие в начальной стадии эксперимента, а также В.Л.Аксенову за поддержку и интерес к работе.

-
1. G.P.Felcher, R.T.Kampwirth, K.E.Gray, and R.Felici, *Phys.Rev.Lett.*, **52**, 1539 (1984).
 2. A.M.Cucolo, S.Pace, R.Vaglio, et al., *J.Low Temp. Phys.*, **50**, 301 (1983)
 3. V.V.Pasyuk, D.A.Korneev, A.V.Petrenko, and E.B.Dokukin, Preprint JINR E3-91-276.
 4. Д.А.Корнеев, Л.П.Черненко. *Поверхность.физ., хим., мех.*, **9**, 61 (1990)
 5. L.P.Chernenko, D.A.Korneev, A.V.Petrenko, et al., Preprint JINR, E3-91-330, (1991) and Proc. of the IInd Intern. Conf. on Surface X-ray and Neutron Scattering, Bad Honnef, Germany, June 25-28, 1991.
 6. K.E.Gray, G.P.Felcher, R.T.Kampwirth, and R.Hilleke, *Phys. Rev.*, **B42**, 3971 (1990):
 7. K.Schwidtal, *J.Appl.Phys.*, **43**, 202 (1972).