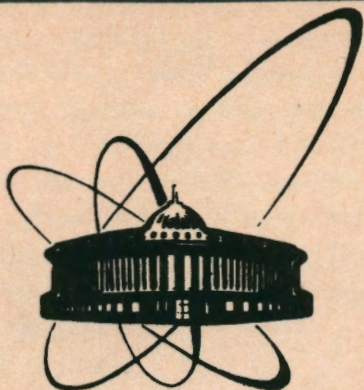


92-186



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P3-92-186

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

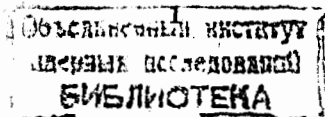
АНОМАЛЬНОЕ ПОВЕДЕНИЕ ДИАМАГНИТНОГО  
ПРОФИЛЯ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО НИОБИЯ  
У ГРАНИЦЫ С ВАКУУМОМ

Направлено в журнал "Письма в ЖЭТФ"

1992

Как представлено в пионерской работе [1], зеркальное отражение тепловых поляризованных нейтронов может служить прямым методом измерения абсолютного значения глубины проникновения  $\Lambda$  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  $\Lambda$ , 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 мейснеровской 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 эрстед, 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 ( $\sigma$ ). Эквивалентность получаемых результатов при учете



шероховатости этих двух методов для чисто ядерных потенциалов проанализирована нами отдельно и имеет одинаковые границы применимости. Неэквивалентность 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  $\Lambda$ .

Особенности косоугольного напыления привели к тому, что использованная нами в измерениях "тонкая" пленка площадью  $28 \times 50 \text{ мм}^2$ , нанесенная на кремниевую подложку, имела плавно меняющуюся толщину. Извлеченные из нейтронных измерений средняя по площади толщина равна  $265 \text{ нм}$ , неравномерность в пределах  $\pm 15 \text{ нм}$  и  $\sigma < 0.5 \text{ нм}$ . "Толстая" пленка на ситаловой подложке, полученная наклонным пылением с целью увеличения шероховатости, имела  $\sigma = 8 \text{ нм}$ , и ее толщина, определенная методом резерфордовского обратного рассеяния ионов гелия, равна  $700 \text{ нм}$ . Критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние обеих пленок равна  $8.95 \text{ К}$ . 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  $40 \text{ нм}$ , при гелиевой температуре.

На первом этапе при моделировании эксперимента использовалось представление о профиле диамагнитного отклика пленки, следующее из локальной лондоновской электродинамики сверхпроводников. На рисунке 1 приводится  $R$ -отношение коэффициентов отражения нейтронов с противоположной поляризацией в зависимости от нормальной к плоскости пленки компоненты длины волны нейтрона  $\lambda$ . Непрерывные кривые с номером 1 получены при подгонке экспериментальных данных лондоновской моделью с  $\Lambda = 95 \text{ нм}$  для "тонкой" пленки и  $\Lambda = 90 \text{ нм}$  - 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  $\Lambda = 145 \text{ нм}$  для "тонкой" пленки оказалось завышенным из-за технической ошибки в расчете.) Пунктирные кривые на рис. 1 соответствуют расчету при  $\Lambda = 43 \text{ нм}$ , полученному в работе [1].

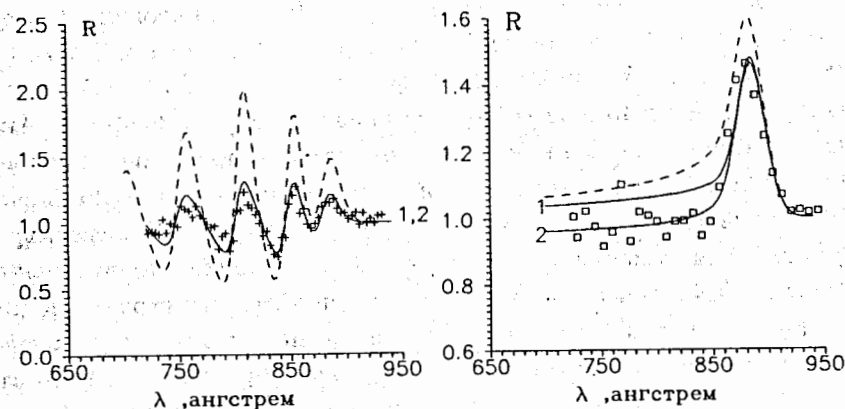


Рисунок 1. Экспериментальное  $R$  отношение коэффициентов отражения нейтронов с противоположной поляризацией в зависимости от нормальной к плоскости пленки компоненты длины волны нейтрона  $\lambda$ : крестиками - для "тонкой" пленки, квадратиками - для "толстой" пленки. Пунктирные кривые - расчет для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

Анализ данных в рамках лондоновской модели мог бы, на первый взгляд, подтверждать результат по оценке  $\Lambda$ , 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  $\lambda$  менее 850 ангстрем 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  $Pb_{0.992}Bi_{0.008}$  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 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  $\xi$  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 параметра 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  $\xi$  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  $\xi = 28(+/- 5)$  нм и  $\Lambda = 45(+/- 15)$  нм, при этом значительно улучшив качество подгонки теоретической кривой  $R$  для "толстой" пленки (см. кривую 2 на рисунке 1) в области  $R < 1$ . Оценка  $\chi^2$  вместо 7.5 для кривой 1 уменьшилась до 1.4 для кривой 2, что является основанием для выбора модели с "мертвым" слоем  $\xi$ . Экспериментальная спектральная  $R$ -функция для "тонкой" пленки имеет характерную осциллирующую форму, обсуждавшуюся в работе [4]. Для "тонкой" пленки введение параметра  $\xi$  отражается на амплитуде осцилляций, требуя при увеличении  $\xi$  вводить компенсирующее уменьшение  $\Lambda$ . 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  $\xi$ , введенный нами, как-либо связан с корреляционной длиной Гинзбурга-Ландау, тем не менее свойства использованных нами пленок в значительной степени исключают возможность трактовки  $\xi$  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 непра-

вильного, на наш взгляд, учета шероховатости, а отмеченная нами особенность R-функции в этой работе не обсуждается. Совпадение полученной в работе [1] величины  $\Lambda$  с оценками лондонской 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.

## Литература

- [1] Felcher G.P., Kampwirth R.T., Gray K.E. and Felici R. Phys.Rev.Lett.,**52**, 1539 (1984).
- [2] Cucolo A.M., Pace S., Vaglio R., Di Chiara A., Peluso G., Russo M., J.Low Temp. Phys.,**50**, 301 (1983).
- [3] Pasyuk V.V., Korneev D.A., Petrenko A.V., Dokukin E.B. Preprint JINR E3-91-276.

- [4] Кorneев Д.А., Черненко Л.П. Поверхность.физика,химия,механика.,**9**, 61 (1990).
- [5] Chernenko L.P., Korneev D.A., Petrenko A.V., Balalykin N.I., Skripnik A.V., 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] Gray K.E., Felcher G.P., Kampwirth R.T., Hilleke R. Phys. Rev.,**B42**, 3971 (1990).
- [7] Schwidtal K. J.Appl.Phys.,**43**, 202 (1972).

Рукопись поступила в издательский отдел  
23 апреля 1992 года.