

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

10/5-83

P8-83-60

2420/83

И.Н.Гончаров, Е.Тройнар\*,  
М.Хоробьевски\*, И.С.Хухарева

О ПОВЕРХНОСТНОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ  
СПЛАВА Nb-79%Zr

Направлено в журнал "Физика низких температур"

\* Институт низких температур и структурных исследований ПАН, г.Вроцлав.

1983

1. Теория<sup>/1/</sup> предсказывает, что в магнитном поле  $H > H_{c2}$  участки поверхности образца, не строго перпендикулярные полю, должны оставаться сверхпроводящими /в слое толщиной порядка длины когерентности/ вплоть до критического поля  $H_{c3}$ . Последнее зависит от угла между  $\vec{H}$  и поверхностью. Когда этот угол равен нулю, по теории,  $H_{c3}/H_{c2} = 1,69$  /при условии пренебрежимо малого влияния эффекта парамагнитного распаривания<sup>/2/</sup>/. Если же угол отличен от нуля, то, во-первых, это отношение уменьшается, а, во-вторых, в сверхпроводящем слое возникает решетка вихрей /см., например, обзор<sup>/3/</sup>/, играющая важную роль в некоторых проявлениях поверхностной сверхпроводимости.

Для сверхпроводников второго рода с параметром Гинзбурга-Ландау  $\kappa$  порядка единицы предсказания теории были подтверждены в многочисленных экспериментальных работах. Однако при более высоких  $\kappa$  эксперименты приводят к неоднозначным результатам. Так, например, в работе<sup>/4/</sup> для литых образцов Ti-V отношение  $H_{c3}/H_{c2}$  уменьшалось от 1,78 для образца с 3 ат. % Ti ( $\kappa \sim 8$ ) до 1,15 для образца с 9 ат. % Ti ( $\kappa \sim 19$ ), в то время как для образца с 12 ат. % Ti ( $\kappa \sim 25$ ) было получено значение  $H_{c3}/H_{c2} = 1,64$ . В работе<sup>/5/</sup> для термообработанных после холодной деформации проволок из ниобий-титана / $\kappa = 28-40$ / в некоторых случаях  $H_{c3}/H_{c2}$  превышало 1,7, а в работе<sup>/6/</sup> для  $V_3Ge$  поверхностная сверхпроводимость совсем не обнаружена.

Целью настоящей работы являлось исследование поверхностной проводимости образца Nb-Zr с  $\kappa = 62$ , имеющего разные состояния поверхности.

2. Исследования проводились на массивном образце Nb-79,1 вес. % Zr, который был выточен из слитка, полученного в высокочастотной печи путем многократного переплава исходных компонентов /электронно-лучевого ниобия и иодидного циркония/. Готовый образец диаметром 4 мм, длиной 40 мм подвергался рекристаллизационному отжигу при 800°C в течение одного часа в вакууме  $\sim 10^{-6}$  Тор и последующей электрохимической полировке, в результате которой его поверхность приобрела зеркальный блеск. Измерения проводились как в этом состоянии, так и после нанесения химическим путем слоя меди, а также после удаления меди и обработки поверхности мелкой наждачной бумагой до появления матовости.

Во внешнем магнитном поле, параллельном оси цилиндра, проводились следующие измерения. Во-первых, регистрировались  $R(H)$ -переходы при постоянном измерительном токе 10 мА. Во-вторых, измерялась магнитная восприимчивость  $\chi(H)$ . Для этого образец поме-

щелся в одну из двух встречно включенных измерительных катушек, и параллельно основному магнитному полю возбуждалось слабое переменное поле  $H_{\perp}$  звуковой частоты  $\nu$  с амплитудой  $H_{\perp}^0$ . Когда образец находился заведомо в нормальном состоянии, индуцируемая в измерительных катушках ЭДС компенсировалась до нуля. Регистрировались сигналы раскомпенсации в фазе с  $H_{\perp}$  / действительная часть восприимчивости  $\chi'$  / и в противофазе / мнимая часть восприимчивости  $\chi''$  /. В-третьих, измерялся магнитный момент образца  $M(H)$ . Для этого использовалась та же установка, что и для измерения  $\chi(H)$ , только без включения переменного магнитного поля. Сигнал, индуцируемый в измерительных катушках во время линейного нарастания или убывания поля, подавался на интегрирующий магнитометр, выход которого подключался к самописцу. В некоторых случаях для повышения точности магнитный момент измерялся методом передвижения образца из одной катушки в другую, а сигнал с катушек подавался на баллистический гальванометр. Эти измерения проводились как при увеличении внешнего магнитного поля до значений выше  $H_{C2}$ , так и при его уменьшении до нуля.

На образце с каждым из трех вышеуказанных состояний поверхности было проведено более чем по одной серии измерений при разных температурах: от  $T_c = 7,95$  К до  $\sim 6$  К. Температура поддерживалась постоянной с помощью прецизионного электронного регулятора.

Для сопоставления результатов, исключающего возможные неточности в определении  $T$  и  $H$ , всегда одновременно измерялась пара величин: либо  $R$  и  $\chi$ , либо  $R$  и  $M$ .

3. Как известно, измерения  $\chi(H)$  сверхпроводящих образцов эквивалентны измерениям критического кругового тока, экранирующего внутренний объем образца от проникновения слабого переменного магнитного поля. При этом плотность кругового тока  $J_s$  на единицу длины вдоль оси цилиндра связана с амплитудой переменного поля  $H_{\perp}^0$  соотношением  $H_{\perp}^0 = 0,4\pi J_s$  / где напряженность поля - в эрстедах,  $J_s$  - в А/см/. Минимальная амплитуда в наших измерениях составляла  $5 \cdot 10^{-5}$  Э, что соответствует  $J_s = 4 \times 10^{-5}$  А/см. Было установлено, что форма кривых  $\chi'(H)$  и  $\chi''(H)$  зависит в некоторой степени от скорости нарастания основного поля  $dH/dt$  и от частоты переменного поля /которая могла меняться от 33 до 7800 Гц/. Однако при выполнении условия  $dH/dt < \nu H_{\perp}^0$  форма кривых  $\chi(H)$  оставалась неизменной и совпадала с полученной по точкам /когда развертка внешнего поля прекращалась на период очередного измерения/. Обе составляющие восприимчивости выходили на соответствующий нормальному состоянию уровень при одном и том же поле, которое при всех температурах совпадало с точностью до 5% с  $H_{C2}^M$ , определенным по магнитному моменту. На рис. 1 и 2 в качестве примера приведены кривые, полученные при постоянной температуре:  $\chi'(H)$ ,  $\chi''(H)$  вместе с  $R(H)$ ;  $M(H)$  вместе с  $R(H)$ .

Рассмотрение результатов показывает следующее. Независимо от состояния поверхности образца непосредственно выше  $H_{C2}^M$  не уда-

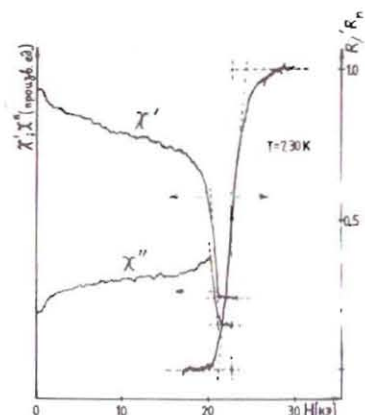


Рис. 1. Типичные кривые зависимости восприимчивости и электросопротивления от магнитного поля.  $H_{C2}^0 = 12$  Э.

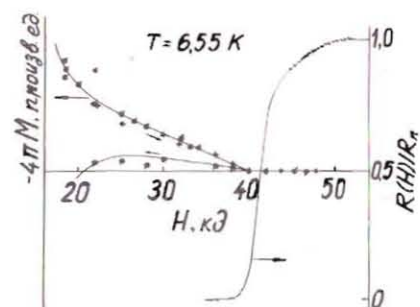


Рис. 2. Типичные кривые зависимости магнитного момента, измеренного баллистическим методом, и электросопротивления от магнитного поля.

лось обнаружить замкнутого сверхпроводящего слоя, способного нести ток, критическая плотность которого превышает  $4 \cdot 10^{-5}$  А/см. Эта величина много меньше теоретического значения <sup>8,9/</sup>, рассчитанного для безвихревого состояния с помощью выражения  $J_{cs}^{теор1} = 0,3 \kappa^{-2} H_{C2}(T) [1 - H/H_{C2}]^{3/2}$  /случай  $\vec{H} \perp \vec{i}$ ,  $H$  в эрстедах,  $J_{cs}$  в А/см/. Для нашего образца  $H_{C3}/H_{C2} = 1,25$  /см. ниже/,  $\kappa = \kappa_0 + 7,5 \cdot 10^3 \rho_n \gamma^{1/2} = 62$ ,  $H_{C2}/6,55$  К/ =  $4 \cdot 10^4$  Э, так что  $J_{cs} \approx 0,3$  А/см и  $J_{cs}^{теор1}/J_{cs}^{эксп} > 7 \cdot 10^3$ .

Такого большого различия между теоретической и экспериментальной величинами критического поверхностного тока вблизи  $H_{C2}$  не отмечалось ни в одной работе. Полученный результат свидетельствует о предельно низких, а может быть, и нулевых значениях  $J_{cs}$ , хотя и не исключает существования поверхностной сверхпроводимости, если судить по  $R(H)$ -переходам. Действительно, альтернативной причиной снижения  $R(H)$  по сравнению с  $R_n$  в полях выше  $H_{C2}$  может быть только флуктуационная сверхпроводимость. Анализ этой проблемы, выполненный в работах <sup>6,7/</sup>, и хорошее согласие приведенных там расчетной и экспериментальных кривых позволили нам оценить  $R_{флук}(H)/R_n$  для нашего сплава. Оказалось, что для  $t = 0,7$  и  $H/H_{C2} > 1,1$   $R_{флук}(H)/R_n > 0,98$ . Таким образом, приняв за  $H_{C3}$  поле, при котором экспериментальная кривая  $R(H)/R_n \approx 0,98$ , мы получили вышеприведенное значение  $H_{C3}/H_{C2} = 1,25$ . Заметим, что, как следует из работ <sup>10,11/</sup>, использование не очень малых измерительных токов для определения  $H_{C3}$  по кривым  $R(H) \rightarrow R_n$  не является критичным и, скорее всего, найденная нижняя граница отношения  $H_{C3}/H_{C2}$  для  $J_{изм.} = 10^{-2}$  А/см близка к реальной.

Обнаруженные в настоящей работе для сплава Nb-79% Zr низкое значение  $H_{c3}/H_{c2}$  и отсутствие экранирующих сверхпроводящих токов выше  $H_{c2}$  согласуются с данными систематического исследования <sup>/10,11/</sup> поверхностной сверхпроводимости сплавов Nb-Ti с  $\kappa = 2 \div 20$ , из которого следует, что с повышением  $\kappa$  уменьшаются отношения  $H_{c3}/H_{c2}$  и, следовательно,  $H_T = 0,01/H_{c2}$  /здесь  $H_T = 0,01$  обозначает поле, параллельное плоскости образца, при котором наблюдается крутое падение кривой

$$|g I_{изм}(H)|_{H_T = R/R_n = 0,01}$$

в случае наших измерений оно близко к значению поля, при котором выходили на константу кривые  $\chi(H)$  при  $H \rightarrow 0$ .

Отметим, что найденную нами низкую величину отношения  $H_{c3}/H_{c2}$  нельзя объяснить только влиянием эффекта парамагнитного распаривания <sup>/2/</sup>, так как даже по заведомо завышенным оценкам, сделанным для такого же образца в работе <sup>/12/</sup>, получались более высокие значения этого отношения.

Мы полагаем, что установленные в настоящей работе факты /отсутствие сверхпроводящего поверхностного тока с заметной критической плотностью и низкое отношение  $H_{c3}/H_{c2}$ / являются не исключением, а скорее правилом для сверхпроводников второго рода с достаточно высокими значениями  $\kappa$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Saint-James D., de Gennes P.G. Phys.Lett., 1963, 7, No. 2, p. 306-308.
2. Saint-James D., Sarma G., Thomas E.J. Type II Superconductivity. Pergamon Press, Oxford, 1969; Сан-Жам Д., Сарма Г., Томас Е. Сверхпроводимость второго рода. "Мир", М., 1970.
3. Миненко Е.В., Кулик И.О. Физика низких температур, 1979, 5, №11, с. 1237-1275.
4. Kwasnitza K., Rupp G. Phys.Lett., 1966, 23, No. 1, p. 40-42.
5. Карасик В.Р., Васильев Н.Г., Высоцкий В.С. ЖЭТФ, 1972, 65, №5, с. 1818-1826.
6. Марченко В.А., Никулов А.В. ЖЭТФ, 1981, 80, вып. 2, с. 745-753.
7. Марченко В.А., Никулов А.В. Письма в ЖЭТФ, 1981, 34, вып. 1, с. 19-21.
8. Абрикосов А.А. ЖЭТФ, 1964, 47, №3, с. 720-733.
9. Русинов А.И. ЖЭТФ, 1969, 56, №4, с. 1441-1447.
10. Василев П.Г., Гончаров И.Н. ОИЯИ, Р8-81-613, Дубна, 1981.
11. Василев П.Г., Гончаров И.Н. ОИЯИ, Р8-83-6, Дубна, 1983.
12. Гончаров И.Н., Хухарева И.С. ЖЭТФ, 1972, 62, вып. 2, с. 627-638.

Рукопись поступила в издательский отдел  
2 февраля 1983 года.

Гончаров И.Н. и др.

Р8-83-60

О поверхностной сверхпроводимости сплава Nb-79% Zr

Исследовался образец  $\phi$  4 мм, длиной 40 мм, не подвергавшийся деформации и имевший различные состояния поверхности.  $H_{c2}^M$  определялось по измерениям намагниченности, критическая плотность экранирующего тока  $J_{cs}$  - по восприимчивости /амплитуда переменного поля  $\geq 5 \cdot 10^{-5}$  Э/,  $H_{c3}$  - по  $R(H)$  -переходам. Установлено, что непосредственно выше  $H_{c2}^M$   $J_{cs} < 4 \cdot 10^{-5}$  А/см, а величина отношения  $H_{c3}/H_{c2} \approx 1,25$  /при  $T/T_c \approx 0,7$ /. Результаты сравниваются с данными других работ.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Goncharov I.N. et al.

Р8-83-60

On the Surface Superconductivity of Nb-79%Zr Alloy

A sample of  $\phi$  4 mm, 40 mm long was studied, which hadn't been deformed, with different quality of the surface.  $H_{c2}^M$  was determined by magnetization, critical surface current density  $J_{cs}$  - by susceptibility (the magnetic field amplitude  $\geq 5 \cdot 10^{-5}$  Oe),  $H_{c3}$  - by  $R(H)$  measurements. It was found that  $J_{cs} < 4 \cdot 10^{-5}$  A/cm immediately above  $H_{c2}$  and that  $H_{c3}/H_{c2} \approx 1,25$  at  $T/T_c \approx 0.7$ . The results were compared with other data available.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.