

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

1991/83

18/4-83  
8-83-6

П.Г.Василев, И.Н.Гончаров

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ  
СВЕРХПРОВОДИМОСТИ СПЛАВА  $\text{Nb}_{0,8} \text{Ti}_{0,2}$

Направлено в журнал "Физика низких температур",  
на Международную конференцию по физике  
и технике низких температур /София, 1983/

1983

## ВВЕДЕНИЕ

Сен Жам и де Жен еще в 1963 году<sup>/1/</sup> предсказали, что в магнитном поле  $H_{c3} > H > H_{c2}$  сверхпроводимость может существовать лишь в тонком слое толщиной порядка длины когерентности  $\xi(T)$  на поверхностных участках образца, которые не строго перпендикулярны вектору  $\vec{H}$ . С тех пор выполнено значительное число работ, посвященных исследованию этого явления. Однако следует отметить, что если для сверхпроводников второго рода (СII) с параметром Гинзбурга-Ландау  $\kappa$  порядка единицы картина в достаточной степени прояснена, то этого нельзя сказать об СII с  $\kappa > 10$ . Даже в определении такой важной величины, как отношение  $H_{c3}/H_{c2}$  существует большой разбой<sup>/2-6/</sup>. В таких материалах недостаточно изучен экспериментально ряд специфических особенностей поверхностной сверхпроводимости, например, возникновение резистивности и динамическое поведение решетки наклонных вихрей Кулика /см. обзор<sup>/7/</sup>.

На наш взгляд, такая ситуация связана с заметным возрастанием трудностей наблюдения и изучения поверхностной сверхпроводимости в СII с достаточно высокими  $\kappa$ . Действительно, в таких материалах сильно снижаются критические поверхностные токи; из-за уменьшения  $\xi$  критичней становится состояние /в том числе шероховатость/ поверхности; возрастает роль мешающих флуктуационных явлений; усиливается перегрев образцов из-за повышения остаточного удельного сопротивления и уменьшения теплопроводности и т.д. Кроме того, для исследования свойств СII с  $\kappa > 8$  наиболее широко используются предварительно деформированные тугоплавкие сплавы, в которых, скорее всего, многосвязная сеть областей с повышенным значением  $\kappa$  и  $H_{c2}$  не полностью устраняется даже после высокотемпературной рекристаллизации<sup>/8/</sup>. Если при этом в сплавах содержатся еще и выделения второй фазы, что приводит к локальному изменению концентрации компонентов, то все это сильно усложняет проблему однозначного определения верхних критических магнитных полей.

Цель настоящей работы - провести тщательные и широкие резистивные исследования поверхностной сверхпроводимости на образцах из очень тонкой / 9 мкм/ фольги  $Nb_{0,8}Ti_{0,2}$ , в частности, чтобы уточнить результаты работы<sup>/8/</sup>, в которой изучались более толстые /50 ± 100 мкм/ образцы с различными  $\kappa < 20$ .

## ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Фольга толщиной 9 мкм /предварительно отожженная на толщине 100 мкм/ из сплава  $Nb_{0,8}Ti_{0,2}$ , из которой были вырезаны образцы, подвергалась окончательному отжигу при температуре 1280°C в течение 3 часов в безмасляном вакууме не хуже  $10^{-7}$  Тор\*. Чтобы образцы не имели заусенцев, они перед вырезанием помещались в специальное устройство из закаленной стали, позволявшее обрабатывать наждачной бумагой обе боковые грани и получать образец строго одинаковой ширины на всей длине измеряемой части.

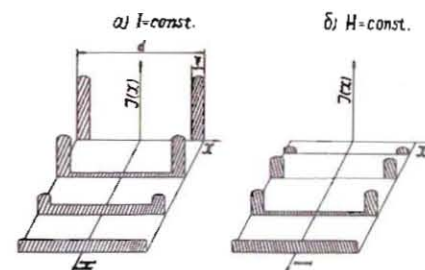
Готовые образцы закреплялись в штоке между проволочными гребенками, которые служили в то же время механическим держателем, обеспечивающим хорошее обтекание образца жидким гелием, и набором потенциальных прижимных контактов. Шток помещался в сверхпроводящий соленоид с разрезом так, что ток, протекающий через образец, был всегда перпендикулярен полю, а плоскость образца можно было поворачивать на любой заданный угол  $\phi$  относительно  $\vec{H}$ . Измерения выполнены на 8 образцах, но в работе приводятся результаты, полученные только на двух из них: 77-II шириной 0,9 мм и 77-III шириной 3 мм. На всех рисунках приведены данные для  $T = 4,2$  К /хотя часть измерений делалась и при других температурах/ и образца 77-II, кроме рис.6, который относится к обр. 77-III.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

1. Рассмотрим сначала, какими должны быть вольт-амперные характеристики /ВАХ/ сверхпроводящей пластины толщиной  $d$  в поле  $H_{c2} < H < H_{c3}$ , направленном почти параллельно ее широкой стороне, с учетом известных представлений о решетке наклонных поверхностных вихрей /см., например, обзор<sup>17/</sup>/. На рис.1 показано схематическое распределение тока по толщине пластины в случае меняющегося  $H$  или  $I$  /при этом условно принимается, что плотность поверхностного тока в слое толщиной  $\xi$  примерно постоянна/. Когда продольное напряжение на образце  $U = 0$ , в его центральной части толщиной  $d - 2\xi$ , находящейся в нормальном состоянии с сопротивлением  $R_n (1 - \frac{2\xi}{d})^{-1}$ , объемный ток  $I_v = 0$ . При возникновении резистивного состояния в поверхностных слоях часть общего тока  $I$  начинает течь в объеме ( $I_v \neq 0$ ), чтобы выполнялось условие постоянства электрического поля  $E(x) = \text{const}$ , вытекающее из уравнений Максвелла. В нормальном состоянии /при полном разрушении поверх-

\* Авторы выражают признательность Е.П.Романову и Ю.Н.Сокурскому, под руководством которых изготавливалась фольга.

Рис.1. Схематическое изображение перераспределения плотностей поверхностного и объемного токов с увеличением поля  $H > H_{c2}$  при постоянном общем токе  $I/a/$ , а также с увеличением  $I$  при постоянном  $H > H_{c2}$  /б/.



ностной сверхпроводимости полем или за счет перегрева/ распределение тока по всей толщине образца должно быть однородным. В условиях резистивного состояния поверхностной сверхпроводимости объемный  $I_v$ , поверхностный  $I_s$  и общий  $I$  токи связаны между собой следующим образом:

$$I_v = U \cdot (1 - \frac{2\xi}{d}) R_n^{-1}; \quad I_s = I - I_v, \quad /1/$$

причем переход от бездиссипативного ( $U=0$ ) к диссипативному ( $U \neq 0$ ) случаю определяется достижением критического тока поверхностной сверхпроводимости  $I_{cs}(H)$  и появлением ненулевого  $I_v$ . Чтобы рассмотреть ВАХ, сделаем естественное предположение, что динамическое поведение решетки наклонных поверхностных вихрей сходно с поведением решетки Абрикосова, то есть на ВАХ имеется линейный участок с наклоном  $0 < R_{fs} < R_{ns}$ , так что  $E(J_s) =$

$$= \frac{2a}{b} R_{fs} (J_s - J_{ds}), \quad \text{где } J_{ds} - \text{поверхностная плотность динамиче-}$$

ского критического тока в А/см,  $R_{fs}$  - динамическое сопротивление поверхностной решетки на обеих сторонах образца,  $R_{ns}$  - сопротивление в нормальном состоянии двух поверхностных слоев, каждый из которых имеет толщину  $\xi$ , ширину  $a$  и длину  $b$ . Подставляя в это выражение величины  $I_{ds} = 2aJ_{ds}$ ,  $I_s = 2aJ_s$  =

$$= I - U(1 - \frac{2\xi}{d}) R_n^{-1} \text{ и } E = U/b, \text{ получаем /при отсутствии перегрева/}$$

$$U(I) = R_n \cdot [1 + \frac{2\xi}{d} (\frac{R_{ns}}{R_{fs}} - 1)]^{-1} \cdot (I - I_{ds}). \quad /2/$$

2. Перейдем теперь к рассмотрению экспериментально полученных ВАХ образца 77-II, для которого  $H_{c2}(4,2 \text{ К}) \approx 37$  кЭ, а  $H_{c3}(4,2 \text{ К}) \approx 48$  кЭ /см. рис.2 и 3/; цифрами 1,2,3 и 4 на рис.2 против штриховых линий обозначены плотности тепловых потоков  $\dot{q}$  от образца к жидкому гелию, равные соответственно 0,05; 0,2; 0,4 и 0,6 Вт/см<sup>2</sup>, чему отвечает перегрев примерно в 0,02; 0,1; 0,25 и 0,36 К.



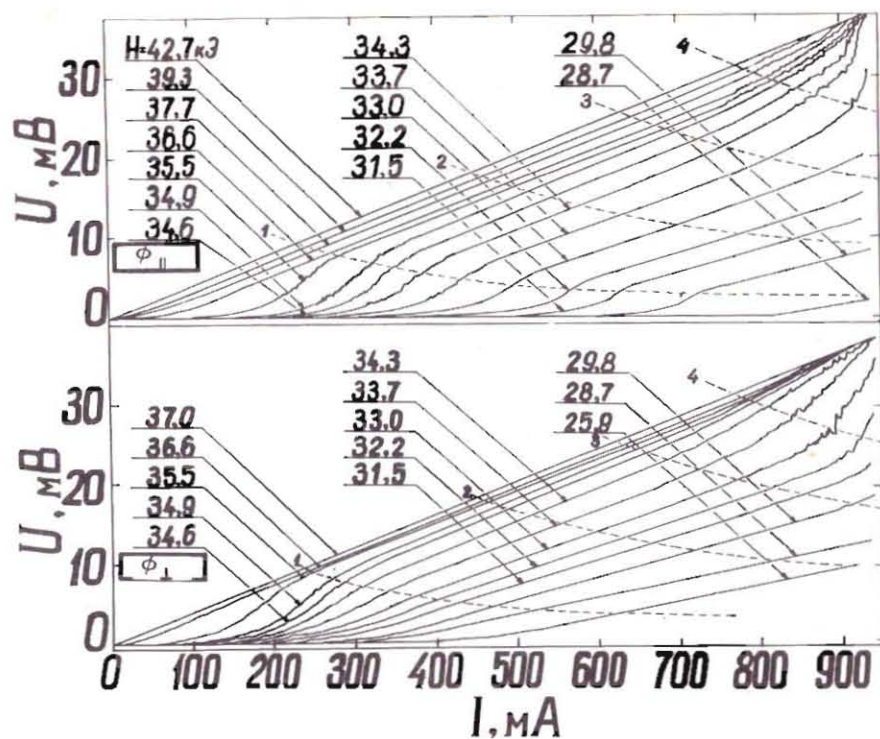


Рис.2. ВАХ при различных  $H$  для параллельной /вверху/ и перпендикулярной /внизу/ ориентаций.

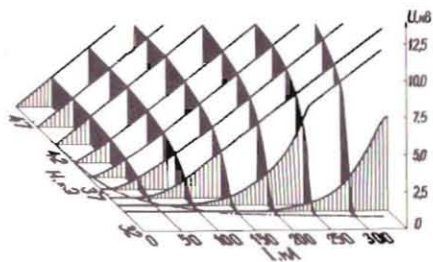


Рис.3. Зависимость  $U(I, H)$  в параллельном поле с разрезами при  $H = \text{const}$  и  $I = \text{const}$ .

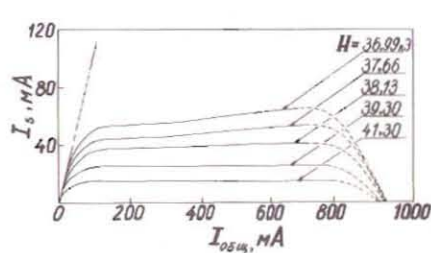


Рис.4. Взаимосвязь между поверхностным  $I_s$  и общим  $I_{\text{общ}}$  токами в параллельных полях  $H > H_{c2}$ .

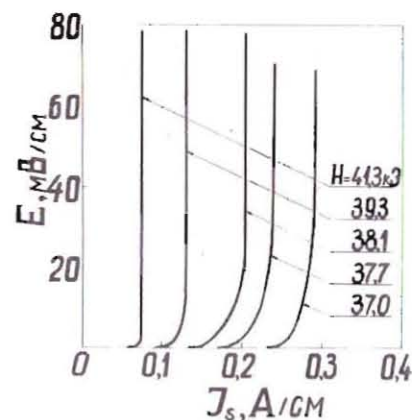


Рис.5. Зависимость электрического поля  $E$  от поверхностной плотности тока  $J_s$  в параллельных полях  $H > H_{c2}$ .

Для параллельной ориентации магнитного поля и плоскости образца ( $\phi_{\parallel} = 0^\circ$ ) можно отметить следующие особенности. Во-первых, в полях  $H_{c2} < H < H_{c3}$  наблюдаются длинные линейные участки ВАХ с наклоном  $(\frac{dU}{dI})_{H \approx R_n}$ , который возра-

стает с ростом  $H$ , приближаясь к  $R_n$  при  $H \rightarrow H_{c3}$ . Воспользовавшись выражениями /1/, мы рассчитали ток в поверхностных слоях образца  $I_s$  в зависимости от полного тока  $I$ , протекающего через образец /рис.4/. При постоянном поле  $H$  начальный линейный участок кривых  $I_s(I)$  /см. касательную штрих-пунктирную линию/ соответствует бездиссипативному случаю ( $I_v = 0$ ); дальнейший рост  $I$  приводит к тому, что кривая  $I_s(I)$  постепенно становится полой и, значит, ведет к практически линейному возрастанию  $I_v(I)$  и  $U(I)$ . На рис.5 показаны вычисленные на основе экспериментальных результатов ВАХ поверхностного слоя. Видно, что они напоминают по виду обычные ВАХ для объемной сверхпроводимости: также имеется нелинейная часть, переходящая

в длинный линейный участок. На основании измеренных значений  $(\frac{dU}{dI})_H$

и выражения /2/ мы рассчитали кривые  $R_{fs}(H)/R_{ns}$ . Оказалось, что, например, в сверхтекучем гелии /  $T = 2,1$  К/ при изменении  $H/H_{c3}$  от 0,73 до 0,85 имеет место постепенное возрастание  $R_{fs}/R_{ns}$  от 0,015 до 0,04, а при дальнейшем увеличении  $H/H_{c3}$  до 0,89 происходит его резкий рост до 0,15. Аналогичным было поведение  $R_{fs}/R_{ns}$  и при 4,2 К, только резкий рост этой величины начинался при более низких  $H/H_{c3}$ . Обращают на себя внимание необычно низкие значения  $R_{fs}/R_{ns}$  по сравнению с объемными  $R_f/R_n$  /в соответствующих приведенных полях  $H/H_{c2}$ /. Разумеется, решетка наклонных вихрей Кулика и должна обладать специфическими особенностями, которые еще предстоит выяснить теоретически и экспериментально. По-видимому, величина  $R_{fs}/R_{ns}$  оказывается очень чувствительной к состоянию поверхности образца, как об этом можно судить, например, по результатам работы /9/ о влиянии обработки поверхности

на  $(\frac{dU}{dI})_H$  в области выше  $H_{c2}$ .



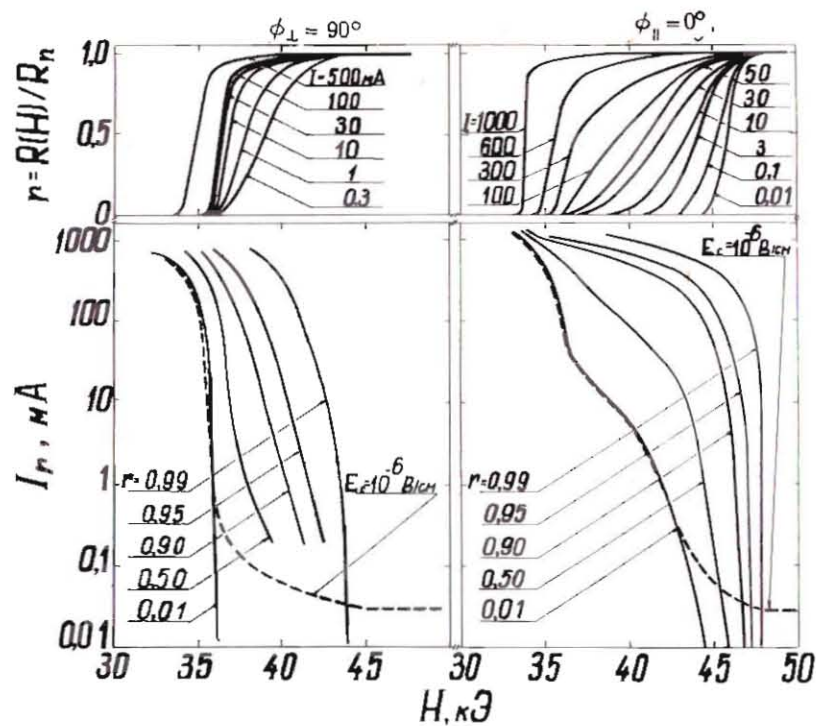


Рис.6. Зависимости величин  $r(H)$  при разных значениях измерительного тока  $I$  /вверху/ и токов  $I_r(H)$ , соответствующих заданным значениям  $r$  /внизу/, для перпендикулярной /слева/ и параллельной /справа/ ориентаций магнитного поля  $H$ . /Образец 77-III шириной 3 мм/.

Во-вторых, динамический критический ток  $I_{ds}$ , который определяется путем экстраполяции линейного участка ВАХ к оси токов, оказывается заметной величиной ( $I_{ds} / 37 \text{ кЭ} \approx 50 \text{ мА}$  для образца шириной 0,9 мм), уменьшающейся с ростом поля по закону  $I_{ds} \sim (1 - H/H_{c3})^2$  в согласии с моделью динамического состояния поверхностной сверхпроводимости<sup>10/</sup>. Важно отметить, что экспериментально найденная квадратичная зависимость  $I_{ds}(H)$  продолжается вплоть до поля  $H_{c3}$ , определяемого по вертикальному падению кривой  $I_{r=0,99}(H^{\parallel})$ , где  $r = R(H)/R_n$ , подтверждая тем самым правильность подобного подхода при определении  $H_{c3}$  /см.рис.6/\*.

\* Оценки флуктуационных поправок показывают, что, например, при  $T = 4,2 \text{ К}$  в районе  $H \approx H_{c3}$  за счет парапроводимости значение  $R(H)$  может быть понижено не более чем на  $0,005 R_n$ .

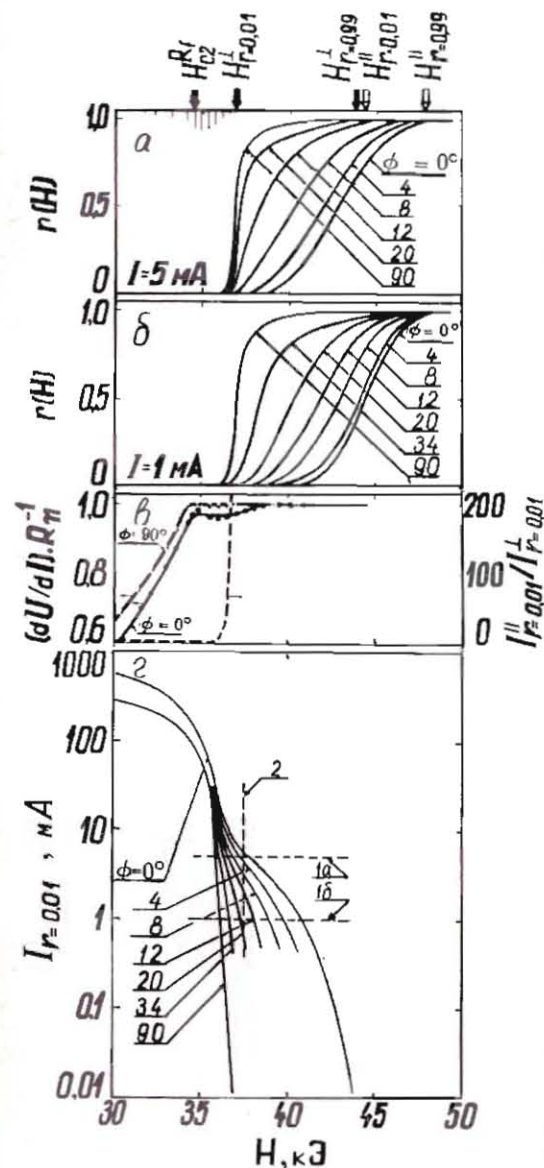


Рис.7. Полевые зависимости величин:  $r(H)$  для двух измерительных токов при различных значениях угла  $\phi$  /а, б/;

$(\frac{dU}{dI})_H \cdot R_n^{-1}$  для области линейных участков ВАХ в перпендикулярном и параллельном

поле и  $\frac{I_{r=0,0}(H^{\parallel})}{I_{r=0,0}(H^{\perp})}$

$I_{r=0,01}(H)_{\phi}$  для  $0 < \phi < 90^\circ$  /г/.

$I_{r=0,01}(H)_{\phi}$  для  $0 < \phi < 90^\circ$  /г/.

В то же время величина критического тока поверхностной сверхпроводимости  $I_{r=0,01}(H^{\parallel})$  обращается практически в нуль при полях  $H$ , которые заметно ниже  $H_{c3}$ .

В-третьих, в полях  $H > H_{c2}$  наблюдается высокая устойчивость линейных участков ВАХ к перегреву. Это связано с тем, что диссипация в объеме образца не меняет остаточного сопротивления, а  $I_{ds}$  /на величину которого сдвинута ВАХ образца при наличии поверхностной сверхпроводимости относительно состояния/ сравнительно мало меняется даже при заметном повышении температуры образца. Расчеты показывают, что в полях  $H \geq H_{c2}$  нагрев образца на 0,2 К приводит к уменьшению  $I_{ds}$  всего на 10%,

что почти не искажает линейный участок ВАХ. Влияние изменения с температурой величины  $R_{fs}$  на устойчивость ВАХ, по-видимому, еще меньше, если  $H$  не слишком близко к  $H_{c3}$ .



3. Для перпендикулярной ориентации магнитного поля в области  $H > H_{c2}$  на ВАХ не обнаружено никаких особенностей\*, а их наклон

$$\left(\frac{dU}{dI}\right)_H = R_n. \text{ Ниже } H_{c2} \text{ на ВАХ появляются характерные выгибы, однако}$$

и в этих случаях при достаточно больших токах имеются сравнительно длинные линейные участки с наклоном, близким к  $R_n$ . Мы интерпретируем это явление следующим образом. В результате холодной деформации в образцах из тугоплавких сплавов неизбежно образуется многосвязная сеть областей с повышенной плотностью дислокаций, а следовательно, с повышенными значениями  $\kappa$  и  $H_{c2}$ . Как следует из наших измерений<sup>/8/</sup>, даже высокотемпературный отжиг  $T_{отж} \approx 0,6 T_{плавл.}$  не устраняет полностью такой сети. Поэтому ниже верхнего критического поля этих областей по ней способен течь бездиссипативный ток, что и приводит к недостатку напряжения на образце, то есть к выгибу на ВАХ. Однако при увеличении тока по мере достижения критических плотностей в областях с повышенными значениями  $\kappa$  напряжение возрастает до нормального значения, и выгиб переходит в линейный участок. Определенный с его помощью ненулевой динамический критический ток может быть либо проявлением поверхностной сверхпроводимости /например, на боковых гранях образца, на продольных рисках и т.п./, либо следствием протекания внутри образца конечного тока, равного критическому току самых устойчивых областей с повышенным  $\kappa$ , которые занимают малый относительный объем образца. Последнее менее вероятно, если учесть, что линейные участки ВАХ в случае  $H^\perp$  почти так же устойчивы к перегреву, как и в случае  $H^\parallel$  /в то же время, если бы было верным второе предположение, большое локальное тепловыделение  $E \cdot j^k_{лок.}$  быстро привело бы к перегреву указанных областей и переходу кривой  $U(I)$  к обычной омической зависимости/. Естественно, указанные выгибы появляются в тех же полях и в случае  $H^\parallel$  /см. рис. 2, 3 и 7а, где вертикальной штриховкой вверху показана в условных единицах глубина выгибов/.

4. Как видно из рис. 7в, наклон линейных участков  $\left(\frac{dU}{dI}\right)_H$  начинает быстро уменьшаться с полем лишь ниже значения  $34 \text{ кЭ}$ , которое мы интерпретируем как верхнее критическое поле основной по объему части образца, относящейся к внутренним областям зерен ( $H_{c2}^{grain} \approx H_{c2}^{Rf} < H_{c2}^\perp$ ). Мы полагаем, что примерно с этим полем должно совпадать поле  $H_{c2}^M$ , определенное по намагниченности образца. Из рис. 7в видно, что не только в полях  $H > H_{c2}$ , но и при

более низких значениях  $H$  имеет место соотношение  $\left(\frac{dU}{dI}\right)_H < \left(\frac{dU}{dI}\right)_{H^\perp}$ .

\* По поводу определения  $H_{c2}$  для образцов малой толщины см. ниже п. 5.

Скорее всего, это связано с той же причиной: вблизи поверхности текут токи с гораздо более высокой плотностью, чем в глубине образца, даже при больших электрических полях, поскольку  $R_{fs} / R_{ns} \ll R_f / R_n$ .

5. На рис. 6 приведены для двух ориентаций магнитного поля кривые резистивных переходов  $\gamma(H) = R(H)/R_n | I$  образца 77-III для различных значений измерительного тока  $I$ , а также полевые зависимости токов  $I_\gamma(H)$ , необходимых для возникновения в соответствующем поле  $H$  заданной доли нормального сопротивления  $\gamma(H, I) = const$ . На том же рисунке для сравнения штриховой линией показаны кривые  $I_c(H)$ , определенные по пороговому критерию электрического поля  $E_c = 10^{-6} \text{ В/см}$ . Хорошо видно, как в области больших полей  $I_{\gamma=0,01}(H)$  и  $I_c(H)$  сильно расходятся, причем последняя выходит на плато как раз в том поле, где она пересекается с кривой  $I_{\gamma=0,99}(H^\parallel)$ . Обращает на себя внимание излом на кривой

$I_{\gamma=0,01}(H^\parallel)$  в поле  $H = H_{c2} \approx 37 \text{ кЭ}$ , выше которого существует только критический ток поверхностной сверхпроводимости, а также достаточно резкое падение кривой  $I_{\gamma=0,01}(H^\perp)$  в области больших полей, позволяющее в данном случае сравнительно уверенно определить  $H_{c2}$ , что подтверждается сопоставлением с местом резкого роста кривой  $I_{\gamma=0,01}(H^\parallel) / I_{\gamma=0,01}(H^\perp)$  и исчезновением выше  $H_{c2}$  вышеописанных выгибов на ВАХ. Отметим, что такое легко интерпретируемое поведение кривых  $I_\gamma(H)$  бывает далеко не всегда: например, для более толстых образцов, да к тому же и с меньшими значениями параметра  $\kappa$ , определить  $H_{c2}$  только на основании кривых  $I_\gamma(H)$  можно лишь приблизительно<sup>/8/</sup>.

6. На рис. 6 и 7 показан характер переходов  $\gamma(H)$  для различных ориентаций магнитного поля относительно плоскости образца при нескольких значениях измерительного тока, а на рис. 8 - начальные участки ВАХ при некоторых  $\phi$  и  $I_{\gamma=0,01}(\phi)$  в области существования только поверхностной сверхпроводимости /это поле на рис. 7г показано вертикальной штриховой прямой 2/. Отметим, во-первых, что в параллельном поле для  $I > 100 \text{ мА}$  на кривых  $\gamma(H)$  /см. рис. 6 вверху справа/ заметны своеобразные изломы, которые по мере снижения измерительного тока приближаются к  $H_{c2}$ . Такие изломы в  $H^\parallel$  еще более четко проявлялись на фольгах из  $Nb-80\%Zr$ <sup>/11/</sup>. Они могут быть иногда полезны как дополнительный признак  $H_{c2}$ . Во-вторых, для образца 77-II при  $I \rightarrow 0$  удалось наблюдать сравнительно узкий  $\gamma(H^\parallel)$  переход вблизи  $H_{c3}$ . В-третьих, видно, как немного ниже  $H_{c3}$  расходятся кривые  $\gamma(H) < I$  для самых маленьких  $I$  /когда исключен подогрев образца/, подтверждая тем самым нефлуктуационный характер понижения  $R(H)$  от величины  $R_n$ . Наконец, в-четвертых, можно добавить, что в поле  $H = 38,5 \text{ кЭ}$  кривая  $I_{ds}(\phi)$  почти точно повторяет показанную кривую  $I_{\gamma=0,01}(\phi)$ , причем  $I_{ds} \approx 8 \cdot I_{\gamma=0,01}$ .



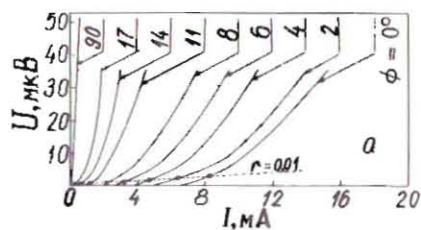
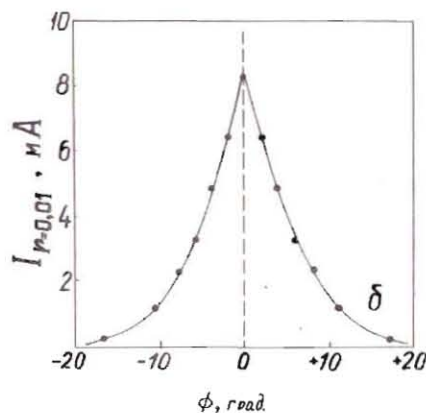


Рис.8. Начальные участки ВАХ для нескольких значений  $\phi/a$  и соответствующая кривая  $I_{r=0,01}(\phi)$  /б/ в поле  $H=38,5$  кЭ /штриховая прямая, пересекающая ВАХ, отвечает  $r=0,01$ .



#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных систематических исследований резистивного поведения тонких рекристаллизованных фольг из  $Nb_{0,8}Ti_{0,2}$  / $\kappa \sim 15$ / при широком варьировании экспериментальных условий /разные ориентации магнитного поля относительно плоскости образца, большой диапазон измерительных токов, сочетание методики измерения ВАХ,  $I_r(H)$  и  $r(H)$ , различные температуры  $T \leq 0,5 T_c$ / можно сделать следующие выводы:

1. Несмотря на известные трудности наблюдения поверхностной сверхпроводимости в СИ  $\kappa \gg 3$ , удалось надежно зафиксировать различные черты ее проявления.

2. Проанализировано и экспериментально подтверждено перераспределение поверхностного и объемного токов в результате возникновения резистивного динамического состояния решетки вихрей Кулика. В частности, объяснен тот факт, что для пластины  $(\frac{dU}{dI})_{H^{\parallel}} <$

$< (\frac{dU}{dI})_{H^{\perp}}$  как выше, так и ниже  $H_{c2}$ .

3. Подтвержден результат работы /8/, заключающийся в том, что по крайней мере в случае предварительно холодно деформированных тугоплавких сплавов высокотемпературная рекристаллизация / $T_{отж.} = 0,6 T_{плавл.}$ / не устраняет полностью многосвязной сети областей с повышенными значениями  $\kappa$  и  $H_{c2}$ . Экспериментально верхнее критическое поле объема зерен  $H_{c2}^{grain}$  можно определять по приближению кривой  $R_r(H^{\perp})/R_n$  к единице или по намагнитченности, а  $H_{c2}$  - либо по полю, при котором кривая  $I_{r=0,01}(H^{\parallel})/I_{r=0,01}(H^{\perp})$

резко возрастает, либо по круто падающей части кривой  $\lg I_{r=0,01}(H^{\perp})$  /если образцы достаточно малой толщины и  $\kappa \gg 1$ , чтобы не мешала поверхностная сверхпроводимость/, либо по полю, выше которого отсутствуют характерные выгибы на ВАХ при любой ориентации  $\vec{H}$ .

4. Показано, что наиболее надежный способ определения  $H_{c3}$  - по экстраполяции к нулю зависимости от  $H$  динамического критического тока, определяемого по пересечению с осью токов линейного участка ВАХ.  $H_{c3}$  уверенно определяется и по полю  $H$ , при котором  $(R(H^{\parallel})/R_n)_{I \rightarrow 0} = 1 - \delta$  /поправка  $\delta \ll 1$  учитывает флуктуационную параводимость в соответствующем поле, в нашем случае  $\delta \leq 0,005$ /, или, что то же самое, по круто падающей части кривой  $\lg I_{r=1-\delta}(H^{\parallel})$ , а также по выходу на плато  $I_c(H^{\parallel})|_{E_c = const}$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Saint-James D., de Gennes P.G. Phys.Lett., 1963, 7, No.2, p.306-308.
2. Neuringer L.J., Shapira Y. Phys.Rev., 1966, 148, No.1, p.231-246.
3. Williamson S.J., Furdyna J.K. Phys.Lett., 1966, 21, No.4, p.376-378.
4. Карасик В.Р., Васильев Н.Г., Высоцкий В.С. ЖЭТФ, 1972, 65, № 5, с.1818-1826.
5. Kwasnitza K., Rupp G. Phys.Lett., 1966, 21, No. 4, p.376-378.
6. Hake R.R. Physica, 1971, 55, p.311-316.
7. Миненко Е.В., Кулик И.О. Физика низких температур, 1979, 5, № 11, с.1237-1275.
8. Василев П.Г., Гончаров И.Н. ОИЛИ, Р8-81-613, Дубна, 1981.
9. Волоцкая В.Г., Фогель Н.Я. ЖЭТФ, 1970, 58, вып.2, с.387-393.
10. Trefny J.U. J.Low Temp.Phys., 1977, 26, 3/4, p.545-554.
11. Гончаров И.Н., Хухарева И.С. ЖЭТФ, 1972, 62, вып.2, с.627-638.

Рукопись поступила в издательский отдел  
6 января 1983 года.

### НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

ДЗ-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
ДЗ,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Василев П.Г., Гончаров И.Н. 8-83-6

Исследование поверхностной сверхпроводимости сплава  $Nb_{0,8}Ti_{0,2}$

Проведены систематические резистивные измерения на рекристаллизованных фольгах  $Nb_{0,8}Ti_{0,2}$  толщиной 9 мкм при различных ориентациях магнитного поля  $H$  относительно плоскости образца /ток  $\perp H$ /. Анализ вольт-амперных характеристик с длинными линейными участками указывает на существование устойчивого динамического состояния решетки поверхностных вихрей

и тот факт, что  $(\frac{dU}{dI})_{H \parallel} < (\frac{dU}{dI})_{H \perp}$  как выше, так и ниже  $H_{c2}$ ,

объясняется малыми значениями  $\frac{R_{fs}}{R_{ns}} < 0,1$  для  $H/H_{c3} \leq 0,85$ .

Подтверждено наличие в образцах сети областей с повышенным  $H_{c2}$ , которое примерно на 10% превышает верхнее критическое поле объема зерен  $H_{c2}^{grain}$ , определяемого по кривой  $R_f(H)$ . Приводятся рекомендации о способах определения  $H_{c2}$  и  $H_{c3}$ .

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Vassilev P.G., Goncharov I.N. 8-83-6

Study of the Surface Superconductivity in  $Nb_{0,8}Ti_{0,2}$  Alloy

Systematical resistive investigation of recrystallized 9  $\mu$  thick foils of  $Nb_{0,8}Ti_{0,2}$  at various orientations of the magnetic field  $H$  and the sample plane ( $I \perp H$ ) are performed. The potential-current dependences  $U(I)$ , the mean feature of which is the pronounced long linear part, are analyzed on the existence of stable dynamical state of the lattice of titled

vertices. In such a case the experimental fact  $(\frac{dU}{dI})_{H \parallel} < (\frac{dU}{dI})_{H \perp}$

may be explained by the observed small values of the ratio

$\frac{R_{fs}}{R_{ns}} (< 0,1 \text{ at } H/H_{c3} \leq 0,85)$ . A presence of regions with  $H_{c2}$

approximately 10% higher than  $H_{c2}^{grain}$ , (corresponding to the volume of the grains and determinable by  $R_f(H)$  dependence) is confirmed.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.