

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



12/IV-76

P8 - 9376

Б-827

1351/2-76

С.Борка, И.Н.Гончаров, Д.Фричевски, И.С.Хухарева

О ПИК-ЭФФЕКТЕ

В СВЕРХПРОВОДНИКАХ ВТОРОГО РОДА

1975

P8 - 9376

С.Борка, И.Н.Гончаров, Д.Фричевски, И.С.Хухарева

О ПИК-ЭФЕКТЕ

В СВЕРХПРОВОДНИКАХ ВТОРОГО РОДА

Направлено в журнал "Физика низких температур"

При изменении критического тока в сверхпроводниках второго рода иногда наблюдается пик-эффект, т.е. рост критического тока с увеличением магнитного поля или температуры. Классификация и обзор экспериментальных данных по этому вопросу содержатся в ^{/1,2/}. Особенно интересными являются максимумы вблизи $H_{c2}(T)$, которые, по-видимому, не имеют сильной связи с конкретной микроструктурой материала, в том смысле, что при слабом объемном пиннинге появление или исчезновение максимума не коррелирует с изменением микроструктуры. Чаще всего такого типа пик-эффект наблюдается на холоднодеформированных образцах с последующим кратковременным отжигом или без него, а иногда даже на образцах, подвергнутых рекристаллизации ^{/3/}.

Опубликованные в литературе экспериментальные результаты не противоречат предположению Пилларда ^{/4/} о важности изменения упругих свойств вихревой решетки вблизи H_{c2} как о возможной причине пика, который обычно сопровождается некоторыми особенностями. Одной из основных особенностей является сильное изменение формы вольт-амперных характеристик /ВАХ/ и возникновение на них гистерезиса, вследствие чего появляется неопределенность в значении критического тока. Эти факторы могут привести к исчезновению критического тока в районе пика при повышении чувствительности измерений или видоизменениям формы максимума ^{/5-7/}. Поэтому особое значение приобретают измерения в этом районе динамического критического тока, полученного экстраполяцией линейного участка ВАХ к нулевому напряжению ^{/8-10/}. Обнаружение пика в зависимости динамического критического тока от магнитного поля ука-

зывает на то, что пик-эффект не является следствием произвольности выбора порогового значения напряжения при определении критического тока, а возникает благодаря таким изменениям свойств вихревой решетки, которые сохраняются при ее равномерном движении.

Ниже, на основе измерений вольт-амперных характеристик в области пик-эффекта, проведенных на большом количестве образцов, которые подверглись различной термообработке, делается попытка систематизировать особенности ВАХ и поведения пика, а также установить причины эффекта.

1. Техника измерений

Измерения были проведены на ленточных образцах сплава Nb-Zr с большим содержанием циркония, отличавшихся, как видно из таблицы, друг от друга как по составу, так и по микроструктуре, которая исследовалась методом трансмиссионной электронной микроскопии*. Было исследовано по несколько образцов каждой серии, часть из которых отличалась различной толщиной. Последняя менялась путем сошкурирования с последующим химическим травлением.

Использовались образцы двух различных форм, показанных на рис. 1. В обоих случаях концы образца были зажаты между медными блоками, обеспечивающими механическое крепление и подвод тока. В случае "а" потенциальные контакты осуществлялись с помощью острых медных ножей, концы которых находились в одной плоскости с нижней частью токоподводящих блоков. В случае "б" образец опирался на подложку в области поперечных выступов, к которым подводились пружинные точечные потенциальные контакты. Для закрепления на такой контакт кратковременно подавалось высокое напряжение ~ 250 В/, а затем он фиксировался каплей клея.

* Авторы признательны В.С.Титову, выполнившему эти исследования.

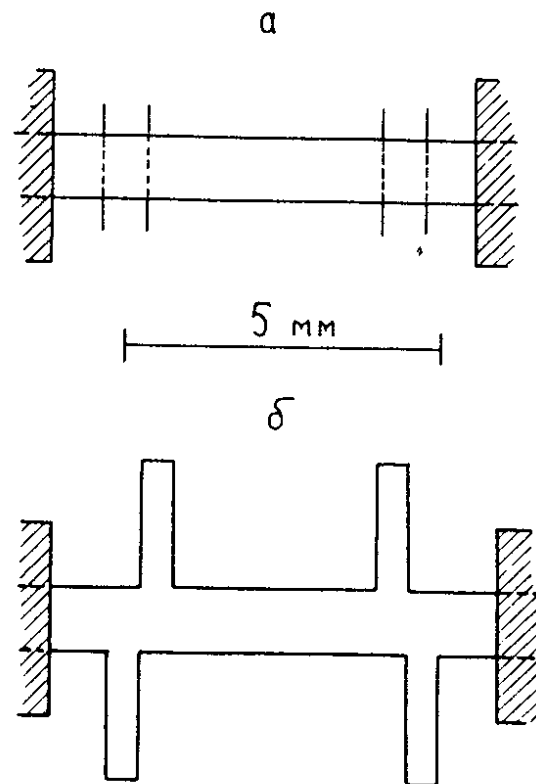


Рис. 1. Форма и размеры образцов.

Ленточный образец помещался между ферромагнитными концентраторами поля так, чтобы его плоскость была перпендикулярна магнитному полю. Измеряемый участок находился в центре объема с неоднородностью по полю $< 1\%$. Магнитное поле создавалось сверхпроводящим соленоидом и измерялось с помощью датчика Холла, прикрепленного непосредственно под измеряемой частью образца.

Для получения температуры выше 4,2 К использовалась система перевернутого вакуумного стакана, внутри которого расположен медный экран с нагревателем, намотанным бифилярно. Ток нагревателя задавался регулятором, позволяющим поддерживать температуру по-

стоянной с точностью до $0,01$ К. Измерения температуры осуществлялись термометром сопротивления фирмы Аллен-Бредли. Другой термометр, расположенный вблизи нагревателя, служил опорным элементом регулятора температуры. Для измерений при $T \leq 4,2$ К вакуумный кожух можно было сдвигать вверх, не вынимая прибора из криостата. Тем самым было обеспечено измерение образца с фиксированными потенциальными контактами в широком интервале температур.

Запись вольт-амперной характеристики образца производилась при постоянной температуре и магнитном поле с помощью двухкоординатного самописца. Максимальные чувствительности записи по оси X и Y соответственно равнялись $0,1$ мА/см и $0,1$ мкВ/см. Образец питался током через транзисторный регулятор, управляемый электронным интегратором. При измерениях было установлено, что выбранная скорость изменения тока $/1 \div 50$ мА/с/ не влияет на форму ВАХ.

Определение фундаментальных величин, характеризующих исследованные образцы, будет описано в другом месте; здесь мы остановимся только на определении верхнего критического поля (H_{c2}), играющего важную роль при обсуждении пик-эффекта. Как будет видно, в случае сверхпроводников с пиком на кривой критического тока эта величина оказывается несколько условной. Мы использовали в качестве значения H_{c2} магнитное поле, при котором объемная сила пиннинга стремится к нулю. Экспериментально это значение для ленточных образцов в поперечном поле в пределах ошибки совпадает со значением H_c , которое получается экстраполяцией к нулю линейной части кривой $R(H)$, снятой при достаточно малом постоянном измерительном токе.

При определении статического критического тока (I_c) в качестве порогового напряжения выбирались обычно значения $100, 10, 1$ мкВ, хотя некоторые измерения делались с более высокой чувствительностью. Динамический критический ток (I_d) определялся /в тех случаях, когда это было возможно/ путем графической экстраполяции к нулевому напряжению линейного участка ВАХ. Специфика определения I_c и I_d требовала при прочих равных условиях повторных записей ВАХ на разных

чувствительностях по напряжению. Почти во всех случаях зависимости критического тока от магнитного поля при фиксированных температурах снимались в одной серии эксперимента при уменьшении магнитного поля от значения, большего $H_{c2}(T)$. Хотя исследованным образцам был присущ гистерезис ВАХ^{/7/}, в данной работе приводятся результаты, относящиеся, как правило, к повторным /т.е. уже обратимым/ кривым.

2. Экспериментальные результаты

2.1. Вольт-амперные характеристики

На рис. 2 показаны несколько ВАХ вблизи пика, полученных на рекристаллизованном образце №800 при $T = 2$ К. Заметное изменение формы ВАХ, сопровождающееся появлением пика критического тока, наблюдалось

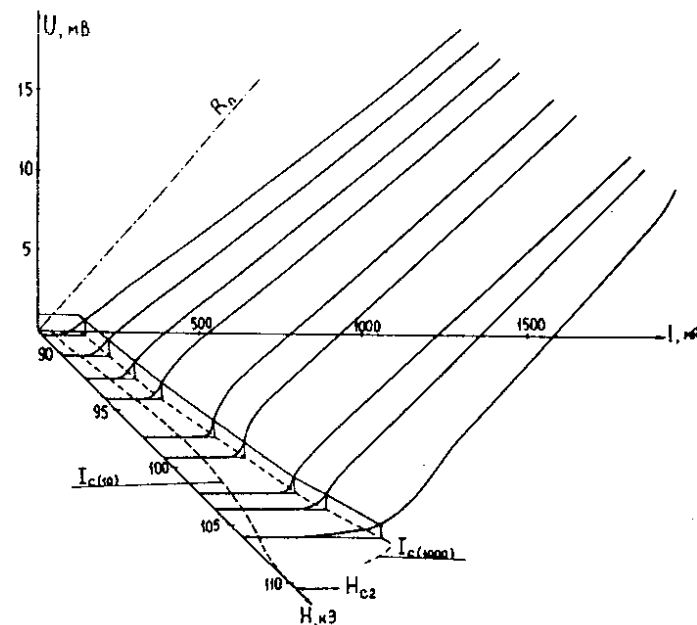


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики в области пик-эффекта при $T = 2$ К /образец 800/.

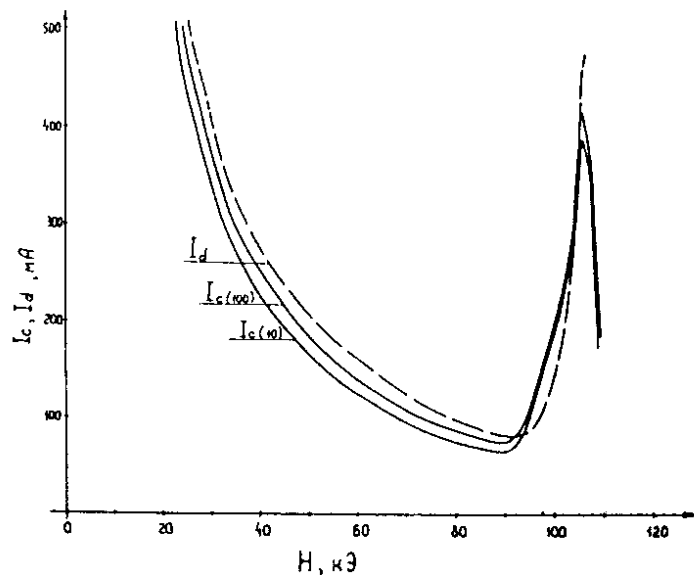


Рис. 3. Зависимость динамического и статического критических токов от магнитного поля при $T = 2,06 \text{ K}$ /рекристаллизованный образец 811/.

у всех измерявшихся нами образцов. Участок ВАХ с отрицательной кривизной был обнаружен также в ряде работ /5,11/ и, по-видимому, является характерным признаком пик-эффекта данного типа. В этом случае вид кривых не изменялся при уменьшении тока от какого-нибудь значения на линейном участке ВАХ в отличие от гистерезисного эффекта /5,7/. Следует сказать, что ВАХ вблизи пика не всегда имели длинный линейный участок, хотя в области средних полей он доходил до $\approx 10 I_d$ /12,13/.

2.2. Зависимость от магнитного поля

На основе снятых ВАХ можно определить зависимость критических токов $I_{c(U)}$ и I_d от магнитного поля /U - значение порогового напряжения в микровольтах/. На рис. 3 и 4 приведены критические токи во всем

измеренном интервале магнитного поля для рекристаллизованного и холоднодеформированного образцов. Часто удобнее использовать объемную плотность силы пиннинга, которая рассчитывалась по формуле

$$F_d = j_d \cdot H \quad \text{или} \quad F_c = j_c \cdot H, \quad /1/$$

где j_d , j_c - соответствующие плотности критического тока, H - внешнее магнитное поле.

На рис. 5 показаны зависимости плотности силы пиннинга от приведенного значения магнитного поля $h = H/H_{c2}(T)$ для разных образцов.

В случае холоднодеформированных образцов /№710, 810/ при низких температурах пики расположены практически при одном и том же $h_{\text{peak}} \approx 0,85$ сравнительно далеко от $H_{c2}(T)$. Однако для образца №710 пик значительно менее выражен, чем для других образцов, по-видимому, из-за того, что в средних магнитных полях j_c этого

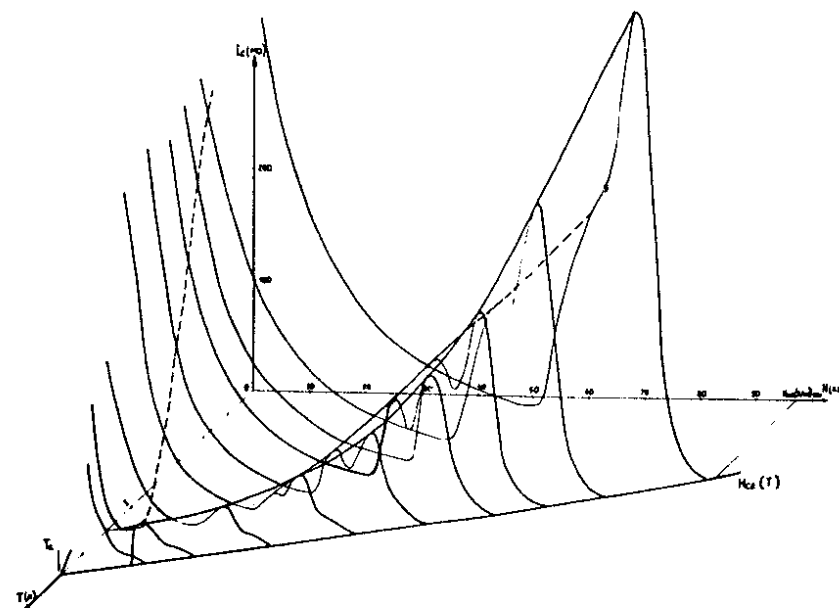


Рис. 4. $I_{c(10)}(H)$ при различных температурах /холоднодеформированный образец 810/.

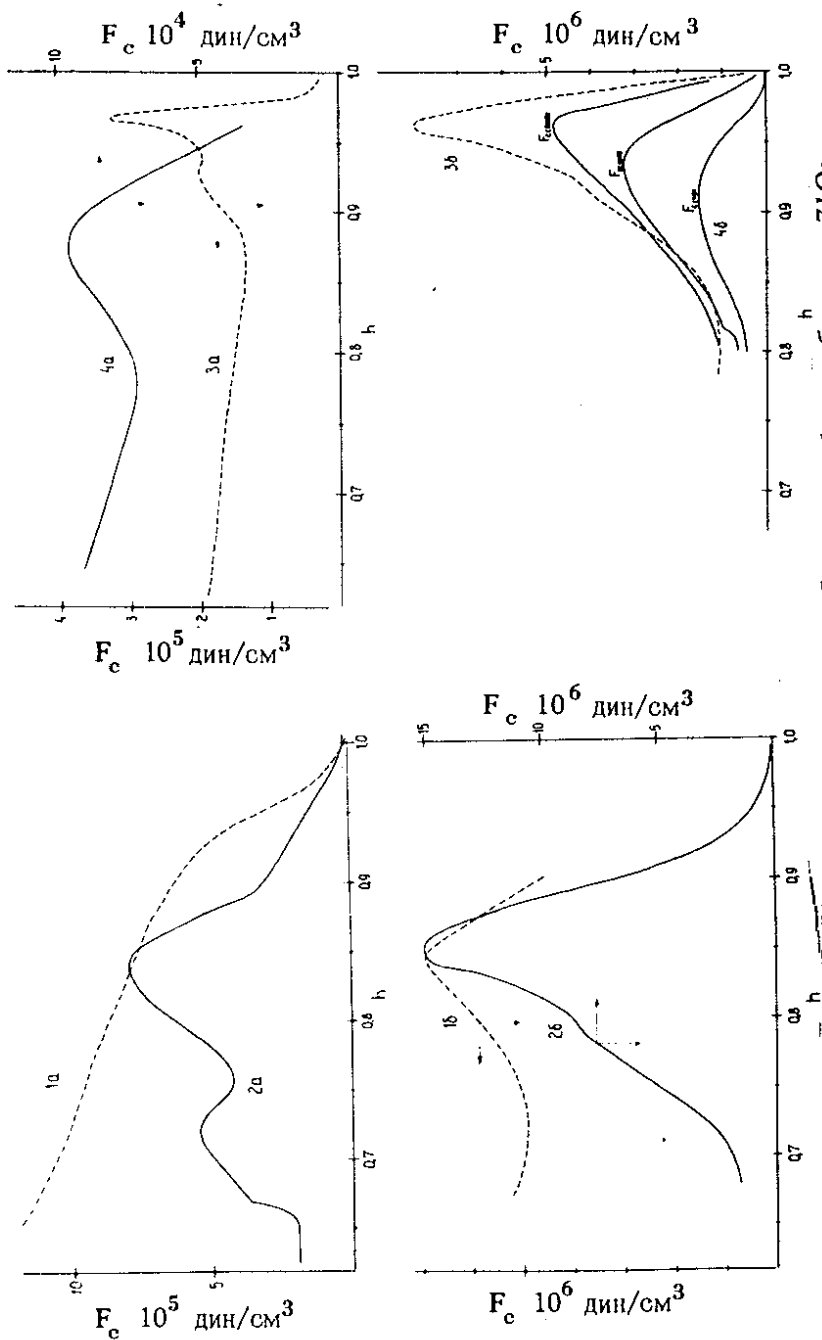


Рис. 5. Зависимость $j_c(h)$ для различных образцов: 1 - образец 710; 2 - образец 810; 3 - образец 811; 4 - образец 800. Индексом "а" обозначены кривые при $t \approx 0,7$, а индексом "б" - при $t \approx 0,25$.

образца намного выше. Для системы сплавов Nb-Zr такое поведение является характерным: при той же степени холодной деформации j_c тем ниже, чем больше содержание циркония. Трансформация формы пиков с повышением температуры будет рассмотрена ниже.

У всех рекристаллизованных образцов, независимо от состава, при $T \approx 2$ К пики расположены значительно ближе к $H_{c2}(T) / h_{peak c} > 0,92/$. На образцах № 800, 811 в сверхтекучем гелии нам удалось получить зависимость динамического критического тока от поля вплоть до пика *. Как видно из рис. 6, положение и форма пиков $F_d(h)$ практически одинаковы в обоих случаях.

2.3. Изменения с температурой

При повышении температуры от ~ 2 К до $4-6$ К в случае некоторых образцов /см. рис. 4/ выявилась отчетливая тенденция к появлению двух пиков на $j_c(H)$, положение и высота которых по-разному зависят от температуры **. По мере приближения к критической температуре обычно сначала перестает быть заметным один из двух пиков, а затем исчезает и другой /остаются лишь некоторые особенности на зависимости $j_c(H)$ /. С другой стороны, в случае образцов с явно выраженным при $t \approx 0,5$ двойным пиком /например, № 810 и 811/ при низких температурах доминирует верхний пик, а нижний проявляется только в виде искажения его формы на подъеме. В этих случаях выявить нижний пик иногда удается при построении зависимости I_c/I_d , как это сделано для образца № 811 на рис. 6.

* Хотя протяженность линейного участка ВАХ по мере приближения к пику I_d уменьшается, можно уверенно говорить о динамическом критическом токе, поскольку определяемая по наклону линейного участка ВАХ величина ρ_f изменяется с полем по обычному закону.

** Еще раньше /7/ такой двойной пик наблюдался при $T = 4,2$ К на образцах серии 800 при выборе определенных пороговых значений напряжения.

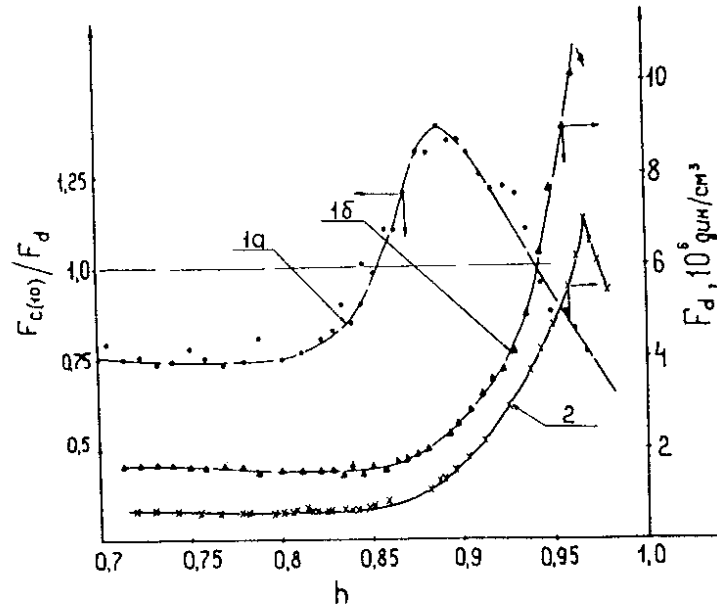


Рис. 6. Зависимость $F_d(h)$ и $F_{c(10)}/F_d$ для рекристаллизованных образцов: 1 - образец 811; 2 - образец 800.

Изменение с температурой положения нижних и верхних пиков относительно $H_{c2}(T)$ для разных образцов показано на рис. 7. Как правило, при $T \rightarrow T_c$ наблюдается уменьшение приведенного поля, соответствующего положению пиков.

Отметим, что во всех случаях, когда нижний пик хорошо выражен, форма его на подъеме зависит от предыстории /т.е. от величины и направления изменения магнитного поля/. Систематическое изучение показало, что при измерениях в возрастающем поле подъем $I_c(H)$ более резкий, чем в уменьшающемся. С ростом T даже в уменьшающемся поле наблюдались практически скачкообразные изменения критического тока с левой стороны пика /см. рис. 5, кривая 2а/. Разумеется, такая зависимость от предыстории возникла из-за того, что в этой области магнитных полей оказа-

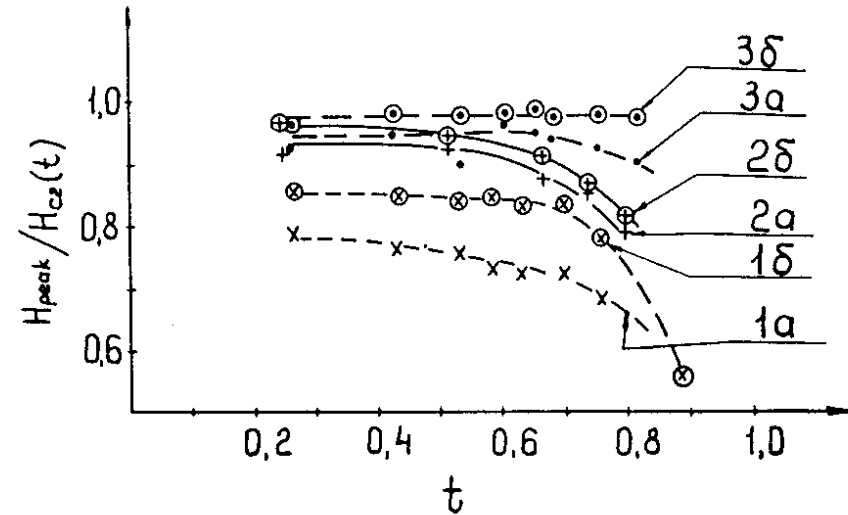


Рис. 7. Температурная зависимость относительного положения пиков: нижнего /кривые отмечены индексом "а"/ и верхнего /"б"/. 1 - образец 810; 2 - образец 800; 3 - образец 811.

лось невозможным получить сколько-нибудь протяженную /и, следовательно, обратимую /7/ / вольт-амперную характеристику.

3. Обсуждение результатов

Рассмотрим прежде всего образцы, у которых при средних значениях приведенной температуры наблюдаются выраженные два пика на кривых зависимости $I_c(H)$, чтобы выявить особенности, характеризующие каждый из пиков. Это позволит в случаях, когда явно выражен лишь один, относить его к тому или другому типу.

Наиболее показательным различием поведения двух пиков является температурная зависимости пиковых значений силы пиннинга. Если, как принято, на основе закона соответственных состояний выразить F_c через степенную функцию $H_{c2}(T)$, т.е.

$$F_c \sim [H_{c2}(T)]^n \quad \text{при} \quad h = \text{const}, \quad /2/$$

то из рис. 8 получим для нижнего пика $n \approx 3,4 \div 3,5$, а для верхнего $n' \approx 4,5 \div 4,7$ *. Последние значения много больше тех, которые обычно получают для силы пиннинга в средних магнитных полях ($n=2 \div 3$). Нижний пик, очевидно, относится к статическому состоянию, когда вихревая

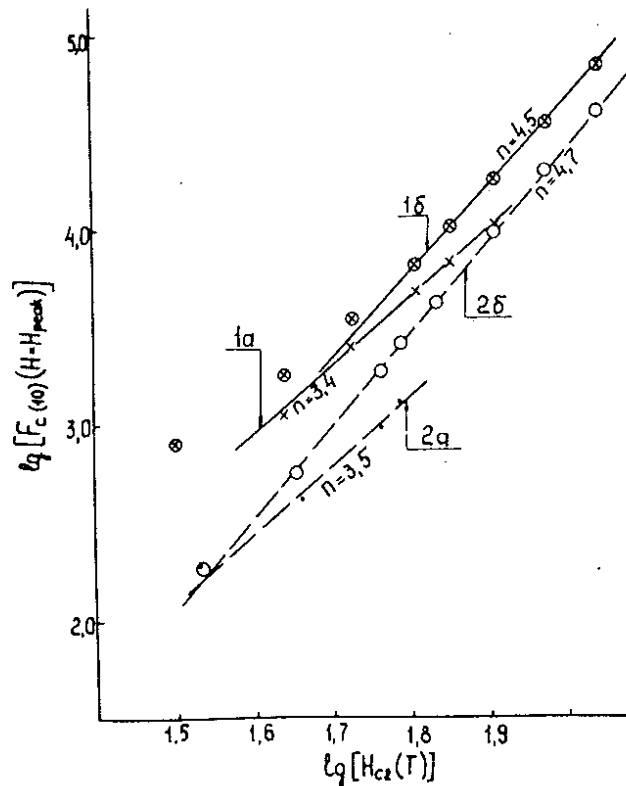


Рис. 8. Значения $F_{c(10)}$ в пике как функция $H_{c2}(T)$. 1 - образец 810; 2 - образец 811. Кривые 'а' относятся к нижнему пика, остальные - к верхнему, n - показатель степенной функции /см. текст/.

* Эти значения получены в той области температур, где величину $h_{peak}(T)$ еще можно считать практически постоянной /см. рис. 7/.

решетка находится на пороге неподвижности, т.е. под влиянием сил пиннинга и Лоренца она уже сильно деформирована, но в целом еще находится в покое. Это состояние соответствует критическому и дает информацию о силе взаимодействия вихрей с неоднородностями кристаллической решетки и жесткости вихревой структуры.

Верхний пик критического тока, который расположен в непосредственной близости к H_{c2} и при выборе определенных пределов порогового напряжения почти совпадает с пиком динамического критического тока, по-видимому, связан с динамическим состоянием вихревой решетки. По предположению, в этом состоянии она в целом движется с равномерной скоростью, хотя среднеквадратичные отклонения отличаются от нуля. К сожалению, в настоящее время мало экспериментальных данных о структуре вихревой решетки в динамическом состоянии /17/, но можно полагать, что при достаточно больших /по сравнению с I_d / токах она близка к равновесной, не возмущенной силой пиннинга. Итак, при вводе тока вихревая структура вначале оказывается в состоянии с определяющим влиянием пиннинг-центров, из которого с ростом тока она переходит в состояние, где сила пиннинга становится только небольшим возмущением. До тех пор, пока эти состояния не сильно отличаются друг от друга /т.е. в статическом случае решетка вихрей не слишком сильно искажена по сравнению с беспиннинговым материалом/ можно ожидать примерно одинаковой зависимости I_c и I_d от температуры и магнитного поля. С другой стороны, известно, что вблизи H_{c2} жесткость вихревой решетки уменьшается /18/ и под влиянием пиннинг-центров может образоваться сильнодеформированная структура, ведущая к синхронному отрыву и движению вихрей при малых скоростях, а в переходной области скоростей структура решетки может меняться /наблюдается все большая степень регулярности/. Синхронизация должна отражаться на ВАХ резким ростом напряжения в зависимости от тока /19/.

Мы полагаем, что нижний пик в нашем случае связан с возрастающей степенью синхронизации при $H \rightarrow H_{c2}(T)$. Такое представление подтверждается тем /см.

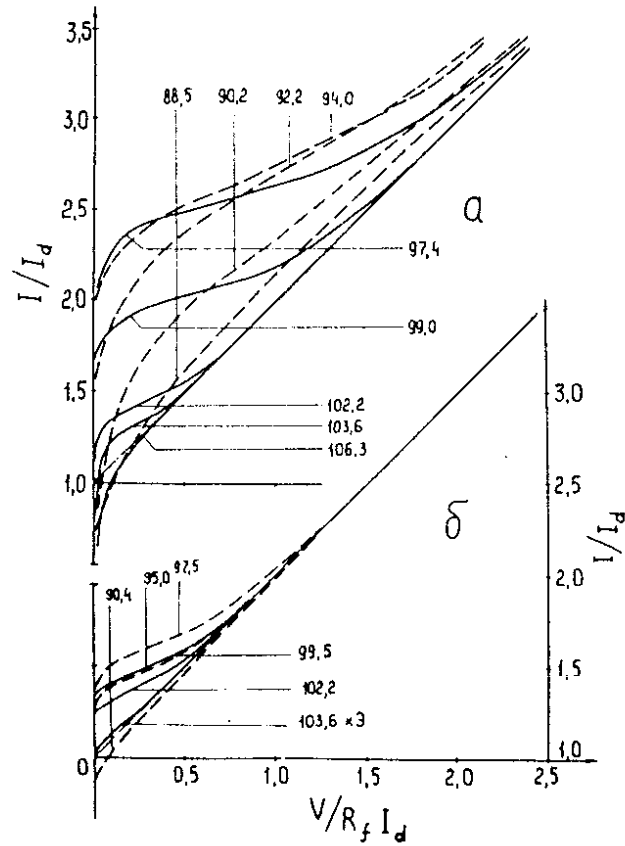


Рис. 9. Вольт-амперные характеристики рекристаллизованных образцов в области пика при $T=2\text{ K}$ в приведенных единицах: а - для образца 800 /нижний пик при $H \sim 98\text{ кЭ/}$; б - для образца 811 /нижний пик при $H \sim 97,5\text{ кЭ/}$.

рис. 2/, что возрастание $I_c(H)$ сопровождается появлением характерных выгибов в нижней части ВАХ / с чем, собственно, и связан рост $I_c /$ с последующим резким увеличением напряжения и выходом на линейную зависимость. На рис. 9 показаны ВАХ двух различных рекристаллизованных образцов в области пика $I_c(H)$ при $T=2\text{ K}$ в приведенных единицах. Такое представление вольт-амперных характеристик было впервые предложе-

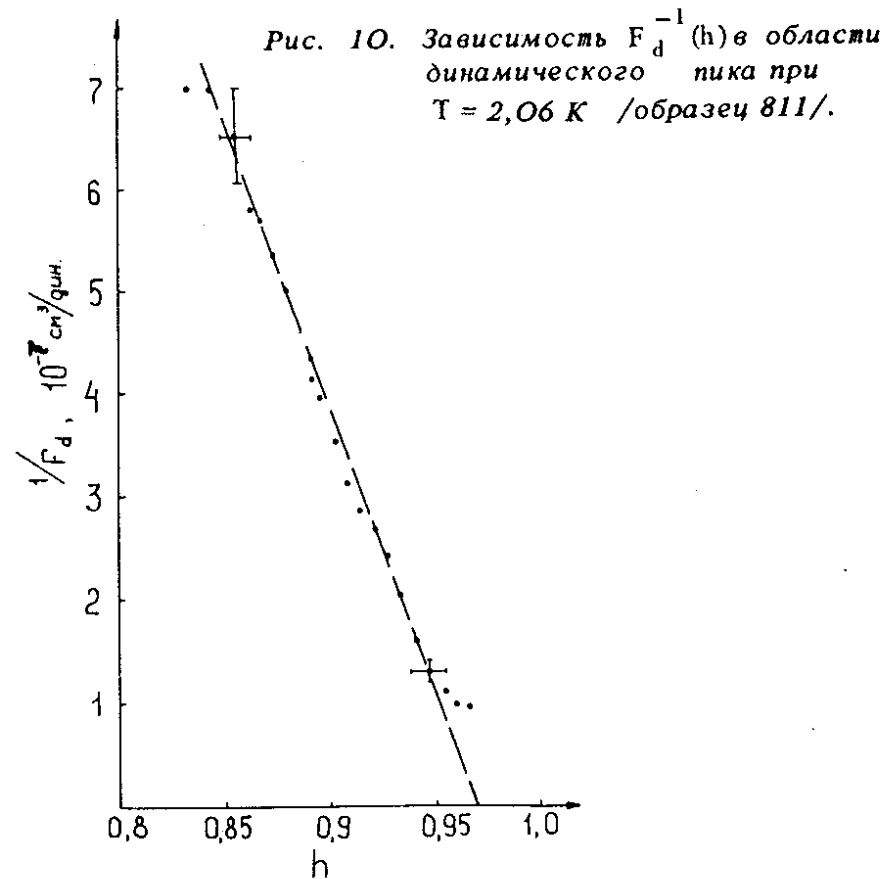
Таблица
Характеристики исследованных образцов

Образец	Содержание Zr (ат. %)	Обработка	Микроструктура	Размер (мм) и форма измер. участка (см. рис. 1)	T_c (K)	Макс. (экстрем.) I_c (кЭ)	J_c (а) при $T=4,2\text{ K}$ и $H_c=0,5$ (А/см ²)
800	80	Холодная деформация (катка) от 6 мм до 0,1 мм рекристаллизация (1000°C, 1 час) и закалка в воду	Внутри крупных зерен матрицы содержатся частицы ω -фаз с размерами $\sim 300\text{ \AA}$ (небольшое количество)	3,5x1x0,03 "а"	8,1	115 \pm 5	80
810	80,5	Холодная деформация (катка) от 5 мм до 0,05 мм	Дислокационная структура. Выделены крупные фазы не обнаружено	4,35x1x0,06 "а"	7,88	120 \pm 5	148
811	80,5	Холодная деформация (катка) от 5 мм до 0,05 мм, рекристаллизация (800°C, 1 час) и закалка в воду	Внутри крупных зерен матрицы содержатся частицы ω -фаз с размерами $\sim 80\text{ \AA}$ x 250 \AA (умеренное количество)	4,15x1x0,08 "б"	7,96	118 \pm 5	158
710	76,4	Холодная деформация (прокатка) от 5 мм до 0,05 мм	Дислокационная структура. Выделены другие фазы не обнаружено	3,5x1x0,03 "а"	9,1	130 \pm 10	916

но в работе /20/ и теоретически обсуждено в /21/ где для общего случая получено выражение $j(E) = j_d f(E/\rho_f \cdot j_d) / E$ - электрическое поле/. Обычно используемое в настоящей работе значение порогового напряжения $10 \text{ мкВ} / E \sim 2 \div 5 \cdot 10^{-5} \text{ В/см}$ в приведенных единицах оказывается меньше $0,01$. Из рис. 2 и 9 легко видеть, что если в качестве порогового брать все более высокий уровень напряжения, то полученные кривые $I_c(H)$ будут все меньше отражать влияние синхронизации, а их вид будет приближаться к виду $I_d(H)$ /см. рис. 5 и 6/. Таким образом, нижний пик при достаточно малых порогах всецело определяется статическим взаимодействием сильно искаженной вихревой решетки с системой пиннинг-центров.

Что касается верхнего пика, то практическое совпадение положения и температурной зависимости пиковых значений силы пиннинга для него ($n \sim 4,6$) и для F_d ($n = 4,9 / 10$) указывает на то, что они имеют, скорее всего, одну и ту же природу. Одним из возможных объяснений появления пика $j_d(H)$ может быть следующее. Вблизи $H_{c2}(T)$ увеличивается число эффективно работающих центров пиннинга, но это увеличение происходит по-разному при низких температурах и при $t \rightarrow 1$. Например, в рамках работ Ларкина и Овчинникова /21,22/, рассмотревших пиннинг на неоднородностях эффективного взаимодействия и длины свободного пробега электронов, можно получить различную температурную зависимость для j_d . Действительно, если предположить, что при $t \rightarrow 1$ определяющим является пиннинг на неоднородностях эффективного взаимодействия электронов, а с понижением температуры очень быстро начинает доминировать пиннинг на неоднородностях длины свободного пробега, то в выражении для корреляционной функции при низких температурах появится дополнительный член, пропорциональный $(1-t)^2$, что приведет к более сильной температурной зависимости j_d . В случае сверхпроводников с очень малой длиной свободного пробега кажется вполне возможным предположить наличие такого механизма.

Как видно из рис. 10, зависимость динамического критического тока от магнитного поля на подъеме к пику хорошо описывается формулой: $F_d \sim (1-h_d)^{-1}$, где $h_d = H/H_d$,



H_d - поле, соответствующее максимуму I_d при данной температуре. Известно, что вблизи $H_{c2}(T)$ модуль упругости вихревой решетки $C_{66} \sim (1-h)^2 / 219^2$. Следовательно, для объяснения полученной зависимости I_d от магнитного поля необходимо предположить, что $I_d \sim 1/\sqrt{C_{66}}$, принимая H_d за верхнее критическое поле.

4. Заключение

На основании проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

1. В некоторых случаях, когда позволяют экспериментальные условия /отсутствует заметный нагрев образца/, удается наблюдать пик в зависимости $I_d(H)$ в непосредственной близости к $H_{c2}(T)$. Этот пик характеризуется очень сильной зависимостью от температуры, что позволяет предположить, например, важность вклада неоднородностей длины свободного пробега. Пик в $I_d(H)$ может проявляться и в зависимости $I_c(H)$, если пороговое напряжение не выбрано слишком малым.

2. Пик, возникающий в зависимости $I_c(H)$, который ни по своему месту по полю, ни по температурной зависимости не совпадает с динамическим пиком, возможно, связан с увеличением степени синхронизации при $H \rightarrow H_{c2}(T)$. Этот пик характеризуется наличием особенности /выгиб/ в нижней части ВАХ, которая затем переходит в обычную линейную зависимость $U(I)$. Относительное положение этого пика ($h_{peak}(T)$) смещается в сторону низких магнитных полей при росте температуры. В самом пике, как правило, еще отсутствует заметный рост динамического критического тока.

Авторам приятно выразить признательность за плодотворные дискуссии А.Кемпбеллу, П.Мелвиллу, Ю.Н.Овчинникову, В.В.Шмидту.

Литература

1. A.M.Campbell, J.E.Evetts. *Adv. Phys.*, 21, 199 (1972).
/Критические токи в сверхпроводниках, "Мир", Москва, 1975/.
2. E.J.Kramer. *Proc. of the International Discussion Meeting on Flux Pinning in Superconductors. 23-27 September 1974. Ed. P.Haasen and H.C.Freyhardt*, p. 240.
3. I.Williams, J.A.Catterall. *Brit. J. Appl. Phys.*, 17, 505 (1966).
4. A.V.Pippard. *Phil. Mag.*, 19, 220 (1969).

5. H.Steringart, A.G.Putz, E.J.Kramer. *J. Appl. Phys.*, 44, 5580 (1973).
6. K.E.Osborne, A.C.Rose-Innes. *Phil. Mag.*, 27, 683 (1973); C.C.Chang, J.B.McKinnon. *Phys.Lett.*, A27, 414 (1968).
7. И.Н.Гончаров, И.С.Хухарева. *ЖЭТФ*, 62, 627 /1972/.
8. R.P.Huebener, R.T.Kampwirth, A.Seher. *J.Low Temp. Phys.*, 2, 113 (1970).
9. Л.Я.Винников, О.В.Жариков. *ФТТ*, 16, 3149 /1974/.
10. G.Fricsouszky, I.N.Goncharov, I.S.Khukhareva. *Proc. of LT 14, Finland, 1975 (Ed. M.Krusius and M.Vuorio; North Holland/Elsevier)*, vol. 2, p. 353.
11. B.D.Lauterwasser, E.J.Kramer. *Phys.Lett.*, 53A, 410 (1975).
12. И.Н.Гончаров, Г.Л.Дорофеев, Л.В.Петрова, И.С.Хухарева. *Препринт ОИЯИ, Р8-6260, Дубна, 1972.*
13. И.Н.Гончаров, Г.Л.Дорофеев, А.Никитиу, Л.В.Петрова, Д.Фричевски, И.С.Хухарева. *Препринт ОИЯИ, 8-8015, Дубна, 1974; ЖЭТФ, 67, 2235 /1974/.*
14. E.J.Kramer. *J. Appl. Phys.*, 44, 1360 (1973).
15. W.De Sorbo. *Phys.Rev.*, 134A, 1119 (1966).
16. B.Slettenmark, H.I.Astrom. *J. Appl. Phys.*, 40, 3985 (1969).
17. Y.Simon, P.Thorel. *Phys.Lett.*, 35A, 450 (1971).
18. N.Kartascheff. *J.Low Temp. Phys.*, 21, 203 (1975).
19. J.E.Evetts, J.R.Appleyard. *Proc. of the International Discussion Meeting on Flux Pinning in Superconductors, 23-27 September, 1974., Ed. P.Haasen and H.C.Freyhardt*, p. 69.
20. D.E.Farrel, I.Dinewitz, B.S.Chandrasekhar. *Phys. Rev.Lett.*, 16, 91 (1966).
21. А.И.Ларкин, Ю.Н.Овчинников. *ЖЭТФ*, 65, 1704 /1973/.
22. А.И.Ларкин, Ю.Н.Овчинников. *ЖЭТФ*, 61, 1221 /1971/.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 декабря 1975 года.