

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P8-85-829

П.Г.Василев, И.Н.Гончаров, Л.В.Петрова,
Е.П.Романов,¹ Ю.Н.Сокурский,² В.И.Чуев,³ В.Н.Шишов²

ГЕЛИЕВАЯ ПОРИСТОСТЬ В СПЛАВЕ $\text{Nb}_{0,8}\text{Ti}_{0,2}$ И ЕГО СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ СВОЙСТВА

Направлено в журнал "Физика металлов и метал-
ловедение" и на IV Всесоюзный семинар по
радиационным эффектам в сверхпроводниках,
Свердловск, 1985 г.

¹ Институт физики металлов УНЦ АН СССР, Свердловск

² Всесоюзный научно-исследовательский институт
неорганических материалов, Москва

³ Институт атомной энергии, Москва

1985

ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на большое количество работ, посвященных воздействию ядерных излучений на различные материалы, актуальность этой проблемы остается высокой, в частности, из-за использования этих результатов при проектировании термоядерных реакторов, ускорителей и других физических установок. Немаловажным является изучение изменений сверхпроводящих свойств^{/1/}. В последние годы появились работы, в которых исследовалось влияние на эти свойства имплантации ионов гелия, а в некоторых случаях и последующего отжига нисобия^{/2-4/} и его сплавов с титаном^{/5-8/}. Из них сплав NT-50 имеет наибольшее значение верхнего критического магнитного поля, что затрудняет проведение измерений во всем диапазоне магнитных полей^{/8/}, в то время как сплав $Nb_{0,8}Ti_{0,2}$ занимает промежуточное положение. Однако облучение образцов из $Nb_{0,97}Ti_{0,2}$ и $Nb_{0,8}Ti_{0,2}$ в работах^{/5-7/} проводилось в атмосфере воздуха альфа-частицами с начальной энергией 29 Мэв, вследствие чего послерадиационный высоковакуумный отжиг при температурах 1000-1200°C приводил не только к появлению газовых пор, но и к выпадению большого количества частиц новых фаз, что затрудняло анализ результатов.

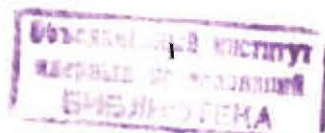
Целью настоящей работы являлось изучение влияния на свойства тонких фольг из $Nb_{0,8}Ti_{0,2}$ имплантации ионов гелия в условиях вакуума и последующего отжига при высоких температурах. В отличие от работ^{/5-7/}, где облучались только рекристаллизованные образцы, в данной работе наибольшее количество образцов было облучено в холоднотемпературном состоянии с целью получить после отжига более однородно распределенную в образце систему пор.

ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Образцы в виде ленточек толщиной 10 мкм были изготовлены следующим образом. Выплавленный в дуговой печи стержень ϕ 9 мм был прокатан до толщины 5 мм и затем отожжен при 1200°C (все отжиги, кроме оговоренных ниже, делались в безмасляном вакууме не хуже 10^{-7} Тор). После прокатки в холодную до 100 мкм фольги повторно отжигались и далее прокатывались до толщины 10 мкм. Образцы, приготовленные из этой фольги, имели исходный номер 76. Часть лент подверглась окончательному рекристаллизационному отжигу при 1280°C в течение 3 часов (образцы № 77).

Равномерное насыщение фольг размером 15×25 мм² гелием проводилось путем сканирования пучка альфа-частиц из ускорителя по указанной площади. Подробно установка для облучения подобных фольг описана в работе^{/2/}.

Концентрация внедренного гелия в фольге № 76 составляла 0,05;



0,15; 0,50; 1,00 ат.%, а в фольге № 77 - 0,50 ат.%. Из каждой фольги было вырезано по 4 образца с узкой шейкой для измерений критической плотности тока j_c , верхнего критического магнитного поля H_{c2} и критической температуры T_c . Часть образцов подвергалась высокотемпературному послерадиационному отжигу с целью создания системы газовых пор.

В данной работе приняты следующие обозначения образцов: первое число - номер исходной фольги; второе - концентрация внедренного гелия в ат.%; третье - температура отжига в °C; четвертое - время выдержки при заданной температуре в часах. Буква "С" перед третьим числом обозначает "сверхчистый" безмасляный вакуум, а "М" - специальный отжиг в другой печи в вакууме $\sim 10^{-5}$ Тор, который создавался диффузионным масляным насосом с азотной ловушкой.

В настоящей работе приводятся результаты измерения $j_c(H)$ в магнитных полях, перпендикулярных поверхности образца и току. Сила пиннинга вычислялась по критическому току, определенному либо по появлению постоянной доли нормального сопротивления $r = R/R_n$ (обычно $r = 0,01$), либо по скачку в нормальное состояние (при этом $r < 0,01$).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

МИКРОСТРУКТУРА. Исследование структуры проводили методом трансмиссионной электронной микроскопии (ТЭМ) на микроскопах EM-300 и EM-301 при ускоряющем напряжении 100 кВ.

Микроструктура образцов в исходном деформированном и рекристаллизованном состояниях показана на рис. 1а и 2а. Облучение ионами гелия не приводит к видимым изменениям структуры деформированного сплава. В рекристаллизованном образце наблюдается появление мелких дислокационных петель с высокой концентрацией.

В результате высокотемпературного отжига облученных образцов в них появляются гелиевые поры. Их размеры, $d_{пор}$, плотность $n_{пор}$ и степень однородности их распределения зависят от концентрации внедренного гелия C_{He} , режима отжига и исходного (перед облучением) состояния. На рис. 1 и 2 приведены характерные микрофотографии некоторых образцов, а в табл. I - средние размеры пор $\bar{d}_{пор}$ и их плотность во всех исследованных образцах ($\bar{d}_{пор} = \sum n_i d_i / n_{пор}$).

Отметим, что при отжиге образцов № 76 с концентрацией гелия $C_{He} \geq 0,15\%$ при температуре 1100°C процесс рекристаллизации тормозится: наблюдается сохранение мелкоячеистой последеформационной структуры.

Однородность размеров пор существенно зависит от содержания ге-

Таблица I. Средние размеры и плотность пор в исследованных образцах

Номер исх. образца	C_{He} , ат.%	$\bar{d}_{пор}/n_{пор}$ при соответствующем режиме послерадиационного отжига (°C/ч) / $d_{пор}$ в Å, $n_{пор}$ в 10^{15} см^{-3}			
		CI100/5	CI150/1	CI200/1	CI260/1
76	0,05	90/2,0	185/1,1	210/1,0	260/0,3
76	0,15	110/2,0	140/4,0	200/3,0	260/1,0
76	1,00	80/8,0	120/9,0	160/10,0	240/4,0
77	0,50	100/4,0	140/2,8	160/5,0	170/6,0
		MI100/1	MI150/1	MI200/1	-
76	0,50	100/15,0	150/3,0	230/1,0	-

лия: в образцах с более высокой C_{He} дисперсия размеров относительно меньше. Средний размер пор возрастает по мере повышения температуры отжига для всех случаев, а плотность пор изменяется в зависимости от температуры и концентрации внедренного гелия более сложным образом. Так, для $C_{He} = 0,05\%$ с повышением температуры отжига $n_{пор}$ падает за счет коагуляции пузырьков. Подобное поведение характерно также для образцов с $C_{He} = 0,50\%$, но отожженных в условиях плохого вакуума, когда наряду с порами появлялись частицы новых фаз. Для остальных образцов при повышении температуры от 1100°C сначала наблюдается некоторое увеличение плотности пор, связанное, вероятно, с образованием и ростом пузырьков из гелия, более полно выделившегося из матрицы, а при дальнейшем повышении температуры $n_{пор}$ падает, а $\bar{d}_{пор}$ растет. С ростом концентрации гелия количество центров зарождения пузырьков увеличивается и, соответственно, их плотность возрастает. Как правило, более высокой плотности пор соответствует их меньший средний размер.

Основные закономерности, описанные здесь, однако, в некоторых случаях нарушаются. В основном это связано с существованием границ зерен, образующихся при отжигах. Размер и плотность гелиевых пор на границах и в теле зерен заметно отличаются, особенно для небольшого содержания внедренного гелия, а также при повышенных температурах от-

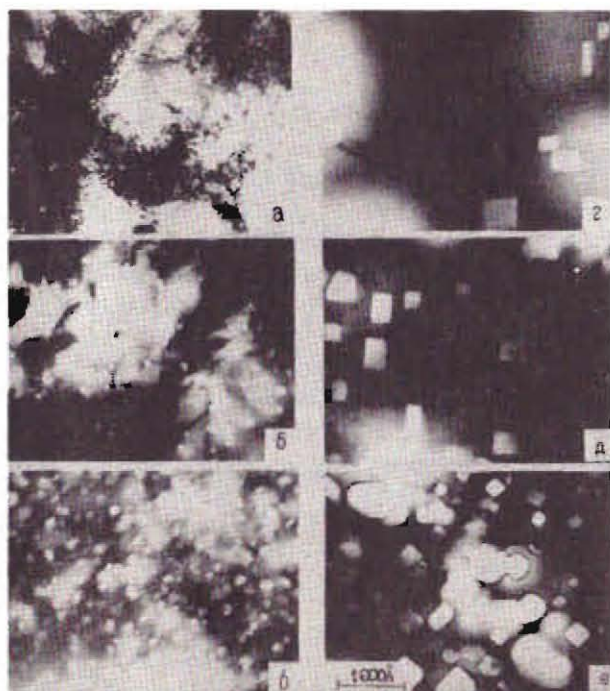


Рис. 1. Микроструктура образцов:
 а—76,
 б—76-0,15-С1100/5,
 в—76-1,00-С1100/5,
 г—76-0,05-1260/1,
 д—76-0,15-С1260/1,
 е—76-1,00-С1260/1.

жиг в случае, если облучались рекристаллизованные образцы. В холоднотекучих образцах с большим содержанием гелия этот процесс тормозится: для указанных температур границы зерен не образуются, и нет преимущественного образования крупных пузырьков на границах. Это обстоятельство является существенным при изучении пиннинга на системе газовых пор.

КРИТИЧЕСКАЯ ТЕМПЕРАТУРА И ВЕРХНЕЕ КРИТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ. Результаты измерения критической температуры приведены в табл. 2. T_C определялась резистивным методом при нескольких значениях измерительного тока, причем $R(T)/R(T_C) = 0,5$. В результате рекристаллизационного отжига T_C уменьшилась на $\sim 0,3$ К (ср. обр. 76 и 77). То же самое наблюдалось для сплавов Nb-Ti с таким же и меньшим содержанием Ti [5,7]. Насыщение гелием холоднотекучих образцов № 76 до концентрации C_{He} 0,05; 0,15 и 0,50 ат. % привело к соответствующему снижению критической температуры с 9,6 К до 9,4; 9,35 и 9,30 К, а после насыщения до 0,50 ат. % T_C рекристаллизованных образцов № 77 упала с 9,3 К до 9,11+9,14 К (два разных образца). Послерадационный от-



Рис. 2. Микроструктура образцов:
 а—77, б—77-0,50-С1100/5 и
 в—77-0,50-С1260/1.

жиг в высоковакуумной печи приводил к снижению T_C на 0,1+0,2 К у обр. № 76 и к небольшому повышению T_C у обр. № 77 (по сравнению с облученным состоянием).

Отметим, что изменения T_C , по-видимому, очень сильно зависят от условий облучения и состава. Так, при облучении на воздухе рекристаллизованных образцов из $Nb_{0,97}Ti_{0,03}$ [5] наблюдалось падение T_C (как и в настоящей работе), а при таком же облучении неподвижным расфокусированным пучком образцов из $Nb_{0,8}Ti_{0,2}$ [7], которые были обернуты молибденовой фольгой и поэтому плохо охлаждались потоком воздуха; некоторое снижение T_C имело место лишь на периферии облучаемой стопки, где $C_{He} \lesssim 0,03$ ат. % и, где нагрев был относительно небольшим.

В обзоре [9] указывается на тенденцию снижения критической температуры при насыщении ниобия инертными газами, что согласуется с нашими результатами.

В целом, наблюдавшиеся нами изменения T_C не превышают 6% и не оказывают существенного влияния при сравнении результатов измерения сил пиннинга в различных образцах.

Процедура определения верхнего критического магнитного поля H_{C2} в случае резистивных измерений образцов малой толщины в перпендикулярном к их плоскости поле не была сложной. Она состояла в определении поля, при котором имеется крутое падение кривой $\lg I_r = f(H)$, где I_r — критический ток, соответствующий $r = R(H)/R_n = 0,01$. В этом поле, естественно, исчезает объемная сила пиннинга.

На рис. 4 показаны кривые $H_{C2}(T)$ некоторых образцов. Хорошо видно, что линейная зависимость наблюдается почти до 4,2 К, т.е. до $t = T/T_C \approx 0,46$. Ввиду того, что форма кривых идентична, а T_C мало меняется можно проводить сравнения верхних критических полей раз-

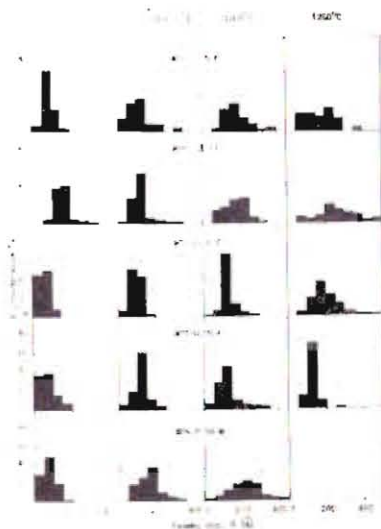


Рис. 3. Гистограммы распределения пор по размерам во всех исследованных образцах.

личных образцов при $T = 4,2$ К (см. табл. 2).

Остановимся прежде всего на изменении N_{C2} в результате облучения (при насыщении до $C_{He} = 0,50$ ат.%). В случае рекристаллизованного образца № 77 N_{C2} ($4,2$ К) = $36,8$ кЭ осталось практически неизменным, хотя исходная величина $\rho_n = 20,4$ мкОм·см возросла на $\sim 17\%$. Такое явление уже наблюдалось ранее^{17/}. У х.д. образца № 76 N_{C2} ($4,2$) = 45 кЭ снизилось до $40,6$ кЭ, хотя и в этом случае измеренное (среднее по объему образца) значение $\rho_n = 22,2$ мкОм·см поднялось на 15% . Последний результат не кажется особенно удивительным: облучение приводит к значительной перестройке дислокационной

структуры, главным образом в стенках ячеек, вследствие чего средняя длина свободного пробега электронов в этих областях может возрастать, приводя к уменьшению N_{C2} . При этом, как следует из экспериментов, этот процесс не компенсируется однородным по объему образца возрастанием ρ_n за счет радиационных дефектов.

Послерadiационный отжиг образцов в высоковакуумной печи не приводил к большим изменениям N_{C2} исходных образцов. В то же время в результате специального отжига облученных образцов в указанном выше "плохом" вакууме N_{C2} ($4,2$ К) снижалось вплоть до ~ 21 кЭ вследствие выпадения многочисленных частиц второй фазы, богатых титаном. Подобное явление, но уже в безмасляном вакууме $\sim 10^{-7}$ Тор облученных на воздухе образцов примерно того же состава, описано в работах^{15,7/} (там, кроме того, не производилось обезгаживание образцов в печи путем выдержки при температурах $\sim 900^\circ\text{C}$, как это делалось в настоящей работе). Отсюда можно заключить, что газовые примеси, проникшие в образец либо в процессе облучения, либо при отжиге в неподходящем вакууме приводят к образованию новых фаз (главным образом нитридов титана^{17/}) при температурах $1000+1200^\circ\text{C}$.

Таблица 2. Характеристики исследованных образцов

ОБРАЗЕЦ	T_C , К	$T = 4,2$ К				
		N_{C2} , кЭ	α	$\frac{d_{неф}}{S}$	Величины F_C' (в 10^6 дин/см ²) в поле h (в скобках).	$\frac{F_C \text{ расчет}}{F_C \text{ при } h=0}$
76	9,60	45,0	14,2	-	пики: 5,0(0,10) и 10(0,88)	-
76-0,50	9,30	40,6	13,6	-	пики: 4,5(0,04) и 7(0,93)	-
76-0,05-СII100/5	9,22	39,9	13,5	1,01	плато: 24(0,08+0,12); и пик: 69(0,66)	1,5
76-0,05-СII50/I	9,25	41,3	13,9	2,10	пики: 24(0,05) и 32(0,76)	2,8
76-0,05-СI200/I	9,25	41,9	14,1	2,41	купол: 70(0,50)	3
76-0,05-СI260/I	9,20	37,0	12,6	2,80	плато: 25(0,4+0,8)	2
76-0,15-СII100/5	9,15	39,5	13,6	1,22	купол: 150(0,6)	2,8
76-0,15-СII50/I	9,30	41,8	14,0	1,61	купол: 275(0,55)	2,3
76-0,15-СI200/I	9,30	42,2	14,1	2,30	купол: 185(0,45)	5
76-0,15-СI260/I	9,30	36,5	12,2	2,80	плато: 85(0,2+0,6)	3
76-1,00-СII100/5	9,25	42,4	14,3	0,92	купол: 520(0,5)	0,7
76-1,00-СII50/I	9,25	41,0	13,8	1,36	купол: 360(0,48)	2,4
76-1,00-СI200/I	9,30	46,0	15,4	1,93	купол: 590(0,43)	7
77	9,30	37,0	12,4	-	пл. купол: 16(0,50)	-
77-0,50	9,15	36,7	12,5	-	пл. купол: 9(0,45)	-
77-0,50-СII100/5	9,20	35,8	12,2	1,06	купол: 155(0,55)	1,5
77-0,50-СII50/I	9,20	35,8	12,2	1,49	купол: 350(0,50)	1,7
77-0,50-СI200/I	9,20	38,4	13,1	1,76	купол: 100(0,50)	6,5
77-МI200/I	9,25	26,5	8,9	-	пл. купол: 17(0,50)	-
76-0,50-МI150/I	9,15	21,0	7,2	1,36	небольш. пик: 41(0,82)	-
76-0,50-МI200/I	9,20	21,6	7,4	1,90	плато: 33(0,15+0,73)	-

СИЛА ПИННИНГА. Объемная плотность силы пиннинга $F_C' = k j_c H$ (где F_C' в дин/см³, j_c в А/см², H в кЭ, $k=100$) определялась во всем интервале магнитных полей вплоть до самых малых H , и, как правило, в широком диапазоне температур.

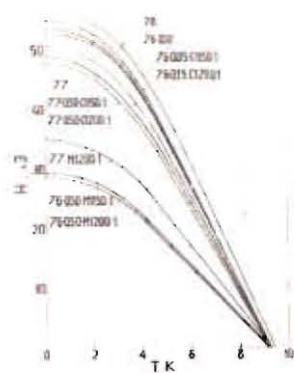


Рис.4. Зависимость от температуры верхнего критического поля H_{C2} некоторых образцов.

На рис.5 представлены результаты измерения сил пиннинга в зависимости от приведенного поля $h = H/H_{C2}(T)$ некоторых образцов при 4,2 К и 7,7 К.

Прежде всего отметим, что в результате облучения достаточно большими дозами альфа-частиц (например, для $C_{He} = 0,5$ ат.%) сила пиннинга заметно уменьшилась по сравнению с исходным состоянием. В случае х.д. образцов это видно из сравнения кривых I и 4. Наиболее естественное объяснение состоит в том, что в результате облучения в большей или меньшей степени снижаются глубина пространственной модуляции и/или градиенты изменения средней длины свободного пробега электронов, а значит и величин ρ_n и \mathcal{X} в образцах с мелкоячеистой дислокационной структурой. Это и ведет к снижению силы пиннинга, главный вклад в которую дает в этих образцах $\Delta\mathcal{X}$ -механизм. Такое объяснение подтверждается вышеуказанными изменениями ρ_n и H_{C2} этих образцов. В случае рекристаллизованных образцов (см.кр.2 на рис.5) сила пиннинга при той же дозе уменьшилась примерно в 1,7 раза при сохранении куполообразной формы кривой $F_c(H)$ с широким максимумом в средних полях. Подобные результаты были получены нами [5,7] и на других системах сплавов Nb-Ti.*

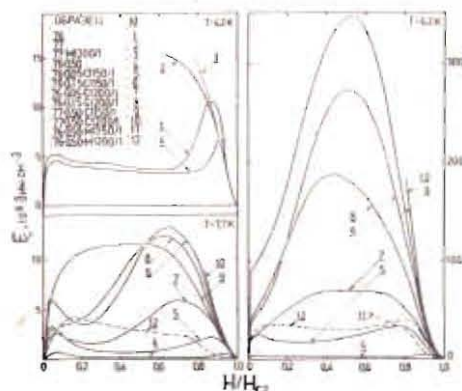


Рис.5. Зависимость от приведенного поля $h = H/H_{C2}(T)$ объемной силы пиннинга разных образцов при температурах 4,2 К и 7,7 К.

- I - обр. 76; 2 - 77;
- 3 - 77 - MI200/I;
- 4 - 76 - 0,50;
- 5 - 76-0,05-CI150/I;
- 6 - 76 - 0,15 - CI150/I;
- 7 - 76 - 0,05 - CI200/I;
- 8 - 76 - 0,15 - CI150/I;
- 9 - 77 - 0,50 - CI150/I;
- 10 - 77 - 0,50 - CI200/I;
- 11 - 76 - 0,50 - MI150/I;
- 12 - 76 - 0,50 - MI200/I.

*) В работе [7] содержится ошибка: сила пиннинга для х.д. образца № 30 должна быть уменьшена в 2 раза.

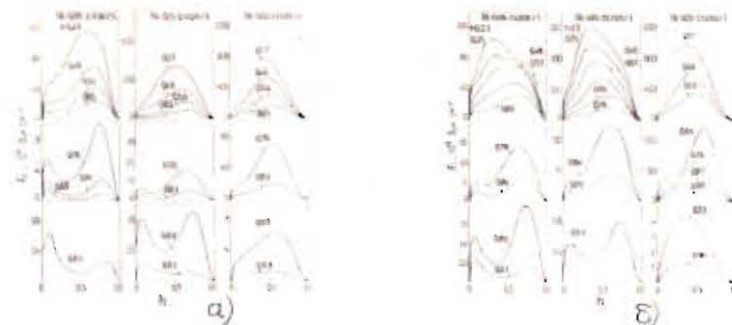


Рис.6. Зависимость от приведенного поля h (при различных значениях $t = T/T_c$) двух серий образцов с порами, образовавшимися после отжигов CI100/5(a) и CI200/1(b).

Послерadiационный отжиг при температурах 1100-1260°C, в результате которого возникают поры, приводит к значительному росту сил пиннинга (см.рис. 5 и 6). Так, например, при близкой к оптимальной температуре термообработки 1150°C и $C_{He} = 1,00$ ат.%, F_c увеличивается более, чем в 100 раз, причем достигаются величины критических токов, характерные для технических сверхпроводников.

Рассмотрение результатов измерения сил пиннинга данной серии образцов позволяет отметить следующие особенности.

Во-первых, во всех образцах, которые подверглись послерadiационному отжигу при 1100-1260°C пиннинг, обусловленный наличием пор, доминирует, так что остальными механизмами пиннинга (по крайней мере при $T \leq 4,2$ К) можно пренебречь в ходе анализа кривых $F_c(H, T)$.

Во-вторых, при достаточно большой концентрации пор кривые $F_c(h)$ имеют почти "правильный" куполообразный вид. При меньших концентрациях пор наблюдается эффект более или менее выраженного подавления купола вплоть до появления седлообразной "долины" в области средних значений h . В последнем случае слева и справа от долины (в полях h_{peak}^* и h_{peak}^{**} соответственно) имеются пики, относительная высота и положение которых зависят от температуры измерения сил пиннинга (для данного ансамбля пор). Это хорошо видно на рис.7, где приведены нормированные кривые $F_c(h) / F_c(h_{norm})$. Перестроение наших экспериментальных кривых $F_c(h)|_t$ в соответствующих координатах показало, что большинство полученных результатов в полях $h < h_{peak}^*$ и $h > h_{peak}^{**}$ лучше всего описывается функцией $h^{0,75}(1-h)^{1,5}$ с максимумом в районе $h \sim 0,33$ (см., например, рис.8 для образца 76-0,15-CI200/I). Исключением были образцы с выделениями, отожженные в "масляном" вакууме, у которых при достаточно близких к Тс темпера-

турах наблюдались заметные "провисания" правых склонов купола по сравнению с указанной функциональной зависимостью (см. рис. 8, внизу). Такое явление наблюдалось и ранее (например, в случае сплавов Nb-Zr с выделениями α -фазы^{/10/}). Отметим большую важность измерения кривых $F_c(h)$ вплоть до самых малых h , т.к. в противном случае легко принять полученную часть полной кривой за истинный (т.е. неподдавленный частично) купол с максимумом в гораздо более высоких полях, и, таким образом, сделать неверную интерпретацию результатов (см., например, кривые 6, 8, 9 на рис. 5 и серию кривых для образца 76-0,05-С1100/5 на рис. 6а).

Нам представляется, что приведенные нами многочисленные результаты для образцов с различными ансамблями пор в качестве доминирующих систем пиннинг-центров убедительно подтверждают концепцию^{/11-13/}, объясняющую большое разнообразие наблюдаемых форм кривых $F_c(h)$ (в том числе наличие хорошо известного пика вблизи H_{c2}) и изменение их формы с температурой (т.е. нарушения так называемого закона подобия). Суть её состоит в учете относительных вкладов взаимодействия вихревых нитей между собой и с центрами пиннинга. Отношение этих вкладов может

меняться в зависимости от микроструктуры образцов и температуры (т.к. указанные взаимодействия необязательно имеют один и тот же характер изменения с температурой). В условиях предельно больших сил пиннинга кривые $F_c(h)$ имеют, как правило, куполообразную форму с максимумом в области $h \sim 0,2+0,6$ в зависимости от механизма пиннинга^{/14/}. Когда же вклад упругих сил взаимодействия между вихрями становится относительно не малым, возникает та или иная степень "подавленности" купола, чаще всего наблюдающаяся в области средних h , т.е. там, где достигает максимума эффективные модули упругости решетки вихревых нитей.

Учитывая, что статистическая теория суммирования сил пиннинга предсказывает для ансамбля пор неразумно низкие значения F_c расчет по сравнению с экспериментом (см., например, ^{/1,8/}), мы провели сравнение наших результатов только с моделью прямого суммирования^{/14/}, согласно которой

$$F_c^{\text{расчет}} = \sum n_i f_{pi}, \quad (1)$$

где n_i - плотность пиннинг-центров, а f_{pi} - элементарная сила пиннинга, обусловленная порой с диаметром d_{pori} . При этом сравнива-

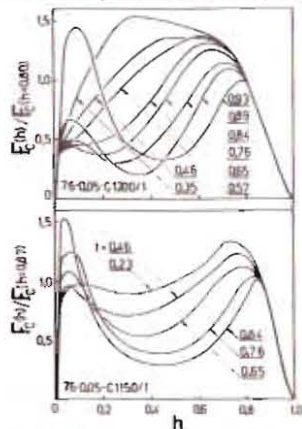


Рис. 7. $F_c(h)/F_c(h_{норм})$

лись F_c в поле $h=0,8$, для которого уже не наблюдаются признаки "продавливания" купола, т.е. наиболее вероятна реализация указанной модели.

Обсудим вначале проблему вычисления f_p . По-видимому, наиболее корректно эта величина для поры вычислена в работе^{/15/}, где найдена её зависимость от формы (сфера, "кирич", цилиндр) от d_{por}/a_v и от h (при условии, что $d_{por} \ll \lambda$). Здесь $a_v(h) = 2,68 \xi(T) h^{-1/2}$ - расстояние между вихревыми нитями, λ - глубина проникновения слабого магнитного поля, $\xi(T) = [\Phi_0 / 2\pi H_{c2}(T)]^{1/2}$ длина корреляции, Φ_0 - квант магнитного потока, \mathcal{X} - параметр теории Гинзбурга-Ландау. В случае $\mathcal{X} \gg 1$ для f_p получены аналитические выражения, которые можно использовать в широком диапазоне полей ($0,2 \leq h \leq 1$). При этом для сферической поры форма $f_p(h)$ меняется от выпуклого купола с максимумом вблизи $h \sim 0,6$, если пора маленькая ($d_{por} \leq 0,5 \xi$), к куполу с вогнутой правой частью и смещенным к $h \sim 0,3$ максимумом при $d_{por} \sim 2,5 \xi$. При ещё больших диаметрах пор возникает уже двугорбая кривая: так, например, при $d_{por} = 5 \xi$ максимумы функции $f_p(h)$ располагаются около $h=0,1$ и $h=0,48$, а нулевого значения она достигает при $h=0,22$.

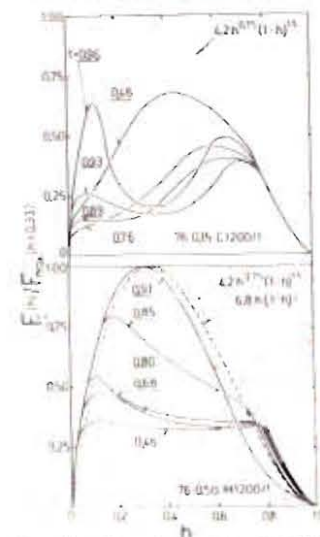


Рис. 8. Приведенные кривые $F_c(h)$ образцов 76-0,15-С1200/1 (вверху) и 76-0,50-С1200/1 (внизу), а также две функциональные зависимости $h \cdot h^2 (1-h)^2$, f_p (пунктирная кривая) и $h(1-h)^2$ (штрихованная кривая).

Отметим, что полученное в данной работе выражение в случае маленькой сферической поры с объемом V_{por} и $h \rightarrow 1$

$$f_p(h) = 5,6 h^{3/2} (1-h) \frac{H_c^2}{8\pi} \frac{V_{por}}{\xi} \quad (2)$$

совпадает с выражениями Крамера (см. стр. 5-23 сборника^{/1/}) и Кемпелла - Иветса (см. формулу 7.16 работы^{/16/}), только числовые коэффициенты в последних равны 11,2 и 26 соответственно. Если учесть, что при $h \rightarrow 0$ эта формула должна перейти в классическое выражение для пиннинга остова вихревой нити (см., например, работу^{/16/}):

$$f_p(h) = (1-h) \frac{H_c^2}{8\pi} \frac{V_{por}}{\xi}, \quad (3)$$

то наиболее оправданной следует считать формулу с наименьшим числовым коэффициентом, поскольку при этом максимальное зна-

чение $f_p(h_{max})$ из (2) лишь незначительно превышает значение $f_p(h \rightarrow 0)$ из выражения (3).

Естественно, в реальном ансамбле пор существует разброс их размеров. В работе^{/15/} проанализирована эта ситуация, если распределение диаметров сферических пор подчиняется нормальному закону с той или иной дисперсией. Оказывается, при заданном отношении дисперсии $\Delta d_{пор}$ к среднему диаметру $d_{пор}$ средне-статистическая $f_p(h)$ меняет свою форму тем сильнее, чем больше относительные размеры пор $d_{пор}/\xi$. Так, при $\Delta d_{пор}/d_{пор} = 0,4$ (примерно такие величины характерны для большинства наших образцов с порами) получается, что, если $d_{пор} = 2,5\xi$, то максимум $f_p(h)$ совсем немного сдвигается влево (по сравнению с кривой для $\Delta d_{пор} = 0$), а если $d_{пор} = 5\xi$, то $f_p(h)$ уже превращается из двугорбой кривой $f_p(h)$ в кривую с максимумом при $h \rightarrow 0$, и монотонным спадом к $h = I$. Стоит заметить, что в наших образцах при $T \geq 4,2 \text{ К}$ $d_{пор} \leq 2,8\xi$ (см. табл. 2), вследствие чего наблюдающуюся иногда двугорбость экспериментальных кривых $F_c(h)$ никак нельзя связать с формой $f_p(h)$. Для вычисления элементарной силы пиннинга необходимо корректно учитывать зависимость f_p от $d_{пор}/a_v$ в соответствии с работой^{/15/}. Имея в виду, что для $h \geq 0,65$ $a_v \approx 3\xi(T)$ с точностью $\pm 10\%$, эта зависимость сводится к следующему. При $d_{пор} \leq 1,8\xi(T)$ $f_p \sim d_{пор}^3$, затем рост элементарной силы пиннинга замедляется, f_p достигает максимума при $d_{пор} \sim 2,5\xi(T)$, а начиная с $d_{пор} \sim 3\xi$ почти линейно спадает до нуля, который достигается при $d_{пор} \approx 3,7\xi(T)$.

Для основной части наших образцов при $T \geq 4,2 \text{ К}$ $\xi(T) \geq 85 \text{ \AA}$. Таким образом, при 4,2 К можно использовать формулу (2) для пор с диаметром $\leq 160 \text{ \AA}$, а далее считать по вышеприведенной зависимости. Именно таким образом по результатам измерения размеров пор (см. гистограммы на рис. 3 и табл. 1) были вычислены $F_c^{\text{расчет}}$ для $T = 4,2 \text{ К}$, $h = 0,8$ и найдены отношения $F_c^{\text{расчет}}/F_c \sim f_p^{\text{расчет}}/Q$, где $Q = F_c/n_{пор}$ — отнесенная к одному пиннинг-центру доля измеренной плотности объемной силы пиннинга. Эти отношения приведены в таблице 2.

Легко видеть, что даже в случае малых размеров пор $F_c^{\text{расчет}}/F_c$ заметно превышает единицу, причем это отношение возрастает с ростом $F_c^{\text{расчет}}$. Что касается указанного отличия между расчетом и экспериментом для небольших пор, то это явление наблюдалось и в других работах^{/1,8/} (только следует иметь в виду, что Крамер^{/1/} пользовался выражением типа (2) с удвоенным числовым коэффициентом, а в работе^{/8/} для вычисления использовалось выражение (3)). Одно из возможных объяснений содержится в работе Э.Брандта^{/17/}, который выполнил расчеты на ЭВМ сил пиннинга в двумерном случае (плёнка) для самых различных

соотношений параметров сверхпроводника и системы пиннинг-центров. Один из выводов этой работы заключается в том, что для достаточно сильных пиннинг-центров выполняется модифицированный закон прямого суммирования (I) (правда, с коэффициентом пропорциональности, меньшим единицы), но только при этом в качестве f_p в выражении (I) следует использовать не максимальное значение элементарной силы пиннинга f_{pmax} , как это делают обычно, а $(f_{pi}^2)^{1/2} < f_{pmax}$, причем реальную силу пиннинга от i -го центра зацепления f_{pi} в большинстве случаев можно посчитать только численно. Как следует из модельных расчетов^{/17/}, если при малых величинах элементарной силы пиннинга $(f_{pi}^2)^{1/2} \sim f_{pmax}$, то в области, где действует указанный модифицированный закон, $(f_{pi}^2)^{1/2}$ почти перестает меняться при дальнейшем росте f_{pmax} . Естественно, это сопровождается возрастанием отличия реальной F_c от предсказанного формулой (I), как это и наблюдалось в нашем случае.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате выполненных исследований можно сделать следующие выводы.

1. Изучены закономерности порообразования в х.д. и рекристаллизованных фольгах из сплава $Nb_{0,8}Ti_{0,2}$ после внедрения гелия (0,05; 0,15; 0,50 и 1,00 ат.%) и отжига $1100^\circ\text{C}/5 \text{ ч}$; $1150^\circ\text{C}/1 \text{ ч}$; $1200^\circ\text{C}/1 \text{ ч}$; $1200^\circ\text{C}/1 \text{ ч}$; и $1260^\circ\text{C}/1 \text{ ч}$. С ростом температуры отжига средние размеры пор, имеющих в основном форму кубов или прямоугольных параллелепипедов, увеличивались от $80+120 \text{ \AA}$ до $200+260 \text{ \AA}$ для х.д. и до 160 \AA для рекристаллизованных образцов. Более равномерное пространственное распределение пор наблюдалось в х.д. образцах.

2. В результате насыщения образцов ионами гелия: критическая температура снижалась на $0,1+0,2 \text{ К}$; верхнее критическое поле рекристаллизованных образцов оставалось неизменным, а холоднодеформированных образцов уменьшалось примерно на 10%, хотя остаточное электросопротивление в том и другом случае возрастало на $17+15\%$ (для $C_{He} = 0,50 \text{ ат.}\%$). Высказана гипотеза, объясняющая такое странное на первый взгляд явление (которое наблюдалось нами и ранее^{/7/}).

Послерадикационный отжиг образцов в безмасляном вакууме $\sim 10^{-7}$ Тор мало изменял T_c и H_{c2} , приводя лишь в образовании того или иного ансамбля пор.

3. В широком интервале магнитных полей и температур измерены объемные плотности сил пиннинга F_c образцов с различными ансамблями пор, пиннинг на которых во всех случаях оказывался доминирующим. В результате этих исследований установлено следующее. Во-первых, в большинстве случаев наблюдается та или иная степень "подавления" куполообразной формы $F_c(h)$ вплоть до появления седлообразной кри-

ной с пиками в малых и больших h . Приведено предположительное объяснение этому явлению. Во-вторых, проведено сравнение экспериментальных значений F_c (в области больших h , где отсутствуют признаки такого подавления) с расчетом на основе модели ^{/14/} прямого суммирования, причем величина максимальной элементарной силы пиннинга достаточно корректно вычислялась в соответствии с работой ^{/15/} по данным об измеренных размерах пор. Оказалось, что $F_c^{\text{расчет}} / F_c > 1$ даже в случае относительно малых пор, а с ростом T_p указанное отношение возрастает, что не противоречит результатам модельных расчетов сил пиннинга в двумерном случае ^{/17/}, косвенно подтверждая применимость сделанных из них выводов для трехмерного случая.

ЛИТЕРАТУРА

1. Radiation effects on superconductivity. Proceed. of the International-discussion meeting on radiation effects on superconductivity. Argonne, Illinois, USA, 13-16 June, 1977. Editors: Brown B.S., Blewitt T.M. - J.Nucl. Mater., 1978, 72, p. 1-295.
2. Волков М.П., Сокурский Ю.Н., Цыкин С.И., Чуев В.И., Шишов В.Н. - ФНТ, 1978, 4, № 1, с.32-40.
3. Волков М.П., Сокурский Ю.Н., Цыкин С.И., Чуев В.И., Шишов В.Н. - Препринт ИАЭ им. Курчатова № 3245, Москва, 1980, с.53.
4. Волков М.П., Сокурский Ю.Н., Цыкин С.И., Чуев В.И., Шишов В.Н. - ФНТ, 1982, 8, № 4, с.384-394.
5. Василев П., Гончаров И.Н., Ждан Г.Т., Ибрагимов Ш.Ш., Луппов В.Г., Осипова Н.М., Петрова Л.В., Реутов В.Ф., Романов Е.П. - Препринт ОИЯИ, Р8-12792, Дубна, 1979, с.12; Физика металлов и металловедение, 1981, 51, вып. 2, с.309-315.
6. Василев П., Гончаров И.Н., Петрова Л.В., Осипова Н.М., Херцог Р. Препринт ОИЯИ, Р8-81-182, Дубна, 1981, с.8; Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение, 1981, вып. 4(18), с. 71-75.
7. Василев П., Гончаров И.Н., Ждан Г.Т., Ибрагимов Ш.Ш., Петрова Л.В., Реутов В.Ф., Романов Е.П. - Физика металлов и металловедение, 1983, 55, вып.6, с.1092-1100.
8. Михайлов Н.Н., Сотников Г.В., Чуев В.И., Зяблов В.М., Сокурский Ю.Н., Шишов В.Н. - Физика металлов и металловедение, 1984, 57, вып. 6., с. 1101-1110.
9. Андреев В.В., Герасименко В.И., Сергеева Г.Г. - ХФТИ 79-66, Харьков, 1979, с.76.
10. Гончаров И.Н., Никитиу А., Осипова Н.М., Пашков П.П., Пет-

рова Л.В., Титов В.С., Фридман А.А., Хухарева И.С. В сб.: "Вопросы материаловедения, метрологии и технологии криогенных электрических машин." Труды ВНИИЭМ. М. 1977, т.53, с. 16-35.

11. Гончаров И.Н. О возникновении пик-эффекта в сверхпроводниках второго рода. Препринт ОИЯИ, Р8-10496, Дубна, 1977, 7 с.
12. Борка С., Гончаров И.Н., Хухарева И.С. - ФНТ, 1978, 4, вып. 8, с. 962-968.
13. Гончаров И.Н. О некоторых особенностях поведения сил пиннинга в сверхпроводниках II рода. - В сб.: "Материалы 20-го Всесоюзного совещания по физике низких температур" Ч.II, Изд. ИАЭ АН СССР, Черногоровка, 1978, с.123-125.
14. Dew-Hughes D. - Phil. Mag., 1974, v 30, N 2 p. 293-305.
15. Fähle M. - Phys. Stat.Sol., 1977, (b) 83, p. 433-438.
16. Кемпбелл А., Иветс Дж. Критические токи в сверхпроводниках. - М.: Мир, 1975, с.332.
17. Brandt E.H. - Journal of Low Temperature Physics, 1983, v. 53, N 1/2 p. 41-70.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 ноября 1985 года.