

Б-827

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



21/41-77

4595/2-77

P8 - 10891

С.Борка, И.Н.Гончаров, И.С.Хухарева

ЗАВИСИМОСТЬ
ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ И МАГНИТНОГО ПОЛЯ
СИЛ ЗАЦЕПЛЕНИЯ ВИХРЕЙ
ПРИ ИЗМЕНЕНИИ j_c В ШИРОКИХ ПРЕДЕЛАХ

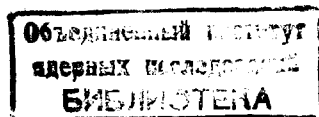
1977

P8 - 10891

С.Борка*, И.Н.Гончаров, И.С.Хухарева

ЗАВИСИМОСТЬ
ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ И МАГНИТНОГО ПОЛЯ
СИЛ ЗАЦЕПЛЕНИЯ ВИХРЕЙ
ПРИ ИЗМЕНЕНИИ j_c В ШИРОКИХ ПРЕДЕЛАХ

Направлено в журнал "Физика низких температур"



* Институт физики, Бухарест.

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

P8 - 10891

Зависимость от температуры и магнитного поля сил зацепления вихрей при изменении j_c в широких пределах

Практически во всей области существования смешанного состояния исследовано поведение силы пиннинга холоднодеформированных лент из Nb-80%Zr при различных углах ϕ между плоскостью образца и направлением магнитного поля (всегда $j \perp H$).

Сильная угловая зависимость критического тока позволила контролируемым образом менять силу пиннинга F_c в широких пределах. Изучен переход от кривых $F_c(h)|_{t,\phi}$ с пиком вблизи H_{c2} к куполообразным кривым, отвечающим малым углам ϕ . Найдены температурные зависимости сил пиннинга. При обсуждении результатов предполагалось, что изменение формы $F_c(h)|_{t,\phi}$ при изменении угла ϕ связано с переходом от "решеточного" приближения (в средних магнитных полях) к "жидкостному".

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Borka S., Gontcharov I.N., Khukhareva I.S. P8 - 10891

Dependence of Pinning Force on Temperature and Magnetic Field Forces at Changing F_c in a Wide Range

The macroscopic volume pinning force F_c of the cold-rolled Nb-80%Zr strips was investigated at several angles between the sample plane and H (always $j \perp H$). It was possible to change F_c in a wide range due to the strong angle dependence of j_c . A practically continuous transition from the $F_c(h)|_{t,\phi}$ curves with the peak near H_{c2} (small j_c) to cupola-shape curves (high j_c , $\phi \rightarrow 0$) was observed. The temperature dependence of pinning forces was found at fixed angles and h . It was suggested that the change of the $F_c(h)|_{t,\phi}$ curves shape at different angles is caused by transition from the "lattice" approximation (at middle h) to the "liquid" one.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1977

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время представляется достаточно важным построение теории, которая описывала бы особенности зацепления /пиннинга/ вихревых нитей /ВН/ в сверхпроводниках второго рода в случае достаточно концентрированной системы пиннинг-центров /ПЦ/, характеризующихся тем, что силы взаимодействия между ними и ВН не малы по сравнению с силами упругого взаимодействия между вихрями /в отличие от ситуации, например, рассмотренной в /1/. Для выявления таких особенностей желательно проводить измерения зависимости силы пиннинга от магнитного поля и температуры в условиях, когда параметры системы пиннинг-центров меняются, а фундаментальные свойства образцов остаются неизменными.

Целью настоящей работы было проведение такого рода измерений на образцах с большим значением параметра теории Гинзбурга-Ландау / $\kappa \sim 50$ /. Для изменения объемной силы пиннинга в широких пределах мы воспользовались тем обстоятельством, что в холодно-деформированных плоских лентах образуется сильно анизотропная система пиннирующих границ дислокационных ячеек, так что при изменении угла между магнитным полем и плоскостью прокатки критический ток меняется во много раз.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА И РЕЗУЛЬТАТЫ

Образцы представляли собой ленточки из сплава Nb-80,5%Zr, имеющие поперечное сечение $0,05 \times 1 \text{ мм}^2$.

Они были получены путем холодной прокатки цилиндра диаметром 6 мм, выточенного из слитка, подвергнувшегося для гомогенизации нескольким переплавкам*.

Образцы имели $T_c = 7,88$ К, $H_{c2}(2K) = 112$ кЭ.

Электронно-микроскопические исследования** показали, что в результате холодной деформации образовалась система дислокационных ячеек с размерами /в плоскости ленты/ порядка $500 \div 1500$ А и толщиной стенок ~ 200 А.

Образцы помещались вертикально в прибор, в котором можно было получать и поддерживать температуру от 1,4 К до T_c . Последний располагался в зазоре между полюсами - концентраторами сверхпроводящего магнита с горизонтальным направлением вектора индукции. Прибор с образцом мог перемещаться вертикально относительно центра полюсов для измерения разных участков образца, а также поворачиваться вокруг вертикальной оси для изменения угла ϕ между плоскостью образца и вектором магнитной индукции. Последний был всегда перпендикулярен току в образце /см. рис. 1/. Несколько прижимных потенциальных контактов, располагавшихся вдоль образца на расстояниях от 1 до 2 мм, позволяли снимать вольтамперные характеристики /ВАХ/ на разных участках. Для защиты от сгорания в случае достаточно больших токов параллельно образцу мог в процессе эксперимента подключаться шунт с малым омическим сопротивлением, имевший также потенциальные контакты для контроля за долей ответвляющегося в него тока. ВАХ записывались на двухкоординатном самописце, причем иногда для увеличения чувствительности сигнал усиливался нановольтметром типа Ф118.

За критический принимали, как правило, ток, при котором на потенциальных концах появлялось напряжение 10 мкВ, или ток, при котором образец скачком переходил в нормальное состояние /в тех случаях, когда не удавалось снять сколько-нибудь протяженную ВАХ/.

* Образцы изготовлены под руководством Р.С.Шмулевича.

** Выполнены В.С.Титовым.

На рис. 1 представлены результаты измерения критической плотности тока в зависимости от магнитного поля для разных углов ϕ при температуре $T/T_c = t = 0,77$. Штрихами обозначены кривые $j_c(H)$, полученные при первом после изменения магнитного поля вводе тока в образец, а сплошными - при втором и всех последующих вводах тока.

По этим данным была вычислена объемная плотность силы пиннинга $F_c = k j_c B \approx k j_c H$, /где F_c - в дин/см³, H - в кЭ, j_c - в А/см², k - 10^2 дин/А·кЭ·см/ и результаты приведены на рис. 2 /обозначения те же, что и на рис. 1/. Отметим несколько особенностей. Прежде

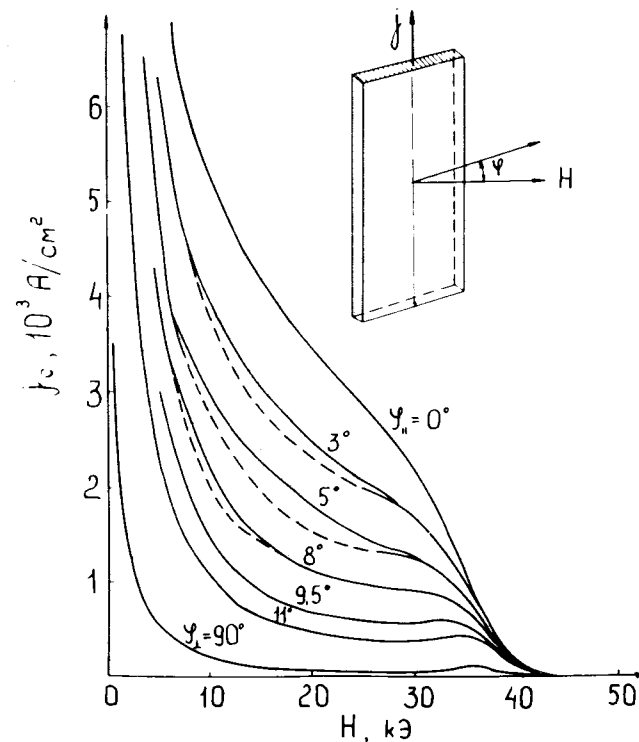


Рис. 1. Типичная зависимость критической плотности тока от магнитного поля для нескольких углов $\phi / t = 0,77$.

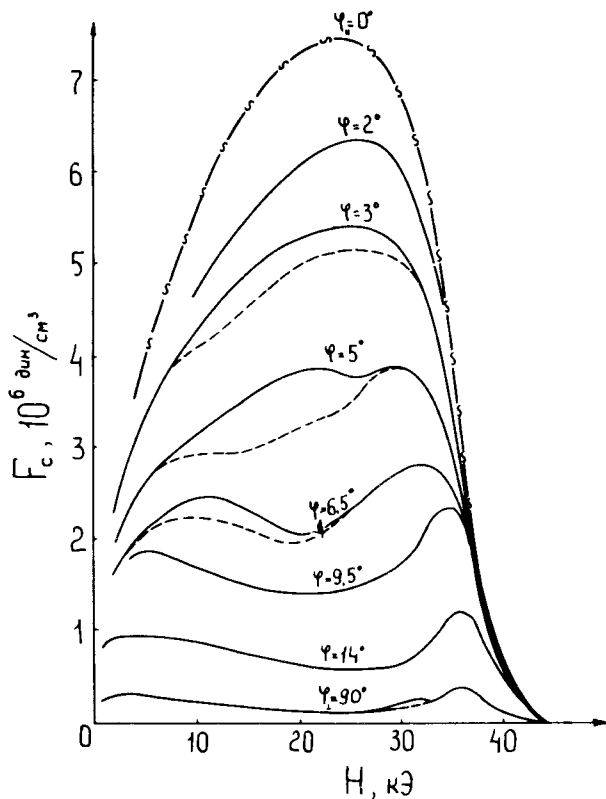


Рис. 2. Зависимость объемной плотности силы пиннинга от магнитного поля / $t = 0,77$ /.

всего, в значительном интервале изменения угла ϕ /при данной температуре от $\phi_{\perp} = 90^{\circ}$ до 6° / наблюдается пик-эффект на кривых $F_c(h)$ для $H/H_{c2} = h > 0,5$ при общем росте объемной силы пиннинга. Когда угол еще близок к 90° , виден не только основной, так называемый "верхний" пик, но и небольшой пик на его левом склоне - "нижний" /подробные результаты исследования F_c во всем интервале h и t для этого случая опубликованы в работах [2,3]/. При дальнейшем уменьшении угла ($\phi < 5^{\circ}$) сила пиннинга еще более возрастает, а кривые $F_c(h)$ приобретают куполообразную форму с максимумом в области средних полей. Относительное возрастание $F_c |_{h = \text{const}}$ при пово-

роте образца от ϕ_{\perp} к $\phi_{\parallel} = 0^{\circ}$ гораздо сильнее выражено в области средних h , чем при $h \rightarrow 1$ и $h \rightarrow 0$ /см. также рис. 3/. Аналогичная картина изменения силы пиннинга при повороте образца наблюдалась и при других температурах измерения.

Как видно из рис. 4, на котором приведены в полупологарифмическом масштабе наборы кривых $F_c(h)|_t$ для четырех фиксированных углов поворота, закон подобия в данном случае не выполняется. Действительно, для разных температур форма кривых $F_c(h)$ различна. Кроме того, максимумы F_c , расположенные правее $h \sim 0,5$, с по-

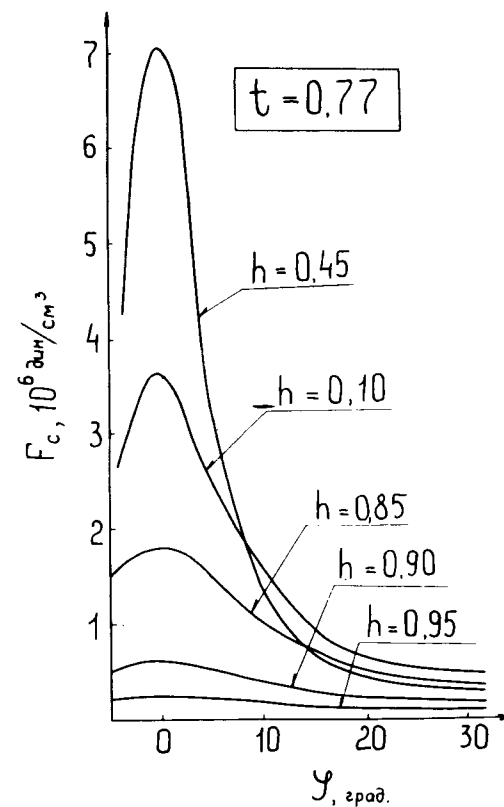


Рис. 3. Угловая зависимость объемной плотности силы пиннинга для нескольких приведенных магнитных полей h .

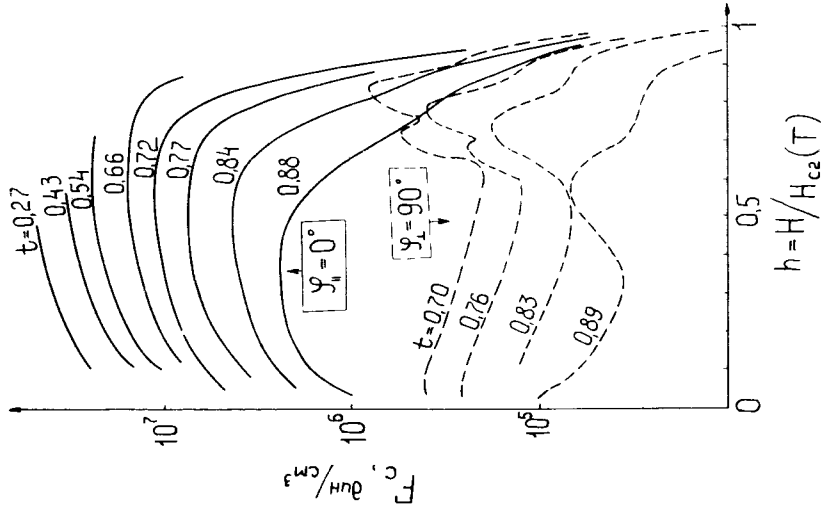
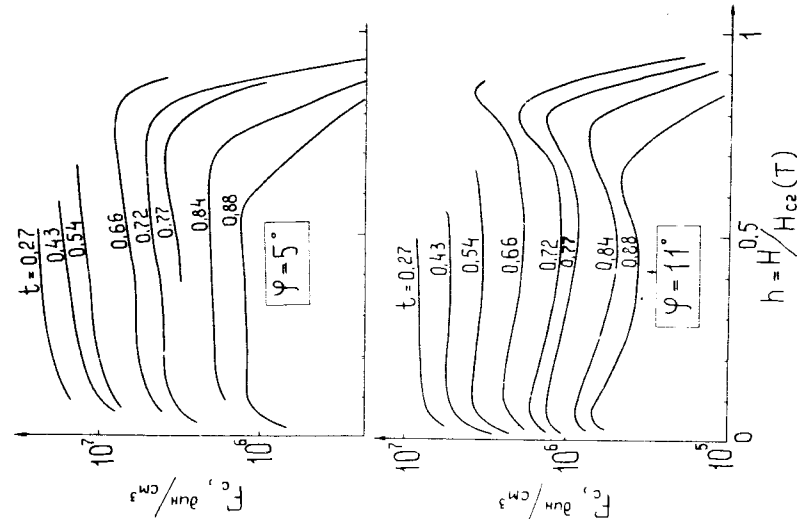


Рис. 4. Зависимость $F_c(h)$ для четырех избранных углов при различных температурах.



вышением температуры измерения сдвигаются в сторону меньших полей. Характер этого сдвига оказывается аналогичным для различных углов /см. рис. 5/. На рис. 6 приведены температурные изменения силы пиннинга для четырех разных углов в виде зависимости $F_c|_h$ от $H_{c2}(t)$.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

1. Рассмотрим качественно наблюдавшиеся видоизменения формы $F_c(h)|_t$ при повороте образца на основе следующего предположения, более подробно изложенного в ⁴. В средних магнитных полях, где максимальны эффективные модули упругости μ_{eff} решетки вихревых нитей /РВН/, существуют некоторые предельные значения объемной силы пиннинга $F_{p\lim}^A$ и $F_{p\lim}^B$. При $F_p < F_{p\lim}^A$ расчет для определения этой силы можно делать в рамках так называемого "решеточного" приближения /см., например, ^{1,5,6/} с использованием μ_{eff} , рассчитанных для РВН в отсутствие пиннинг-центров*. В этой области упругие силы взаимодействия между вихрями приводят к значительному уменьшению объемной силы пиннинга по сравнению с той, которая была бы в отсутствие этих сил, т.е. если бы РВН была полностью "расплавлена" /обозначим эту силу $F_p^{распл.}$ /.

При $F_p > F_{p\lim}^B$ силы пиннинга оказываются гораздо сильнее упругих взаимодействий и последними при расчете F_p можно пренебречь. В этой области $F_p \sim F_p^{распл.}$

Между $F_{p\lim}^A$ и $F_{p\lim}^B$ лежит область, которая характеризуется тем, что здесь упругие взаимодействия между вихрями еще существенно влияют на результирующую силу пиннинга, но пользоваться для ее расчета эффективным модулем упругости, полученным для идеальной РВН, уже нельзя. В рамках этой гипотезы пик на $F_c(h)$ вблизи

*Здесь и далее через F_p обозначается определяемая экспериментально любым методом объемная плотность силы пиннинга.

H_{c2} /а также в области малых полей/ возникает лишь тогда, когда в средних магнитных полях $F_p < F_p^B$. Он является результатом "плавления" РВН, вызванного уменьшением эффективных упругих модулей при $h \rightarrow 1$ /а также при $h \rightarrow 0$ /.

В работах [2,3], где подробно исследовались зависимости $F_c(h, t)$ для ряда образцов с невысокими плотностями критических токов, в том числе и для холоднодеформированных образцов при $\phi_1 = 90^\circ$, было показано, что поведение сил пиннинга достаточно хорошо описывается теорией Ларкина и Овчинникова [1] /если не включать области очень малых и высоких магнитных полей/. В этой теории существенным образом используется "решеточное" приближение. Как видно из рис. 2, при $t = 0,77$ форма $F_c(h)$ мало меняется в интервале углов $14^\circ \leq \phi \leq 90^\circ$ /хотя абсолютное значение силы пиннинга в средних h возрастает почти на порядок/. Из этого факта можно заключить, что в таком случае величина

$F_p^A(h \sim 0,5)$ лежит в области сил пиннинга, отвечающих углам $12 \div 14$ /т.е. оказывается $\sim 10^6$ дин/см³/. При дальнейшем уменьшении угла ϕ происходит не только рост $F_c(h \sim 0,5)$, но и видоизменение формы кривой $F_c(h)$, в частности, подъем к пику начинается в более низких магнитных полях. Это можно объяснить следующим образом. В силу анизотропного распределения пиннирующих границ дислокационных ячеек в холоднодеформированной ленте должно происходить увеличение $F_p^{распл.}(\phi)|_h$ при $\phi \rightarrow 0^\circ$. При этом в области углов, для которых

$F_c|_{h \sim 0,5} > F_p^A$ переход к полностью "расплавленному" состоянию РВН осуществляется при все меньшем падении эффективных упругих модулей, которые, как уже указывалось, максимальны в области средних h .

На рис. 2 можно видеть, что при $t = 0,77$ кривые $F_c(h)$ имеют куполообразную форму для углов $\phi \leq 4^\circ$. Отсюда можно оценить величину $F_p^B(h \sim 0,6) \approx 6 \cdot 10^6$ дин/см³ /для данной микроструктуры и $t = 0,77$ /. Куполообразная форма $F_c(h)$ является характерной для

сверхпроводников второго рода с высокими j_c /см., напр., [7] / и, по-видимому, отражает форму $F_p^{распл.}(h)$ для данной микроструктуры образцов.

Наблюдавшееся в данной работе для углов $\phi < 10^\circ$ относительно малое различие $F_c|_{h, \phi}$ в высоких магнитных полях по сравнению с областью средних полей /см. рис. 2,3/ может быть объяснено тем, что "расплавленная" РВН легко подстраивается под имеющуюся систему пиннирующих границ дислокационных ячеек, реализуя близкую к максимально возможной силу пиннинга, отвечающую $\phi_{||} = 0$ и/или тем, что для указанного диапазона углов действительное различие между $F_p^{распл.}|_{h, \phi}$ невелико.

2. Температурные зависимости сил пиннинга, полученные нами, обсудим в рамках предложенного в работе Ларкина и Овчинникова [1] представления о пиннинге

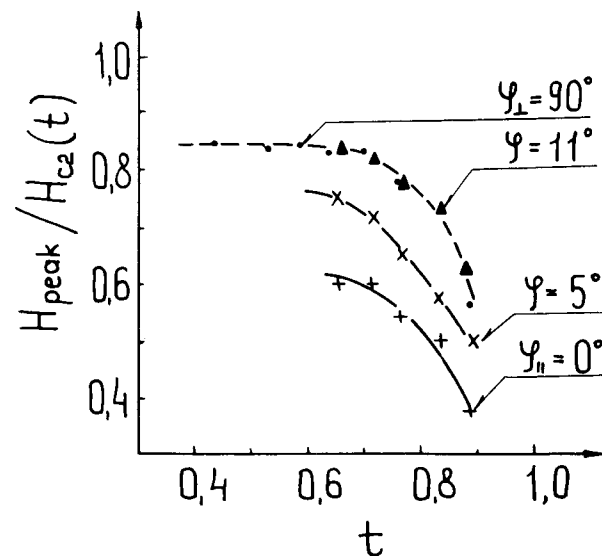


Рис. 5. Изменение с температурой положения пика на кривых $F_c(h)|_{t, \phi}$.

на двух основных типах неоднородностей. К первому относятся неоднородности эффективной константы межэлектронного взаимодействия g . При этом получающаяся для массивных образцов объемная плотность силы пиннинга /в области температур, где $H_{c2}(t) \sim (1-t)$ / имеет

следующую температурную зависимость $F_c |_{h=0} \sim (1-t)^{1,5}$. Ко второму типу относятся пространственные неоднородности длины свободного пробега электронов l , причем $F_c |_{l=0} \sim (1-t)^{5,5}$. Если в образцах присутствуют неоднородности обоих типов, то полная сила пиннинга представляется в виде квадрата суммы двух членов, каждый из которых отражает вклад соответствующих неоднородностей.

Анализ экспериментальных результатов ^{2,3} /главным образом температурной зависимости силы пиннинга/ для серии образцов с высоким значением κ и различными микроструктурами /которым, однако, соответствовали невысокие j_c / показал, что в некоторых областях существования смешанного состояния полная сила пиннинга определяется в основном одним из вышеуказанных механизмов. Так, при температурах, близких к T_c , Δg -механизм пиннинга доминирует практически во всем диапазоне магнитных полей, а по мере понижения температуры его вклад остается определяющим в сужающейся области h , примыкающей к нижнему критическому магнитному полю. С другой стороны, Δl -механизм проявляется при достаточно низких температурах, причем вклад его оказывается особенно существенным в полях, близких к H_{c2} .

Такая зависимость от температуры оказывается, по-видимому, характерной и для образцов с достаточно высокими j_c /в настоящей работе - для углов ϕ , близких к 0° /. Так, из рис. 6 видно, что показатель степени в выражении $F_c(t) |_{h=0} \sim [H_{c2}(t)]^m$ меняется, например, для $\phi_{||} = 0^\circ$ от $m \sim 1,5$ для $h = 0,16$ до $m \sim 3,5$ для $h \geq 0,8$. Для углов $\phi > 10^\circ$ возрастание m в высоких магнитных полях еще больше /вплоть до $\sim 4,5$ /.

Изменение относительных вкладов двух механизмов при $t \rightarrow 1$ проявляется также в смещении максимума кривой $F_p^{распл.}(h) |_{t,\phi}$ в сторону меньших h , где доминирует

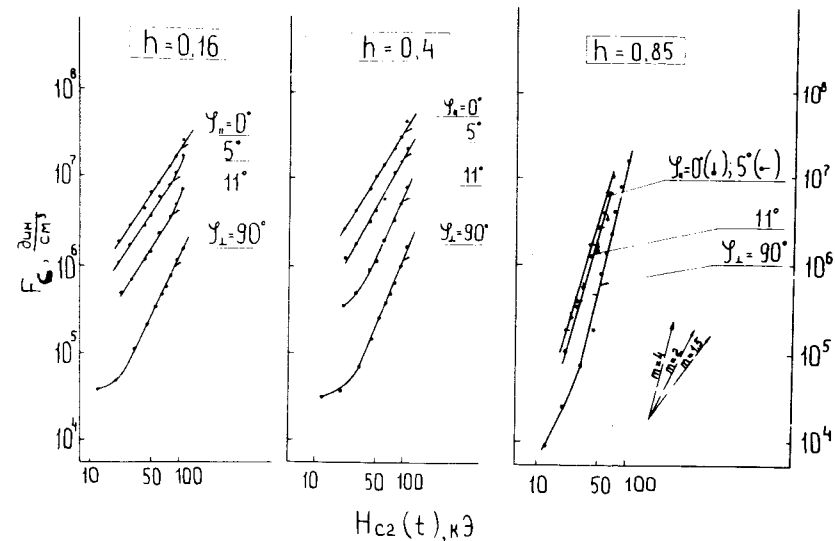


Рис. 6. Температурные зависимости силы пиннинга для четырех углов при некоторых значениях приведенного магнитного поля h

Δg -пиннинг /см. рис. 4/. Для $\phi_{||} = 0^\circ$ это видно непосредственно, а для больших углов ϕ это можно предположить из сравнения вида кривых $F_c(h) |_{t,\phi}$ с $F_c(h) |_{t,\phi=0^\circ}$ в малых и больших h . Отражением этого же факта является одинаковый характер изменения с температурой положения пиков $F_c(h) |_{t,\phi}$ для всех углов /см. рис. 5/.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе удалось проследить за постепенным изменением вида полевой и температурной зависимостей объемной силы пиннинга при изменении ее величины в широких пределах. Если гипотезы, высказанные здесь, справедливы, то был наблюден практически непрерывный переход от системы пиннинг-центров, которой отвечает "решеточное" приближение,

к системе, характеризующейся "жидкостным" приближением.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ларкин А.И., Овчинников Ю.Н. ЖЭТФ, 1973, 65, 1704.
2. Борка С. и др. ОИЯИ, Р8-9376, Дубна, 1975; Физика низких температур, 1977, 3, 716.
3. Борка С. и др. ОИЯИ, Р8-10005, Дубна, 1976; Физика низких температур, 1977, 3, 598.
4. Гончаров И.Н. ОИЯИ, Р8-10498, Дубна, 1977.
5. Labusch R. Crystal Lattice Defects, 1969, 1, 1.
6. Campbell A.M. Evetts J.E. Adv.Phys., 1972, 21, 199.
/см. перевод А.Кемпбелл, Дж.Иветс. "Критические токи в сверхпроводниках". "Мир", М., 1975/.
7. Dew-Hughes D. Phil.Mag., 1974, 30, 293.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 июля 1977 года.