

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Ф68

P8-87-526

Э.Фишер, И.С.Хухарева

ТОКОСТИМУЛИРОВАННАЯ КВАНТОВАЯ
ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ
В КОМПОЗИТНОМ СВЕРХПРОВОДНИКЕ $NbTi-Cu$

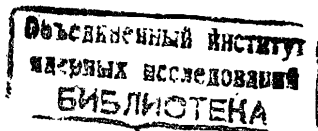
Направлено в ЖЭТФ
и на Международную конференцию по физике
низких температур, Будапешт, 1987 г.

1987

I. ВВЕДЕНИЕ

За последнее десятилетие все большее внимание экспериментаторов и теоретиков привлекает изучение фазового перехода типа Костерлитца-Таулеса-Березинского (К-Т-Б)^{/1,2/}, связанного с упорядочением топологических дефектов и установлением топологического дальнего порядка (ТДП) в двумерных системах. Ниже критической температуры такого перехода T_{CO} топологические дефекты (вихри) могут существовать только парами (связанные вихри противоположного знака - топологические диполи), а при $T > T_{CO}$ с ростом температуры эти пары быстро диссоциируют. Появление первых свободных вихрей при $T = T_{CO}$ разрушает ТДП и существенно меняет макроскопические свойства образца. Недавно аналогичные фазовые переходы были наблюдаены также в трехмерных системах^{/3,4/}. На примере композитного сверхпроводника NbTi-Cu установлено, что электрические и магнитные свойства массивных образцов (толщина образца на несколько порядков больше длины когерентности в меди и глубины проникновения в сверхпроводнике) при достаточно низких температурах определяются двумерными топологическими возбуждениями, коллективное поведение которых зависит от амплитуды приложенного магнитного поля или измерительного тока, и качественно изменяются при температурах топологических фазовых переходов (ТФП).

Принципиальная схема фазовой диаграммы такой системы приведена на рис. I относительно масштабнo-инвариантных величин I/I_c и R_o/R_n , где I_c - критический ток системы без учета тепловых флуктуаций; R_o - поперечное сопротивление образца при $I \rightarrow 0$, а $R_n = R_o$ ($T \geq T_{CS}$); T_{CS} - температура сверхпроводящего перехода NbTi нитей, которые образуют



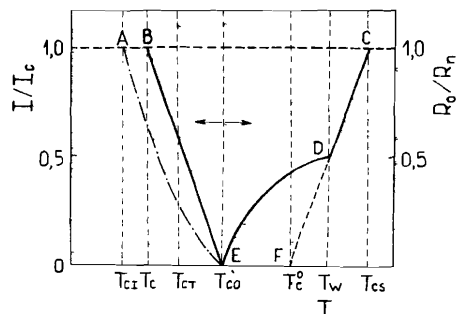


Рис. 1. Принципиальная схема фазовой диаграммы.

регулярную 2Д - треугольную решетку. Средняя энергия взаимодействия сверхпроводящих элементов E_J является функцией температуры и характеризуется критическим током I_c , т.е. $E_J \sim I_c$ (линия А - С). Поведение сопротивления (С - Д - Е) согласуется с теорией Хальперина-Нельсона^{/5/} и определяется флуктуациями сверхпроводящей фазы отдельных элементов (С - Д - F) и свободными вихрями (Д - Е). Температуры T_w и T_c^0 характеризуют соответственно образование первых стабильных топологических вихрей и диполей при увеличении ближнего порядка с понижением температуры. ТДП 3Д - системы при $T = T_{CO}$ очень похож на переход К-Т-В в 2Д - системах с той разницей, что характерный универсальный скачок критического параметра η является функцией эффективной размерности образца и тем самым величины приложенного тока I / I_c ^{/4/}. Отклонение критического тока системы I_S (В - Е) от I_c при $T_c < T < T_{CO}$ обусловлено равновесной концентрацией топологических диполей, которые полностью рекомбинируют при $T = T_c$. Помимо тепловых флуктуаций топологические дефекты возбуждаются измерительным током, влияние которого на суммарное сопротивление системы растет с понижением температуры, начиная от $T = T_w$, и становится определяющим при $T \leq T_{CO}$. Когда длина когерентности $\xi_N(T)$ при понижении

температуры достигает значения, равного расстоянию между соседними сверхпроводящими нитями ($T = T_{CL}$), образец переходит в качественно новое состояние, аналогичное однородному сверхпроводнику. Критический ток I_S характеризует эффективную энергию связи в системе сверхпроводящих элементов с учетом топологических дефектов или среднюю концентрацию сверхпроводящих электронов на единицу площади сечения n_s , т.е. $I_S \sim n_s$. С другой стороны, эффективный критический ток образца зависит от подвижности свободных вихрей. В зависимости от размера образца ниже T_{CO} первые свободные вихри появляются при токах $I \geq I_m$ (А - Е). В условиях сильной связи в регулярной решетке сверхпроводящих элементов эти топологические дефекты остаются закрепленными в глубоких потенциальных ямах в центре элементарной ячейки и не могут давать вклада в диссипацию энергии. Заметная подвижность вихрей наблюдается только при $I \geq I_c$, когда эффективный потенциальный барьер между соседними узлами исчезает^{/6,7/}.

При наложении постоянного магнитного поля дополнительно к токовому и тепловому топологическим возбуждениям индуцируется определенная концентрация вихрей одного знака. В однородном сверхпроводнике эти вихри образовали бы регулярную треугольную решетку, параметр которой определяется величиной поля H . В регулярных сверхпроводящих построениях такая вихревая решетка взаимодействует с периодическим потенциалом системы, и подвижность свободных вихрей определяется соизмеримостью или несоизмеримостью этих двух решеток. Если параметры решеток соизмеримы, то свободные вихри локализованы в глубоких потенциальных ямах, эффективный барьер между которыми существенно уменьшается в несоизмеримой ситуации. Следовательно, плавным изменением магнитного поля можно вызвать регулярную осцилляцию транспортных свойств таких образцов. Подобные осцилляции наблюда-

лись на пленочных сверхпроводящих построениях при температурах $T \gtrsim T_{CO} / 8-II/$.

В данной работе будут представлены первые результаты экспериментальных исследований такого типа на трехмерной системе — композитном сверхпроводнике вблизи T_C (т.е. $T < T_{CO}$ в отличие от упомянутых выше работ), где в предыдущих измерениях^{/3,4/} были обнаружены сильные аномалии в резистивном поведении и магнитной восприимчивости. Особое внимание уделяется изучению подвижности вихревой системы $\mu = \mu(T, I, H)$, которая может дать ценную информацию о механизме взаимодействия разных топологических дефектов и природе различных ТФП.

2. ИЗМЕРЕНИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Измерявшийся образец представлял собой брусок размером $0,9 \times 0,5 \times 0,2$ мм, вырезанный из композитного мелкодисперсного сверхпроводящего провода NbTi-Cu таким образом, что измерительный ток пропусклся перпендикулярно сверхпроводящим нитям.

Образец помещался во внешнее магнитное поле и ориентировался так, чтобы направление поля совпадало с направлением сверхпроводящих нитей. При температуре $T = 1,850$ К, поддерживаемой постоянной с точностью $\gtrsim 0,001$ К, проводилось измерение вольтамперных характеристик при различных значениях внешнего поля H , которое в процессе измерения поддерживалось постоянным с точностью $\pm 0,01\%$. Подробное описание изготовления образцов и методики измерения ВАХ даны в^{/4/}.

На рис. 2 представлены полученные таким образом ВАХ. По вертикальной оси отложены показания вторичного прибора, усредненные по двум направлениям измерительного тока. Нумерация кривых описана в таблице и сохраняется в последующих рисунках 3, 4 и 7. Соответствующее поле H включалось при температуре $T > T_{CS}$, т.к. поведение ВАХ сильно зависит от последовательности измене-

Таблица

№ кривых	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$H, \text{Э}$	0	0,0291	0,0437	0,0585	0,0928	0,1160	0,1458	0,1740	0,1929	0,2315
Φ/Φ_0	0	0,320	0,481	0,643	1,021	1,276	1,604	1,914	2,122	2,548

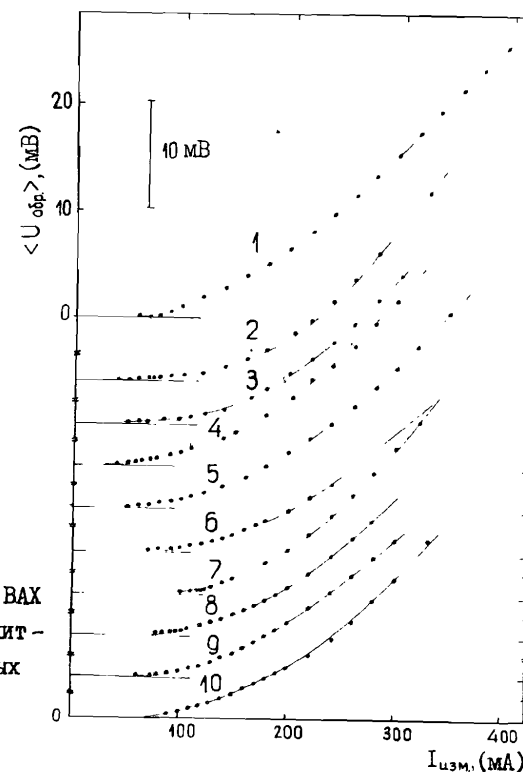


Рис. 2. Экспериментальные ВАХ при разных значениях магнитного поля. Нумерация кривых описана в таблице.

ния поля и температуры. Таким образом, каждая последующая кривая снималась после отогрева образца выше T_{CS} . Указанные в таблице значения Φ / Φ_0 получены по формуле:

$$\Phi / \Phi_0 = B S_{\text{эл}} / \Phi_0, \quad \text{где } \Phi_0 = 2 \cdot 10^{-7} \text{ Гс} \cdot \text{см}^2$$

$S_{\text{эл}} = \frac{\sqrt{3}}{4} (d_{\text{снт}} + a)^2$, $(d_{\text{снт}} + a) = (22,5 \pm 0,5) \text{ мкм}$ — период структуры образца. Магнитное поле Земли в наших экспериментах не

компенсировалось и соответствовало примерно $\Phi/\Phi_0 \approx 4+5$. Как видно из рисунка, основные характеристики ВАХ (эффективный критический ток, максимальный наклон кривой) с последовательным увеличением поля меняются немонотонно. Кроме того, можно заметить, что в данном интервале изменения измерительного тока практически не наблюдается линейного участка $\partial U/\partial I = const$.

Сопротивление образца определялось как $R = U/I \sim \mu n_f$, где n_f - число свободных вихрей, μ - их подвижность^[3-5,7], и представлено на рис. 3 для разных значений поля в виде $\lg R \sim I^{-1}$. Видно, что все кривые при больших токах хорошо экстраполируются прямой линией, наклон которой сильно изменяется с магнитным полем. Пересечение прямолинейного участка с осью Y дает значение R_∞ , зависимость которого от H воспроизведена на рис. 5. На рис. 3 выделяется два типа кривых, которые различаются в области низких токов. Так, на кривых 2-5 имеет место обратный выгиб, что свидетельствует о дополнительном

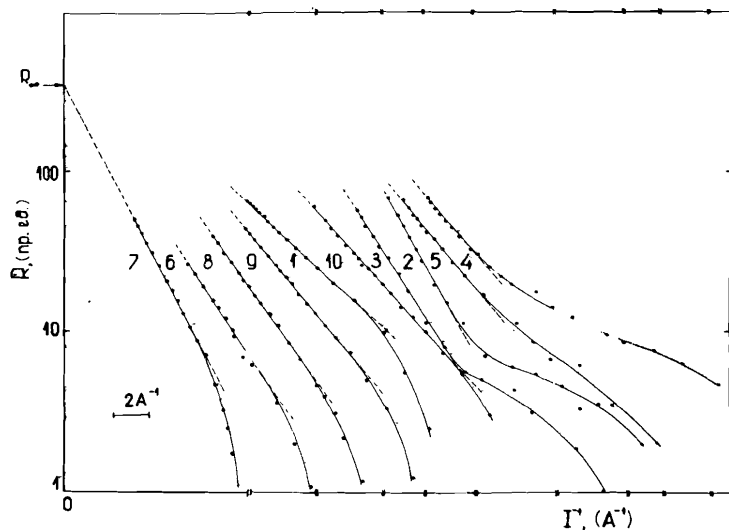


Рис. 3. Зависимость $\lg R$ от I^{-1} . Нумерация кривых - в таблице.

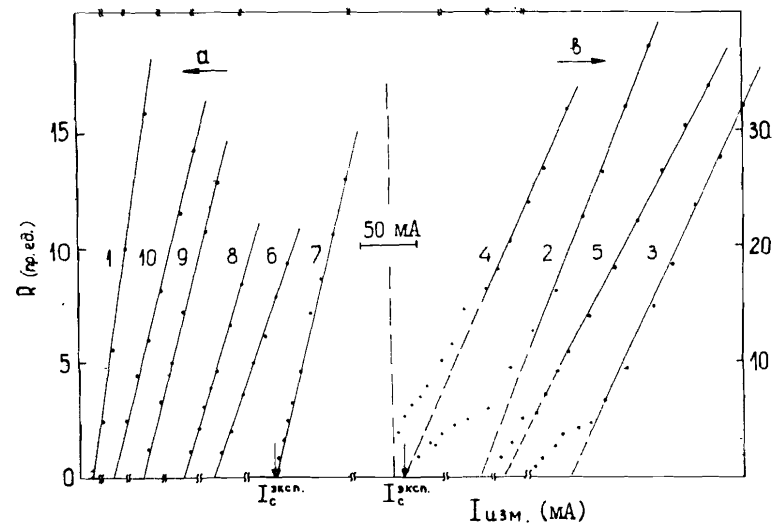


Рис. 4. Зависимость $R(I)$ при $I \rightarrow 0$.

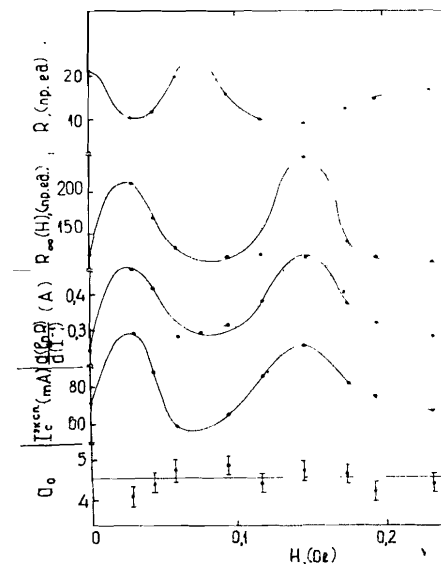


Рис. 5. Зависимость R , R_∞ , $\frac{d(\lg R)}{d(I^{-1})}$, I_c и a_0 от внешнего магнитного поля.

вкладе в общее сопротивление при $I \rightarrow 0$. Это различие в поведении сопротивления при разных H особенно хорошо видно в линейном представлении $R(I)$ на рис. 4 а и б. Для всех полей выделяются прямолинейные участки $R(I)$, однако, в группе "б" эти участки сдвинуты в сторону более высоких сопротивлений. Экстраполяция прямолинейных участков на ось X дает значения критического тока $I_c^{экс}$, зависимость которого от магнитного поля также представлена на рис. 5. Как следует из этого рисунка, зависимости $I_c^{экс}(H)$; $d(\ln R)/d(I^{-1})$; $R_\infty(H)$ от магнитного поля качественно совпадают и имеют осциллирующий характер. В противофазе к этим величинам, но с тем же периодом, меняется с магнитным полем сопротивление образца, соответствующее $I_{нзм} = const$.

3. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Рассмотрим наши результаты на основании формулы, полученной в работе^{4/}:

$$R(T, I) = R_\infty \cdot c_d \cdot \exp(-a_0 I_c / I), \quad (1)$$

где I_c , R_∞ , c_d , a_0 в принципе могут зависеть от H . Величина $R_\infty(H)$ определяется экспериментально (рис. 3, 5) и, следовательно, $\lim_{I \gg I_c} c_d = 1$, так что c_d характеризует относительное влияние измерительного тока на подвижность вихрей при данном поле. Как видно из рис. 3, при достаточно больших I общее поведение сопротивления как функции тока определяет экспоненциальный фактор и тем самым концентрацию вихрей, а не их подвижность. Тогда получаем:

$$a_0 I_c = d(\ln R) / d(I^{-1}). \quad (2)$$

Разложение уравнения (1) в ряд Тейлора около точки перегиба $I_w = a_0 I_c / 2$ (в приближении $\mu(I) \approx const$ при $I \approx I_w$)

дает $R(I) \sim (\frac{I}{I_c} - \frac{a_0}{4})$, так что значения $I_c^{экс}$, полученные линейной экстраполяцией зависимости $R(I)$ к $R = 0$ (рис. 4), совпадают с $I_c(H)$ с точностью до величин $|1 - \frac{a_0}{4}|$ ($\sim 15\%$). Поэтому в дальнейшем будем считать, что $I_c^{экс}(H) \equiv I_c^{экс}(H)$. Как видно из рис. 5, a_0 , полученное по формуле (2) из экспериментальных значений $\frac{d \ln R}{d(I^{-1})}$ и $I_c^{экс}(H)$, не зависит от магнитного поля, а его абсолютное значение $a_0 = 4,5 \pm 0,2$ хорошо совпадает с полученным ранее ($a_0 = 4,6^{4/}$).

Наблюдаемые осцилляции величин $R_\infty(H)$, $I_c(H)$ и др. с изменением магнитного поля (рис. 5) имеют период $\Delta H = (0,12 \pm 0,01) \text{ Э}$, что соответствует среднему параметру элементарной ячейки $r_0 = (20 \pm 2) \text{ мкм}$. Это значение блестяще совпадает с геометрическим параметром образца: $d_{снн} + a = (22,5 \pm 0,5) \text{ мкм}$ ($d_{снн}$ - диаметр NbTi нитей; a - ближайшее расстояние между соседними нитями).

Полученные результаты показывают, что основное влияние магнитного поля на резистивные свойства нашей системы сводится к модуляции критического тока I_c (или средней энергии связи E_J) аналогично двумерным построениям^{10/} и средней подвижности вихрей.

Поведение сопротивления как функции магнитного поля для разных значений нормирующего параметра $I/I_c(H)$ представлено на рис. 6 и демонстрирует взаимодействие токовых возбуждений с решеткой флюксоидов, которое исчезает при $I \leq I_c(H)$ (см. кривую 1). С другой стороны, как видно на рис. 5, с ростом критического тока увеличивается также R_∞ , и, следовательно, подвижность вихрей в упорядоченных решетках ($\frac{\Delta \rho}{\rho_0} = 0,1, 2 \dots$) значительно больше. Шкала X на рис. 6 калибрована таким образом, что $\Delta \Phi(H_0) = 0$, где H_0 соответствует первому

максимуму $I_c(H)$ рис. 5 (все измерения были проведены в присутствии магнитного поля Земли, точное значение которого не измерялось).

Так как a_0 не зависит от H (см. рис. 5), а

$\frac{T_c(H)}{T_{c0}(H)} = 3,2 \cdot 10^{-2} \frac{I_c(T_c, H)}{I_c(T_{c0}, H)}$ /4/ , то осцилляции в $I_c(H)$ должны привести к соответствующим изменениям критических температур $T_c(H)$ и $T_{c0}(H)$, что согласуется с известными результатами на пленочных построениях /10/. Относительное изменение амплитуды осцилляций $I_c(H)$ составляет $\frac{\Delta I_c}{I_c} \approx 50\%$, что также сравнимо с результатами, полученными на двумерных системах /8,9/.

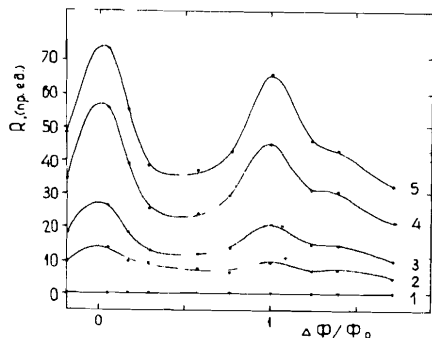


Рис. 6. Зависимость сопротивления от $\Delta \Phi / \Phi_0$ для разных значений I / I_c .

1. $I / I_c < 1$; 2. $I / I_c = 1,5$;
3. $I / I_c = 2,0$; 4. $I / I_c = 3,0$; 5. $I / I_c = 4,0$.

Из вышеизложенного следует, что уравнение (I) хорошо описывает экспериментальную зависимость $R(I)$ также в присутствии магнитного поля. Поэтому мы далее используем (I) для уточнения зависимости подвижности вихрей от тока и магнитного поля. Полученные на основе экспериментальных данных с помощью уравнения (I) значения C_d в виде функции I / I_c представлены на рис.7а

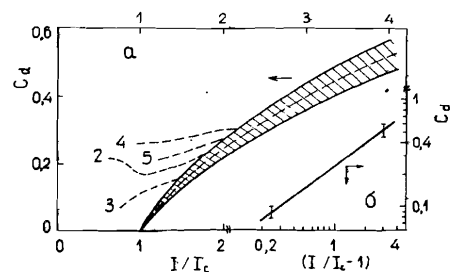


Рис. 7. Зависимость C_d от I / I_c (а). Нумерация кривых в таблице. Зависимость $\lg C_d$ от $\lg (I / I_c - 1)$ (б).

для разных степеней фрустрации $f = \frac{\Delta \Phi}{\Phi_0}$. При этом обнаруживаются две особенности. Во-первых, за небольшим исключением (кривые 2 - 5 на низких токах) все значения $C_d(I / I_c, H)$ хорошо следуют одной универсальной кривой, которая указывает на наличие порога при $I = I_c(H)$ для этого механизма активации вихрей. Штрихованная область соответствует разбросу отдельных кривых. Во-вторых, для некоторых полей (кривые 2 - 5) этот механизм при низких токах, видимо, шунтируется другим механизмом, который относительно слабо зависит от величины тока. Так как при $I < I_c$ наши измерения близки к пределу чувствительности эксперимента, нельзя сделать определенного заключения о поведении этого механизма при $I \rightarrow 0$. Для определения функциональной зависимости $C_d(I / I_c)$ на рис. 7б она представлена в виде $\ln C_d \sim \ln(I / I_c - 1)$. Видно, что основной механизм движения вихрей при $I > I_c$ следует зависимости;

$$C_d \sim \left(\frac{I}{I_c} - 1 \right)^n, \text{ где } n = 0,65 \pm 0,82, \text{ т.е. } n \approx \frac{3}{4}, \quad (3)$$

причем коэффициенты пропорциональности для многих H совпадают. Это соотношение имеет некоторую аналогию с универсальным поведением сопротивления в магнитном поле, где энергия активации

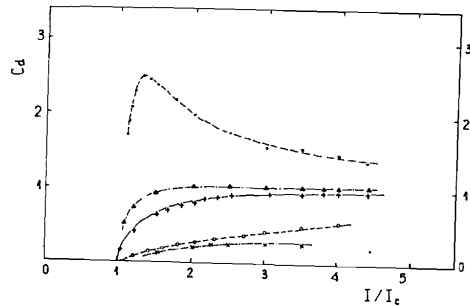


Рис. 8. Зависимость C_d от I/I_c при разных температурах измерения: (x)-T = 1,5 К; (o)- 1,85 К; (+)- 3,0+4,5 К; (▲)- 2,5 К; (●)- 2,0 К; — C_d согласно уравнению (4).

движущихся вихрей пропорциональна $H^{2/3} / I_2$. Уравнение (3) качественно отличается от полученного для подвижности отдельных вихрей^{16/}:

$$C_d = [1 - (I_c/I)^2]^{-1/2} \quad (4)$$

и подтвержденного на нашем образце при более высоких температурах (см. рис. 8, $T > 2,5$ К и^{14/}). Зависимости $C_d(I/I_c)$ для разных температур воспроизведены на рис. 8. Механизм, описываемый уравнением (3), по-видимому, непосредственно связан с аномалией в подвижности вихрей вблизи ТФП при $T = T_c$, достигающей своего максимума при $T \approx 2$ К, и указывает на сильное взаимодействие топологических возбуждений, коллективное движение которых в этой области температур нельзя рассмотреть в одиночном приближении.

4. ВЫВОДЫ

Представленные экспериментальные данные, описывающие влияние слабого магнитного поля на свойства периодической структуры, вблизи перехода T_c , подтверждают вывод предыдущих работ

о том, что топологические фазовые переходы, аналогичные переходу К-Т-Б, также наблюдаются в массивных образцах^{3,4/}.

Обнаруженные осцилляции $R(H)$, $R_\infty(H)$, $I_c(H)$ и точное совпадение периода осцилляций с параметром решетки Nb-Ti нитей представляют собой прямое доказательство того, что это эффекты квантовой интерференции. В отличие от работ с пленочными построениями, где такие эффекты изучались вблизи T_{CO} (т.е. перехода К-Т-Б), наши измерения проведены около топологического перехода T_c , связанного с рекомбинацией топологических диполей и с изменением коллективных свойств индуцированных током вихрей. Полученная универсальная зависимость подвижности вихрей от I и H (3) указывает на сильное взаимодействие токовых возбуждений и является, видимо, важной характеристикой критического поведения системы в этой области температур. В данных экспериментальных условиях влияние магнитного поля на электрическое сопротивление системы сводится к модуляции величины R_∞ и энергии связи $E_g(H) \sim I_c(H)$, что должно проявиться также в соответствующей осцилляции критических температур. Общее поведение сопротивления следует зависимости (1) и является масштабно-инвариантным относительно $f = \frac{P}{\Phi_0} ; \frac{I}{I_c(H)}$; т.е. величина $R(f, I/I_c(f)) / R_\infty(f)$ представляет собой универсальную функцию этих параметров. Для дальнейших обобщений полученных результатов и уточнения микроскопической природы этих эффектов предполагается продолжить такого типа измерения в широкой области температур и магнитных полей.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.M.Kosterlitz and D.J.Thouless - J.Phys. C6, 1973, 1181.
2. В.Д.Березинский - ЖЭТФ, 61, 1971, 1144.

3. Н.М.Владиминова, Д.Лазер, Э.Фишер, И.С.Хухарева - Препринт ОИЯИ Р8-85-654, Дубна 1985 ; Proceedings of ICSC-11, Berlin-West, 1986 , 696.
4. Э.Фишер, И.С.Хухарева - Препринт ОИЯИ Р8-86-859, Дубна 1986 .
5. B.I.Halperin, D.R.Nelson - J.Low Temp.Phys., V36,1979,599.
6. V.Ambegoakar, B.I.Halperin - Phys.Rev.Lett,V22, 1969 ,1364
7. C.J.Lobb, D.W.Abraham, M.Tinkham - Phys.Rev. B27, 1983 ,150.
8. R.A.Webb, R.F.Van, G.Grinstein, P.M.Horn - Phys.Rev.Lett, 51, 1983 , 690.
9. S.Teifel, C.Jayaprekash - Phys.Rev.Lett, 51, 1983 , 1999.
10. M.Tinkham, O.W.Abraham, C.J.Lobb - Phys.Rev. B28, 1983 , 6578.
11. B.Pannetier et al - Phys.Rev.Lett, 53, 1984 , 1853.
12. J.M.Graybeal, M.R.Beasley - Phys.Rev.Lett.,56, 1986, 173.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 июля 1987 года.

Фишер Э., Хухарева И.С. P8-87-526
Токостимулированная квантовая интерференция в композитном сверхпроводнике NbTi-Cu

Проведено измерение вольтамперных характеристик в присутствии слабого магнитного поля /до ~ 0,2 Э/ при температуре 1,85 K на образце, вырезанном из мелкодисперсного композитного провода NbTi-Cu таким образом, что измерительный ток в образце протекал перпендикулярно сверхпроводящим нитям. Установлено, что зависимость критического тока образца и его сопротивления от магнитного поля, направленного вдоль сверхпроводящих нитей, имеет осциллирующий характер. Период осцилляций с хорошей точностью определяется геометрическими параметрами структуры образца. Подробный анализ подвижности токовых возбуждений свидетельствует о сильном взаимодействии топологических вихрей в критической области фазового перехода, связанного с исчезновением равновесной концентрации топологических диполей при понижении температуры. Экспериментальные результаты показывают полную масштабную инвариантность обнаруженных нелинейных эффектов и квантовой интерференции.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод Л.Н.Барабаш

Fischer E., Khukhareva I.S. P8-87-526
Current - Mediated Quantum Interference in the Multifilamentary Superconductor NbTi-Cu

The I-V - curves for the transversal zero-bias resistance of a NbTi-Cu multifilamentary superconductor have been measured at 1.85 K in the presence of a weak dc-magnetic field (≤ 0.2 Oe) aligned along the NbTi - filaments perpendicular to the current flow. An oscillating dependence of both the critical current and the resistivity behaviour from the magnetic field amplitude has been obtained. These oscillations are in excellent agreement with the periodic dependence of the frustration parameter on magnetic flux per unit cell determined by the geometry of the effective two-dimensional structure of the filament lattice. A detailed analysis of the vortex mobility reveals the strong vortex interaction in the critical region of the topological phase transition caused by the annihilation of the thermally activated vortex-pairs. The experimental results demonstrate the complete scaling properties of the obtained non-linear and quantum interference effects.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987