

Пиннинг в немагнитных борокарбидах

А.Н. Жолобенко¹, Г.П. Микитик¹, В.Д. Филь¹, Д.В. Филь²,
J.D. Kim³, E.M. Choi³, and S.I. Lee⁴

¹Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: fil@ilt.kharkov.ua

²Институт монокристаллов НАН Украины, пр. Ленина, 60, г. Харьков, 61001, Украина

³Pohang University of Science and Technology, Pohang 794-784, Republic of Korea

⁴Korea Basic Science Institute, Daejeon 305-333, Korea

Статья поступила в редакцию 8 июня 2005 г., после переработки 1 июля 2005 г.

Методом, не требующим достижения критического состояния, измерены полевые зависимости параметра Лабуша в немагнитных борокарбидах и оценены ожидаемые величины критических токов. Полученные значения на два порядка превышают результаты «прямых» измерений, сделанных на основе транспортных (магнитных) экспериментов. В Y-содержащих борокарбидах в полевых зависимостях параметра Лабуша обнаружен гигантский пик-эффект, количественно хорошо описываемый моделью коллективного пиннинга.

Методом, який не потребує досягнення критичного стану, виміряно польові залежності параметра Лабуша у немагнітних борокарбідах та оцінено величини критичних струмів, які очікують. Одержані значення на два порядки перевищують результати «прямих» вимірювань, які виконано на основі транспортних (магнітних) експериментів. В борокарбідах, що містять Y, в польових залежностях параметра Лабуша виявлено гігантський пік-ефект, який кількісно добре описується моделлю колективного пінінгу.

PACS: 74.25.Qt, 74.70.Ad

Динамика вихревой материи в сверхпроводниках II рода определяется соотношением между упругостью решетки флюксоидов, вязкостью и пиннингом. Ее изучение, несмотря на более чем сорокалетнюю историю исследований, продолжает привлекать значительное внимание. В первую очередь это относится к характеристикам пиннинга ввиду практической важности детального понимания его физической природы.

В настоящее время интенсивность пиннинга принято характеризовать, главным образом, плотностью тока j_c , отвечающей достижению критического состояния, т.е. переходу от режима бездиссипативного протекания тока к режиму свободного движения вихрей. Пиннинг может быть охарактеризован также «пружинным» параметром Лабуша $\alpha_L = d^2W_p/dx^2$, определяющим среднюю кривизну потенциала пиннинга W_p . Переход в критическое состояние отвеча-

ет равенству силы Лоренца силе эффективного пиннинга:

$$\alpha_L \xi \approx \frac{1}{c} j_c B, \quad (1)$$

где ξ — длина когерентности, B — индукция в образце.

Используя (1), легко оценить ожидаемое при известном α_L значение j_c и сравнить его с «прямыми» измерениями.

В настоящем сообщении приведены результаты измерений α_L в немагнитных борокарбидах (YNi_2B_2C , $Y_{0,95}Tb_{0,05}Ni_2B_2C$ и $LuNi_2B_2C$), полученные методом, не требующим достижения критического состояния. Оказалось, что наши оценки j_c на два порядка превышают величины критических токов, полученные в транспортных или магнитных измерениях.

Кроме того, в Y-содержащих образцах в полевых зависимостях α_L обнаружен гигантский пик-эффект. Количественно его хорошо удается описать в рамках модели коллективного пиннинга [1]. В лютециевом борокарбиде существенным оказывается также пиннинг на дефектах, радиус действия которых превышает размер кора.

В основе метода лежит анализ амплитуды и фазы электромагнитного поля, излучаемого из проводящей среды под действием поперечной звуковой волны, распространяющейся вдоль магнитного поля H . Для однородного полупространства и упруго свободной границы раздела индукционная (холловская) компонента поля описывается простым выражением [2,3]*:

$$E_{\text{ind}} = \frac{[\dot{u}B]}{c} \cdot \frac{k^2}{q^2 + k^2} \equiv \frac{[\dot{u}B]}{c} \cdot X(B), \quad (2)$$

где u — амплитуда смещений в упругой волне на границе раздела, q — волновое число звука, k — скиновое волновое число исследуемой среды. В нормальном состоянии $k^2 = k_n^2 = (4\pi i\omega\sigma_0)/c^2$, $\sigma_0 = (ne^2\tau)/m$ — статическая проводимость.

$$\text{В смешанной фазе } k^2 = k_m^2 = \frac{4\pi(i\omega\eta + \alpha_L)}{B^2},$$

где η и α_L — соответственно вязкость и параметр Лабуша, отнесенные к единичному объему.

Так как η примерно пропорционально B ($i\omega\eta \approx k_n^2 \frac{BHc_2}{4\pi}$, формула Бардина–Стефена [4]),

то в достаточно слабом поле $|k_m^2| \gg q^2$ и величина $X(B)$ близка по амплитуде к 1, а ее фаза — к нулю.

При $\kappa \gg 1$ (κ — параметр Гинзбурга–Ландау) в актуальной области полей мы можем не различать индукцию в образце и приложенное поле. Отнормировав измеренное значение E/H таким образом, чтобы при $H \sim (5-10) H_{C1}$ его модуль был близок к 1, и, приняв значение фазы Φ в этих полях за точку отсчета, получаем полевую зависимость комплексной величины $X(H)$.

Значения вязкости и параметра Лабуша определяются соотношениями

$$\alpha_L = \text{Re} \left(\frac{X(H)}{1 - X(H)} \right) \cdot \frac{q^2 H^2}{4\pi}, \quad (3)$$

$$\omega\eta = \text{Im} \left(\frac{X(H)}{1 - X(H)} \right) \cdot \frac{q^2 H^2}{4\pi}. \quad (4)$$

Необходимо помнить, что получаемая в таком эксперименте информация относится к тонкому ($\sim q^{-1}$) приповерхностному слою. В случае его неоднородности простые соотношения (2)–(4) нарушаются. Этот вопрос подробно изучен в [5]. Показано, что неоднородность σ_0 (уменьшение проводимости приповерхностного слоя) увеличивает фазовый угол, фиксируемый в нормальном состоянии. Неоднородность же пиннинга приводит к кажущемуся немонотонному изменению параметра η , если для его восстановления воспользоваться соотношением (4), вплоть до появления нефизических отрицательных значений вязкости.

Укажем простой тест, позволяющий выявить, по крайней мере, неоднородность σ_0 : в нормальном состоянии модуль и фаза $X(H)$ в случае однородного материала должны быть связаны соотношением

$$|X(H)| = (1 + \text{tg}^2 \Phi(H))^{-0.5}.$$

В описываемых ниже экспериментах это условие всегда было выполнено с точностью $\sim 5\%$.

Образцы выращивались по стандартной для данного класса соединений технологии [6]. Они имели форму тонких чешуек толщиной $\sim 0,5$ мм с поперечными размерами ~ 3 мм. Ось C_4 всегда была ортогональна плоскости пластинки. В качестве излучающей поверхности использовалась достаточно совершенная грань естественного роста. Противоположная грань притиралась для создания надежного акустического контакта с германиевой линией задержки, позволяющей разделить во времени возбуждающий и анализируемый сигналы. Частоты возбуждения — (54–55) МГц, детали измерительной процедуры описаны в [5].

Примеры типичных экспериментальных зависимостей модуля и фазы $X(H)$ представлены на рис. 1. Все исследованные образцы, независимо от состава, имели близкие значения k_n^2 , соответственно, остаточное сопротивление $\rho_{\text{res}} \sim 3$ мкОм·см и лондоновскую глубину проникновения $\lambda(0) \sim 10^{-5}$ см. Необходимые для этих оценок значения скоростей C_{44} моды приведены в [7].

Из данных, аналогичных представленным на рис. 1, с использованием (4) были найдены полевые зависимости вязкости, также оказавшиеся подобны-

* Строго говоря, приемная антенна реагирует на высокочастотную магнитную компоненту \tilde{H} . Вблизи границы раздела излучаемое поле представляет плоскую волну, поэтому $\tilde{H} = \tilde{E}$. Компонента \tilde{E} в силу условия непрерывности с точностью $\delta/\lambda_{EM} \sim 10^{-5}$ (δ — скиновое проникновение, λ_{EM} — длина электромагнитной волны в вакууме) совпадает с полем E_{ind} , порождаемым упругой волной в проводнике [2].

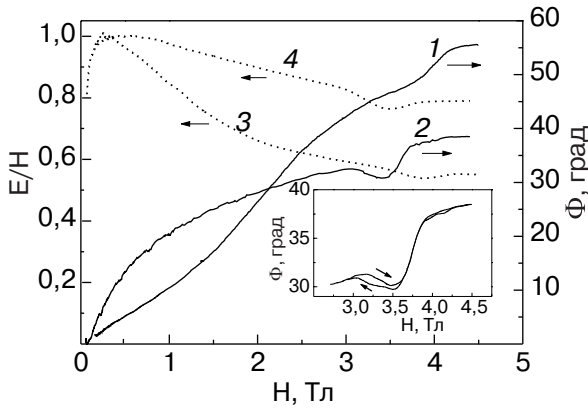


Рис. 1. Типичная полевая зависимость амплитуды и фазы $X(H)$. Левая шкала нормирована, как пояснено в тексте: Φ (1),(2); E/H (3),(4); $\text{LuNi}_2\text{B}_2\text{C}$ ($T = 6$ К) (1),(3); $\text{Y}_{0,95}\text{Tb}_{0,05}\text{Ni}_2\text{B}_2\text{C}$ ($T = 1,7$ К) (2),(4). Вставка – гистерезис фазы в области пик-эффекта в $\text{Y}_{0,95}\text{Tb}_{0,05}\text{Ni}_2\text{B}_2\text{C}$ ($T = 1,7$ К).

ми для совпадающих значений H_{C2} . Пример приведен на рис. 2. Их поведение близко к предсказываемому феноменологической моделью Бардина–Стефена [4], хотя отклонения от линейной зависимости достаточно заметны. На вставке к рис. 2 представлено ожидаемое из измеренных значений вязкости поведение удельного сопротивления в резистивном режиме. На зависимостях $\eta(H)$ нет достаточно сильных немонотонностей, что в соответствии с результатами [5] указывает на отсутствие какой-либо значимой неоднородности в характеристиках пиннинга. Обратим также внимание на то, что наличие в первичных данных значительных немонотонностей вблизи H_{C2} (рис. 1, кривая 2) практически не проявляется в поведении $\eta(H)$.

Примеры полевых зависимостей параметра Лабуша приведены на рис. 3. В первую очередь обращает на себя внимание гигантский пик-эффект в Y-содержащих образцах вблизи H_{C2} . Следы его существования заметны также и в $\text{LuNi}_2\text{B}_2\text{C}$. Отметим также, что для $\text{Y}_{0,95}\text{Tb}_{0,05}\text{Ni}_2\text{B}_2\text{C}$ в области промежуточных полей решение (3) приводит к отрицательным значениям α_L . Мы полагаем, что в условиях очень слабого пиннинга точность процедуры восстановления параметра Лабуша с помощью (2) недостаточна из-за таких не учитываемых факторов, как, скажем, неоднородность приповерхностного слоя либо тепловые флуктуации, и результат $\alpha_L < 0$ является своего рода артефактом.

Качественное объяснение природы пик-эффекта предложено Пиппардом [8]. Структура смешанной фазы определяется конкуренцией между пиннингом и силой межвихревого взаимодействия. При преобладании последнего флюксоиды формируют решетку, близкую к трансляционно упорядоченной, и

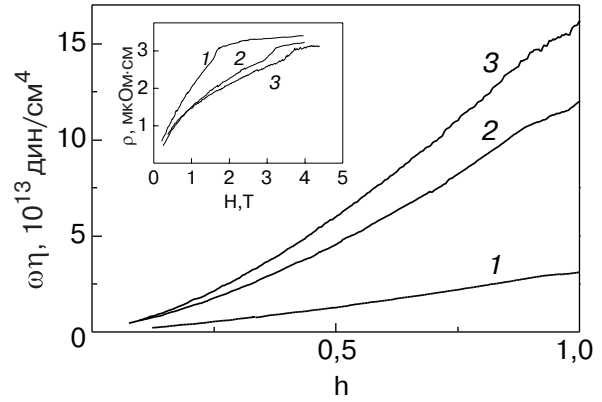


Рис. 2. Полевые зависимости $\omega\eta$ в $\text{Y}_{0,95}\text{Tb}_{0,05}\text{Ni}_2\text{B}_2\text{C}$: $T = 8$ К, $H_{C2} = 1,7$ Тл (1); $T = 4$ К, $H_{C2} = 3,3$ Тл (2); $T = 1,7$ К, $H_{C2} = 3,8$ Тл (3). Вставка – ожидаемое изменение удельного сопротивления. Обозначения те же, что и на главном рисунке.

детали рельефа пиннирующего потенциала в значительной степени игнорируются. При приближении к H_{C2} упругость вихревой решетки падает быстрее, чем интенсивность пиннинга, что приводит к более эффективной подстройке структуры к рельефу пиннирующего потенциала и, соответственно, к росту α_L и j_c .

Теория коллективного пиннинга (КП) вихревых структур точечными дефектами (т.е. дефектами, радиус действия которых меньше длины когерентности) позволила перевести эти качественные соображения на количественную основу [1]. В теории КП вводится единственный свободный параметр, характеризующий силу пиннинга. В качестве такого удобно выбрать безразмерное магнитное поле $h_{SV} \equiv \frac{H_{SV}}{H_{C2}}$, определяющее границы так называемого *bundle vortex pinning* (BVP) режима $h_{SV} < h < 1 - h_{SV}$, ($h = H/H_{C2}$), в котором поперечный размер R_c корреляционной области Ларкина превышает параметр вихревой решетки $a = \sqrt{\Phi_0/H}$ (Φ_0 – квант потока). В BVP режиме α_L определяется из условия равенства энергий пиннинга ($\sim \alpha_L \xi^2 V_C$) и упругой энергии ($\sim C_{66} \left(\frac{\xi}{R_c}\right)^2 V_C$) вихревой решетки в корреляционном объеме V_C . Это дает

$$\alpha_L \approx \frac{C_{66}}{R_c(H)^2}. \quad (5)$$

Модуль сдвига определяется соотношением [9]:

$$C_{66} \equiv \frac{\Phi_0 H_{C2}}{(8\pi\lambda)^2} h(1-h)^2. \quad (6)$$

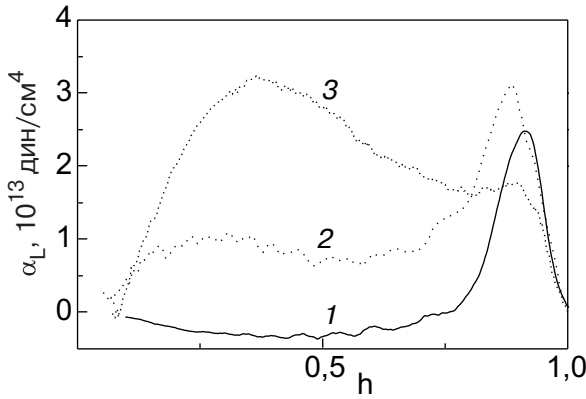


Рис. 3. Полевые зависимости α_L : $Y_{0,95}Tb_{0,05}Ni_2B_2C$ ($T = 1,7$ К, $H_{C2} = 3,8$ Тл) (1); YNi_2B_2C ($T = 4$ К, $H_{C2} = 3,8$ Тл) (2); $LuNi_2B_2C$ ($T = 6$ К, $H_{C2} = 4,2$ Тл) (3).

Уравнение для нахождения R_c (при $a \ll \lambda$) имеет вид

$$\left[\frac{h(1-h)}{h_{SV}(1-h_{SV})} \right]^{3/2} \approx 1 + 2 \ln \frac{R_c}{a} + \frac{R_c}{\lambda} (1-h)^{1/2}. \quad (7)$$

Фактически (7) есть уравнение (4.17) из обзора [10], в котором учтена возможность приближения H к H_{C2} (см. уравнение (8) в [11] и пояснения к нему). Параметр Лабуша в *single vortex pinning* (SVP) режиме, в нижней по магнитному полю области ($h < h_{SV}$) линеен по магнитному полю с коэффициентом пропорциональности, определяемым из условия сшивки с (5). В верхней области SVP режима ($1 - h_{SV} < h < 1$) можно использовать оценку $\alpha_L \approx C_{66}(h) / \beta a^2(h)$, где β – близкий к единице поправочный коэффициент, также обеспечивающий сшивку с (5) при $h = 1 - h_{SV}$.

Расчетные зависимости $\alpha_L(h)$, построенные для значений $H_{C2} = 4$ Тл и $\lambda = 10^{-3}$ см, характерных для исследуемых образцов, при различных значениях параметра h_{SV} представлены на рис. 4. Замечательным их свойством оказывается однозначная связь между формой полевой зависимости и масштабом изменений $\alpha_L(h)$. Другими словами, если $\alpha_L(h)$ имеет вид колоколообразной кривой без выраженного пик-эффекта, то максимальное значение $\alpha_L(h)$ обязано находиться на уровне 10^{15} дин/см⁴. И наоборот, при выраженном пик-эффекте наблюдаемые $\alpha_L(h)$ не должны превышать значений $10^{13} - 10^{14}$ дин/см⁴. Обращаясь к рис. 3, сразу же заключаем, что поведение $\alpha_L(h)$ в Y-содержащих образцах может быть проанализировано с точки зрения теории КП, чего нельзя сказать о лутециевом борокарбиде.

Теория КП предсказывает близкую к симметричной $\alpha_L(h)$ зависимость относительно $h = 0,5$, т.е.

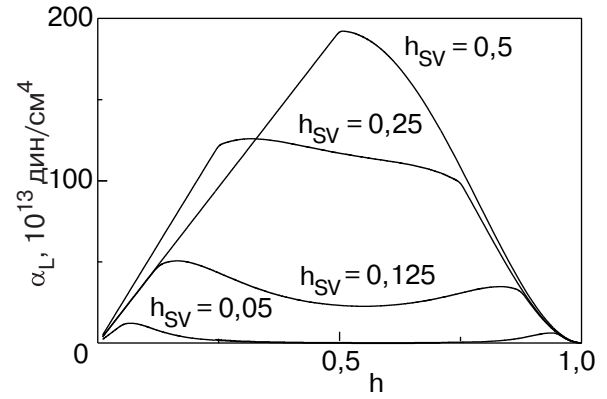


Рис. 4. Расчетная зависимость $\alpha_L(h)$ ($H_{C2} = 4$ Тл, $\lambda = 10^{-5}$ см) при различных значениях параметра h_{SV} .

если вблизи H_{C2} наблюдается пик-эффект, то такого же типа подъем $\alpha_L(h)$ должен иметь место и в области слабых полей. В наших экспериментах мы никогда не наблюдали подобной зависимости. Однако отметим, что низкополевой пик-эффект должен был бы находиться в области полей, где уже нельзя пренебречь различием между B и H и формулы (3),(4) теряют силу. Кроме того, в этих полях величина $X(H)$ близка к 1, и соотношение (3), как уже ранее отмечалось, очень чувствительно к возможным не учитываемым поправкам, в том числе и к тепловым флуктуациям, снижающим эффективную величину пиннинга [5].

На рис. 5 продемонстрировано «качество» описания амплитуды пик-эффекта вблизи H_{C2} теорией КП при различных температурах, оказавшееся вполне приемлемым. При построении рисунка использован единственный подгоночный параметр $h_{SV}(0) = 0,033$ и температурные зависимости $\lambda(t) = \lambda(0)(1 - t^2)^{-1/2}$ и $h_{SV}(t) = h_{SV}(0)(1 - t^2)^{1/2}$. Последняя зависимость соответствует δl пиннингу [11].

В настоящее время весьма популярна точка зрения (см. [11] и ссылки там же), что переход в режим пик-эффекта отвечает фазовому превращению I рода из состояния вихревой решетки в неупорядоченное аморфное состояние. Как показано в [11], положение этого перехода коррелирует с границей верхней области SVP режима. Иными словами, эта точка зрения связывает пик-эффект не просто с плавным переходом от VVP к SVP режиму, а с истинным фазовым переходом. На вставке рис. 1 продемонстрирован наблюдаемый в наших экспериментах гистерезис, характерный для растянутых фазовых превращений по типу мартенситного, подтверждающий подобную точку зрения.

В $LuNi_2B_2C$, как уже отмечалось, масштаб и форма $\alpha_L(h)$ не позволяют описать полевую зависимость параметра Лабуша в рамках одной лишь модели КП. Поскольку на правом крыле $\alpha_L(h)$

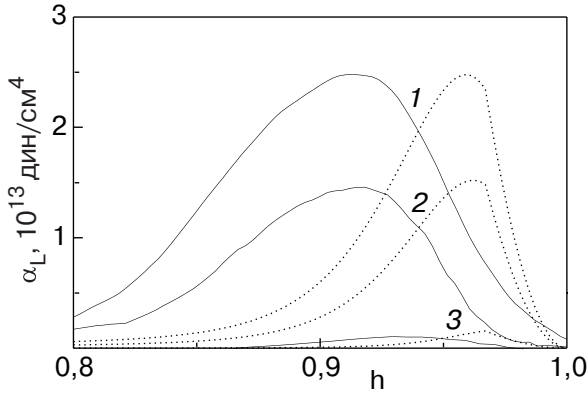


Рис. 5. Сравнение значений α_L , измеренных в $Y_{0,95}Tb_{0,05}Ni_2B_2C$ (сплошные линии) с расчетом ($h_{SV} = 0,033$, точки) при разных условиях: $T = 1,7$ К, $H_{C2} = 3,8$ Тл (1); $T = 4$ К, $H_{C2} = 3,3$ Тл (2); $T = 8$ К, $H_{C2} = 1,7$ Тл (3).

(рис. 3) имеется неярко выраженный максимум при тех же h , что и в Y-содержащих борокарбидах, очевидно, в лутециевом борокарбиде также присутствуют слабые центры пиннинга, описываемые КП моделью. Основной же максимум при $h \sim 0,4$, по-видимому, связан с разреженными, но более сильными центрами пиннинга, радиус действия r которых превышает длину когерентности [1]. Максимальное значение $\alpha_L(h)$ при этом описывается соотношением

$$\alpha_{L \max} \approx \frac{nr^2}{\xi} \frac{H_{C2}^2}{\pi^3 k^2},$$

где n — плотность «сильных» центров пиннинга. При $k \sim 10$ и $r \sim 10^{-6}$ оценочная плотность $n \sim 10^{14}$ действительно оказывается малой.

Представляет интерес сравнить наши оценки критических токов с величинами, полученными в транспортных (магнитных) измерениях. Используя (1), вычислим величину критического тока, ожидаемую из измеренных значений α_L . Для всех исследованных образцов (при $H \sim 4$ Тл) получаем $j_c \sim 10^4$ А/см². В работе [12] транспортные измерения в монокристалле $LuNi_2B_2C$ при $H \parallel c$ и $T = 2,2$ К вблизи H_{C2} дали $j_c \sim 10^2$ А/см². Такая же величина получена при измерениях необратимой намагниченности в монокристалле YNi_2B_2C при $T = 5$ К [13]. Важно отметить, что монокристаллы, изученные в цитируемых работах, равно как и в настоящем исследовании, выращены с использованием полностью идентичных технологий. Следует ожидать, что по характеристикам пиннинга эти образцы также близки, и отличие на два порядка измеренных значений критических токов от наших оценок вряд ли связано с индивидуальными характеристиками конкретных образцов.

С одной стороны, отметим, что в цитированных работах измерялся, скорее всего, не j_c , а ток, устанавливающийся в образце за время измерений в режиме термоактивированного течения вихрей j_t . Величина j_t может быть оценена из выражения [10]:

$$j_t \approx j_c \left[1 + \frac{\mu T}{U_c} \ln \left(1 + \frac{t}{t_0} \right) \right]^{-\frac{1}{\mu}}, \quad (8)$$

где t ($\sim 10^2$ – 10^3 с) — характерное время измерений в экспериментах [12,13], t_0 ($\sim 10^{-5}$ с) — постоянная, зависящая от проводимости и размера образца [10], U_c — энергетический барьер, препятствующий свободному движению флюксоида. Для параметра μ на границе BVP и SVP режимов оценка, даваемая теорией КП, достаточно неопределенная ($\mu \sim 1/7 \div 5/2$). В качестве U_c следует использовать энергию пиннинга в корреляционном объеме V_c ($U_c \approx \alpha_L \xi^2 V_c$). Вблизи шк-эффекта $V_c \sim a^3$, $U_c \sim 1$ К и значение $j_t/j_c \sim 10^{-2}$ совместимо с (8) при $\mu \sim (0,7-1)$. К сожалению, отсутствие в [12,13] необходимых данных (вольт-амперные характеристики, временная эволюция необратимой намагниченности) не позволяет проверить приведенное объяснение количественно.

Отличие измеренных в [12,13] j_t от наших оценок j_c может иметь и другую, по крайней мере частично, причину. Соотношение (1) в некотором смысле следует понимать как условие достижения в вихревой решетке теоретического предела упругости. Хорошо, однако, известно, что в обычных кристаллических решетках, как правило, из-за наличия дефектов (дислокаций) задолго до момента хрупкого разрушения появляются необратимые пластические деформации. Аналогичного сценария можно ожидать и в вихревых решетках с дефектами. Подчеркнем, что именно в борокарбидах вихревые структуры характеризуются повышенной дефектностью [12], обусловленной происходящими в них фазовыми превращениями из низкополевой гексагональной решетки флюксоидов в квадратную высокополевую. В таком случае оценки величины критического тока в рамках теории КП должны быть модифицированы, поскольку в них не учитывается возможность существования в вихревой решетке дислокаций. В частности, соотношение (1), подразумевающее неизменность параметра α_L при малых и больших ($\sim \xi$) деформациях, теряет силу. Иными словами, в дефектных вихревых решетках при небольшой надкритичности движение флюксоидов также может начинаться по типу пластического течения.

Сформулируем в заключение основные результаты работы. В монокристаллах немагнитных борокарбидов методом, не требующим достижения режима свободного течения вихрей, измерены полевые

зависимости параметра Лабуша. Оценка на их основе критического тока приводит к значениям, на два порядка превышающим величины, получаемые в транспортных (магнитных) измерениях. Этот вывод — главный результат работы. В Y-содержащих образцах в полевых зависимостях α_L вблизи H_{C2} обнаружен гигантский пик-эффект. Его величина (в том числе температурные изменения) хорошо описывается в рамках модели коллективного пиннинга. В лютетиевом борокарбиде основной вклад в α_L дает пиннинг на дефектах с радиусом действия, превышающим длину когерентности.

Работа выполнена при частичной поддержке Фонда CRDF (грант № UP1-2566-KH-03) и INTAS (грант № 03-51-3036).

1. A.I. Larkin and Yu.N. Ovchinnikov, *J. Low Temp. Phys.* **34**, 409 (1979).
2. В.Д. Филь, *ФНТ* **27**, 1347 (2001).
3. Т.В. Игнатова, Г.А. Звягина, И.Г. Колобов, Е.А. Масалитин, В.Д. Филь, Ю.Б. Падерно, А.Н. Быков, В.Н. Падерно, В.И. Ляшенко, *ФНТ* **28**, 270 (2002).
4. J. Bardeen and M.J. Stephen, *Phys. Rev.* **140**, A1197 (1965).
5. V.D. Fil, D.V. Fil, Yu.A. Avramenko, A.L. Gaiduk, and W.L. Johnson, *Phys. Rev.* **B71**, 692504 (2005).
6. M.O. Mun, S.I. Lee, W.C. Lee, P.C. Canfield, B.K. Cho, and D.C. Johnson, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2790 (1996).
7. Е.А. Масалитин, В.Д. Филь, К.Р. Жеков, А.Н. Жолобенко, Т.В. Игнатова, S.I. Lee, *ФНТ* **29**, 93 (2003).

8. A.B. Pippard, *Philos. Mag.* **19**, 217 (1969).
9. E.H. Brandt, *J. Low Temp. Phys.* **26**, 709 (1977).
10. G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin, and V.M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
11. G.P. Mikitik and E.H. Brandt, *Phys. Rev.* **B64**, 184514 (2001).
12. V.M.R. Eskildsen, P.L. Gammel, B.P. Barber, A.P. Ramirez, D.J. Bishop, N.H. Andersen, K. Mortensen, C.A. Bolle, C.M. Lieber, and P.C. Canfield, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 487 (1997).
13. V. Silhanek, J.R. Thompson, L. Civale, D.McK. Paul, and C.V. Tomy, *Phys. Rev.* **B64**, 012512 (2001).

Pinning in nonmagnetic borocarbides

A.N. Zholobenko, G.P. Mikitik, V.D. Fil, D.V. Fil, J.D. Kim, E.M. Choi, and S.I. Lee

The field dependences of the Labush parameter in nonmagnetic borocarbides are measured by the method which does not require the free flux flow regime. The anticipated critical current densities are estimated. These values are by two orders of magnitude higher than those measured «directly» in transport (magnetic) experiments. The giant peak-effect in the field dependences of the Labush parameter is revealed in the Y-based borocarbides. Its behavior is well approximated by the collective pinning theory.