

НАБЛЮДЕНИЕ ОБЛАСТЕЙ БЛИЖНЕГО ПОРЯДКА В ВИХРЕВОЙ СТРУКТУРЕ В СВЕРХПРОВОДНИКЕ ВТОРОГО РОДА

Л.Я.Винников, И.В.Григорьева

С помощью методики декорирования дисперсными частицами Fe в неоднородно деформированном монокристалле Nb – 5%Mo наблюдалась блочная структура вихревой решетки при малой плотности центров пиннинга в образце и полное разрушение решетки при высокой их плотности. Наблюдаемое поведение соответствует предсказаниям теории коллективного пиннинга.

Согласно теории коллективного пиннинга в сверхпроводниках второго рода ¹ воздействие слабых центров пиннинга (ЦП) (дислокаций, точечных дефектов и т. п.) нарушает дальний порядок в вихревой решетке (ВР) и приводит к образованию так называемых корреляционных областей, внутри которых периодичность сохраняется. Критический ток j_c и объемная сила пиннинга $F_p = j_c B$ (B – магнитная индукция внутри образца) определяются объемом корреляционных областей:

$$F_p = (W(0)/V_c)^{1/2}, \quad (1)$$

где величина $W(0) = n \langle f_p^2 \rangle$ характеризует силу f_p и плотность n ЦП, заключенных внутри этого объема, и также однозначно выражается через величину V_c ¹.

В недавних работах по измерению зависимости критического тока от магнитного поля на аморфных пленках (см., например, ²) было показано, что поведение критического тока определяется полевой зависимостью, предсказываемой коллективной теорией ¹, что интерпретируется как подтверждение образования областей ближнего порядка в ВР. В настоящей работе нам удалось наблюдать такого рода области в массивных образцах прямо, с помощью методики декорирования дисперсными частицами Fe ³.

Исследовались монокристаллы сплава Nb – 5 ат. % Mo, деформированные сжатием при 77 К до $\epsilon \approx 1\%$. Дислокационная структура таких образцов сильно неоднородна: деформация сосредоточена в полосах скольжения шириной $1,5 \div 10$ мкм, расположенных на расстоянии $100 \div 300$ мкм друг от друга; плотность дислокаций в области полосы скольжения $\geq 10^{10}$ см⁻². Между полосами скольжения плотность дислокаций мала – $\lesssim 10^8$ см⁻². Подробное описание приготовления образцов, результаты исследований структуры в просвечивающем электронном микроскопе и измерений критического тока приведены в нашей работе ⁴. Напыление частиц Fe на поверхность образца, перпендикулярную полосам скольжения, проводилось в режиме замороженного потока, т. е. образец охлаждался до 4,2 К, внешнее магнитное поле увеличивалось от 0 до H_{c2} (H_{c2} – верхнее критическое поле), а затем медленно уменьшалось до 0. При этом в образце "замораживался" магнитный поток, величина и распределение которого определялись пиннингом на дефектах ⁵. Картины декорирования, полученные в сканирующем электронном микроскопе, приведены на рис. 1 и 2. Светлые точки – частицы железа; их распределение соответствует распределению магнитного поля у поверхности образца ³. На рис. 1 а, б видно, что между полосами скольжения реализуется треугольная вихревая решетка с параметром $a = 4,2 \cdot 10^{-5}$ см, которая состоит из блоков – развернутых друг относительно друга областей регулярной решетки, имеющих неправильную форму. Средний размер блоков равен 10 ± 4 мкм. Граничная область между одними блоками состоит из дислокаций и островков "плохого соответствия" в ВР (рис. 1 а), на границе других блоков происходит изгиб вихревых рядов (см. рис. 1 б). Таким образом, решетка деформируется как пластически, так и упруго. В области полосы скольжения ВР полностью разрушена (см. рис. 2), расстояние между вихрями $a = (2 \div 2,2) \cdot 10^{-5}$ $\geq 2\lambda$ (λ – глубина проникновения магнитного поля в Nb – 5% Mo при 4,2 К). Полагая,

что наблюдаемые блоки в вихревой решетке есть поперечное сечение корреляционных областей 1 и их размер соответствует корреляционному радиусу R_c , можно оценить силу пиннинга F_p , создаваемую малой плотностью дислокаций между полосами скольжения, а также силу пиннинга, действующую со стороны полос скольжения, учитывая, что в последнем случае ближний порядок разрушается, т. е. $R_c \approx a$.

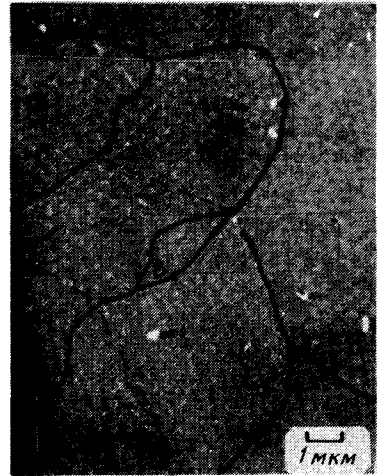
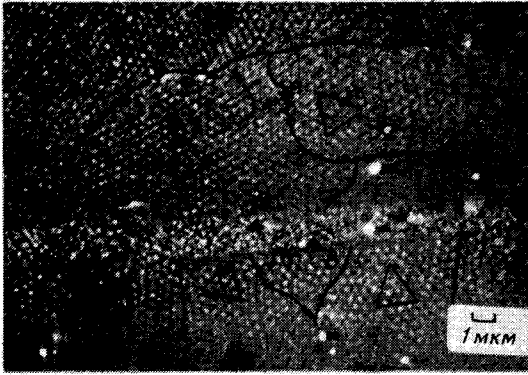


Рис. 1 (а, б). Разбиение ВР на блоки. Сплошными линиями показаны границы блоков, треугольниками – ориентация плотноупакованных рядов вихрей, пунктирными линиями – изгиб вихревых рядов на границах блоков. B – области "плохого соответствия" в ВР

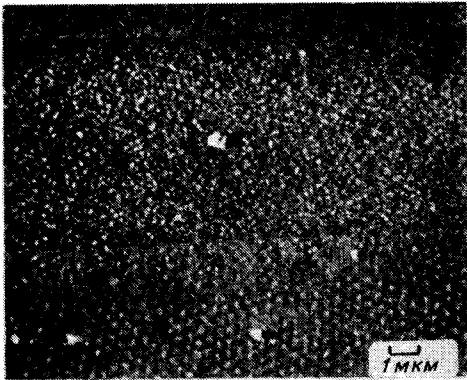


Рис. 2. Магнитная структура образца в области полосы скольжения и вблизи нее

В работе 1 , где рассматривается упругая деформация ВР, получены соотношения между $W(0)$ и R_c , V_c и R_c :

$$W(0) = 4\pi^{1/2} \frac{c_{44}^{1/2} c_{66}^{3/2} a^2}{R_c}; \quad (2)$$

$$V_c = R_c^2 L_c = R_c^3 \left(\frac{c_{44}}{c_{66}} \right)^{1/2}; \quad (3)$$

где L_c – продольный размер корреляционной области c_{66} и c_{44} – сдвиговой и изгибный модули ВР. Последние были детально рассчитаны Брандтом ⁶ с учетом нелокальных эффектов, возникающих при больших деформациях ВР, когда длина волны поля смещений становится порядка расстояния между вихрями. В слабых магнитных полях $\frac{0,3}{\kappa^2} < b < 0,25$ ($b = B/H_{c2}$) ⁶

$$c_{66}(k) = c_{66}(0) = \frac{H_{c2} B}{4\pi} \frac{1}{8\kappa^2}, \quad (4)$$

$$c_{44}(k) = \frac{B^2}{4\pi} \left(1 + \frac{k_h^2}{k^2 + k^2} \right), \quad (5)$$

где κ – параметр ГЛ, k – модуль волнового вектора поля упругих смещений в ВР, $k_h^2 \approx (1-b)/\lambda^2$. При разрушении ближнего порядка выражения (1) – (5) остаются справедливыми с точностью до коэффициента ≈ 1 ; в этом случае $R_c \approx a$ и $k \approx 2\pi/\lambda$.

Подставляя в (1) – (5) $R_c = 10$ мкм, измеренное значение магнитной индукции в ВР $B = 100$ Гс и параметры сплава Nb – 5 ат. % Мо ($\kappa \approx 3$, $H_{c2} = 4250$ Э), получаем силу закрепления между полосами скольжения $F_p^{\text{расч}} = 2,4 \cdot 10^4$ дин/см³. Эта величина находится в хорошем согласии со средней силой $F_p^{\text{экссп}} = 1,5 \cdot 10^4$ дин/см³, оцененной нами для таких образцов из измерений зависимости критического тока от магнитного поля. В случае закрепления вихрей на полосах скольжения происходит резкое уменьшение V_c (3), что приводит к значительному росту силы пиннинга: $F_p^{\text{расч}} = 3 \cdot 10^8$ дин/см³. Это локальная сила, связанная с областями высокой плотности дислокаций (полосами скольжения), занимающими малую долю объема образца, поэтому определить ее через интегральную характеристику – величину критического тока – затруднительно. В таком случае экспериментальное значение F_p определяется из градиента локальной индукции ⁵, который можно измерить на картинах декорирования (см. рис. 2): в области полос скольжения $B = 420$ Гс; $B_{\text{ср}} = 110$ Гс; $\Delta B = 320$ Гс; $\Delta x \approx 1,2 \cdot 10^{-4}$ см; $F_p^{\text{экссп}} = B_{\text{ср}} \frac{dB}{dx} \approx B_{\text{ср}} \frac{\Delta B}{\Delta x} = 3,5 \cdot 10^8$ дин/см³.

Следует отметить, что до сих пор не учитывалась пластическая деформация ВР, наблюдаемая в эксперименте (см. рис. 1а). Однако, как показано в работе ⁷, при больших расстояниях D_c между дислокациями в ВР, ограничивающими корреляционную область, $D_c \gg a$ обе модели дают силу пиннинга одного порядка. Учет образования дислокаций в ВР приводит ⁷ к логарифмическому изменению $W(0)$ и V_c по сравнению с (2) и (3):

$$W^D(0) = W^y(0) \frac{[\ln(d)]^2 [2\ln(d) - 1]}{\pi^{5/2} [\ln(d) + 1]}, \quad (6)$$

$$V_c^D = V_c^y \frac{[\ln(d) + 1]}{[2\ln(d) - 1]}, \quad (7)$$

где $d = D_c/a$, индексы D и y относятся к дислокационной и упругой модели, соответственно. В нашем случае ($D_c \approx R_c \gg a$) расчет силы пиннинга по (6) и (7) дает $F_p^{\text{расч}} = 5 \cdot 10^4$ дин/см³, величину, близкую к оценке для упруго деформированной решетки, что и определяет наблюдаемое в эксперименте сосуществование упругой и пластической деформации ВР.

Приведенные оценки позволяют сделать вывод, что наблюдаемые на картинах декорирования блоки в ВР являются поперечным сечением корреляционных областей, размер которых определяет экспериментальные величины критического тока. Таким образом, впервые получено прямое экспериментальное подтверждение положения об образовании областей ближнего порядка в ВР.

Литература

- ¹ Larkin A.I., Ovchinnikov Yu.N. ЖЛТФ, 1979, 34, 409.
² Wöndenweber R., Kes P.H. Phys. Rev. B, 1986, 34, 494.

3. *Винников Л.Я., Голубок А.О.* Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, 519; Высокоразрешающая методика прямого наблюдения магн. стр. сверхпроводников второго рода. Препринт, Черноголовка, 1984.
4. *Винников Л.Я., Григорьева И.В.* ФНТ, 1983, 9, 804.
5. *Кэмпбелл А., Иветс Дж.* Критические токи в сверхпроводн., М.: Мир, 1975.
6. *Brandt E.H.* JLTP, 1977, 26, 735.
7. *Mullock S.J., Evetts J.E.* J. Appl. Phys., 1985, 57, 2588.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
15 октября 1987 г.
