

5. МК из гидропрессованного диспрозия можно успешно использовать в качестве экономичного и компактного устройства для работы с сильными постоянными магнитными полями.

1. Jain R. Dixon, Mark D. Bird and Scott Bole. IEEE Transac. on Appl. Superconduc, v. 12, (1), 2002 (p. 452-455).
2. L.G.Rubin, B.L. Brandt, R.I. Weggel, S Foner and E.I.NcNiff, Jr. Appl. Phys. Lett. 49, (1), 1986 (p.49-51).
3. С. А. Никитин, Г. И. Катаев, В. П. Посядо, Г. Е. Чуприков. ПТЭ, №2, 1977 (с.201-202).
4. Б. Г. Лазарев, Л. С. Лазарева, Н. А. Черняк, А. А. Чупиков, В. З. Спусканюк, Н. М. Коваленко. ФММ, 5, 1990 (с.103-107).



UA0800104

#### 4.18. ВЛИЯНИЕ СОСТОЯНИЯ ГРАНИЦ ФРАГМЕНТОВ В ДЕФОРМИРОВАННОМ ПРИ 77 К ВАНАДИИ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПРИ 4,2 К

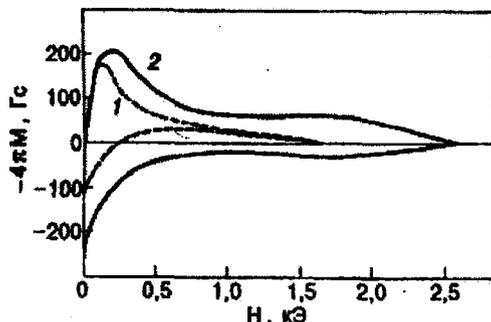
*О.И. Волчок, Н.А. Черняк  
ННЦ ХФТИ НАН Украины*

Изменения сверхпроводящих параметров металлов в результате деформационных воздействий определяются спецификой сформированного структурного состояния. При классификации структурных элементов, ответственных за наблюдаемые эффекты, существенные трудности возникают в случае фрагментированных дислокационных структур, которые становятся преобладающими при интенсивных пластических деформациях в криогенных условиях за счет развития ротационных мод пластичности [1]. Как показано ранее, высокоугловые границы фрагментов в ванадии, представляющие собой зоны локализации ротационной пластичности, вносят доминирующий вклад в изменение критических сверхпроводящих параметров [2]. Тонкая структура таких границ при изучении методом просвечивающей электронной микроскопии не разрешима. В связи с этим нами разработана методология и проведена оценка плотности дислокаций в границах высококоразориентированных фрагментов по данным сверхпроводящих параметров. Такой подход позволяет сформировать представления об эволюции уровня искаженности деформационных границ с ростом степени деформации  $\varepsilon$ .

Фрагментированная структура в ванадии (99,88%) формировалась путем деформации волочением при 77 К ( $\varepsilon=80...90\%$ ) на специальном устройстве [3]. На проволочных образцах ванадия после такой деформации и в исходном (отожженном) состоянии измерялись полевые зависимости намагниченности  $M(H)$  при 4,2 К. Привлечение этой методики, подробно описанной в [4],

обусловлено чувствительностью магнитных свойств к плотности и морфологии распределения дислокаций.

На рисунке приведены типичные гистерезисные кривые, иллюстрирующие процесс намагничивания исходного и деформированного ванадия.



Кривые намагниченности при 4,2 К образцов ванадия в исходном состоянии (1) и после деформации волочением при 77 К (2)

Значения верхнего критического поля  $H_{C2}$  для ванадия в различных структурных состояниях приведены в таблице.

| Состояние    | Исходное | После волочения при 77 К, $\varepsilon=80\%$ | После волочения при 77 К, $\varepsilon=90\%$ |
|--------------|----------|--|--|
| $H_{C2}$ , Э | 1650     | 2660   | 2710   |

Видно, что с ростом степени деформации имеет место повышение значения  $H_{C2}$ . Используя экспериментальное значение прироста поля  $H_{C2}$  ( $\Delta H_{C2}$ ), оценим плотность дислокаций  $N_b$  в границах фрагментов, основываясь на соотношении [2]:

$$\frac{\Delta H_{C_2}^{(2)}}{\Delta H_{C_2}^{(1)}} \approx \frac{N_b^{(2)}}{N_b^{(1)}}$$

где цифры 1 и 2 соответствуют состоянию материала после деформации 80 и 90%. Величина плотности дислокаций  $N_b^{(1)} = 2 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-2}$  [2], откуда  $N_b^{(2)} = 2,1 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-2}$ . Столь малое изменение значений  $N_b$  позволяет заключить, что при низкотемпературном деформировании волочением с  $\varepsilon > 80\%$  плотность дислокаций в границах фрагментов достигает насыщения, что

свидетельствует об исчерпании развития ротационной моды в примененном способе деформации.

1. В.К.Аксенов, О.И.Волчок, А.В.Мац, Я.Д.Стародубов. *ФНТ*, 1995, т.21, №12, с.1246.
2. В.К.Аксенов, О.И.Волчок, Н.А.Черняк, Я.Д.Стародубов. *ФНТ*, 1996, т.22, №5, с.583.
3. О.И.Волчок, И.М.Неклюдов, Я.Д.Стародубов, Б.П.Черный. *МиТОМ*, 1993, №12, с.28.
4. Н.А.Черняк, Б.К.Прядкин, М.А.Тихоновский, М.М.Олексиенко. *ВАНТ. Сер. Фундаментальная и прикладная сверхпроводимость*, 1979, вып.3(9), 45.



UA0800105

#### 4.19. ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ $\text{CsFeCl}_3$ В БЛИЗИ ТОЧКИ ПЕРЕСЕЧЕНИЯ НИЖАЙШИХ УРОВНЕЙ

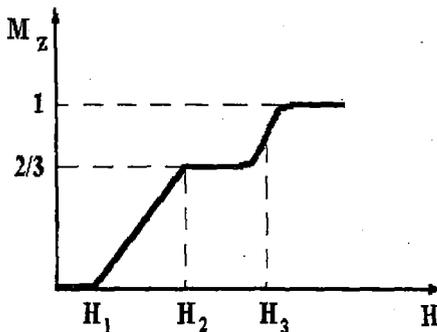
*Ю.Д. Заворотнев, Л.И. Медведева  
ДонФТИ НАН Украины*

В кристаллах, в которых магнитоупорядочена только часть из подрешеток, эквивалентных в парамагнитной (ПМ) фазе, а остальные и ниже температуры магнитного упорядочения остаются парамагнитными (скрытый парамагнетизм - СПМ) [1], реализуются частично упорядоченные магнитные состояния. Обменное поле на ПМ-подрешетках скомпенсировано, а их средний спиновый момент в СПМ-состоянии обращается в нуль.

В соединении  $\text{CsFeCl}_3$ , имеющем шестиугольную структуру в базисной

плоскости [2], магнитные ионы (двухвалентное железо) каждой из подрешеток (первые соседи) образуют ФМ цепочки в направлении,  $\uparrow\uparrow$  оси OZ (ось C). Взаимодействие же между подрешетками (вторые соседи) является АФМ [3]. В магнитном поле при  $H \uparrow\uparrow C$  в  $\text{CsFeCl}_3$  кривая намагниченности  $M_z(H)$

демонстрирует два скачка (рис.1), первый из которых расположен в интервале  $[H_1, H_2]$ , где  $H_1 = 4\text{Тл}$ ,  $H_2 = 11\text{Тл}$ , а второй – крутой – при  $H_3 = 33\text{Тл}$  [4]. Зависимость  $M_z(H)$  при  $H_1 \leq H \leq H_2$  линейна. В интервале



*Рис.1. Экспериментальная кривая зависимости намагниченности  $M$  от поля  $H$  для  $\text{CsFeCl}_3$*