

- [7] Задорожний Г. А., Моргул В. Н., Чеботасв Н. Н. // Тез. докл. III Всес. совещ. по низкотемпературным теплофизическим измерениям и их метрологическому обеспечению. М., 1982. С. 87—89, 89—91.
- [8] Kaganov M. I., Slutskin A. A. // Physics Reports. 1983. V. 98. N 4. P. 189—271.
- [9] Мпгдал А. Б. // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. № 2. С. 1458—1462.
- [10] Thaler B. J., Fletcher R., Bass J. // J. Phys. F. 1978. V. 8. N 1. P. 131—139.

Харьковский государственный
университет им. А. М. Горького
Харьков

Поступило в Редакцию
2 августа 1988 г.

УДК 537.312.62 : 546.3—19'82'21'11

Физика твердого тела, том 31, в. 2, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 2, 1989

СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ, ВОЗНИКАЮЩАЯ В Ti_6O ПРИ ЛЕГИРОВАНИИ ВОДОРОДОМ

И. О. Башкин, В. Ю. Малышев, С. И. Морозов, Б. В. Сумин,
В. М. Теплинский, Е. Г. Понятовский

Водород при атмосферном давлении и комнатной температуре практически не растворяется в α -фазе титана и образует с ним несверхпроводящую гидридную фазу TiH_{2-x} с кубической решеткой [1, 2]. При этом водород занимает тетраэдрические междоузлия (ТМ) металлической подрешетки. С другой стороны, синтезированная под высоким давлением гидридная ϵ -фаза $TiH_{0.71}$ имеет температуру сверхпроводящего перехода $T_c=4.2$ К [3], что на порядок выше, чем у чистого титана. В недавней работе [4] исследования ϵ -фазы методом неупругого рассеяния нейтронов (НРН) подтвердили предположение [5] о том, что водород в сверхпроводящей фазе находится в октаэдрических междоузлиях (ОМ) металлической решетки.

Присутствие кислорода в титане приводит к тому, что значительные количества водорода растворяются в α -фазе системы $Ti-O$, которая образуется путем заполнения кислородом октаэдрических междоузлий (ОМ) ГПУ решетки металла и упорядочивается при стехиометрических составах O/Ti [6]. Как показали исследования методом НРН и нейтронографии, в упорядоченных по кислороду фазах TiO_x в интервале концентраций $0.12 \leq x \leq 0.5$ растворенный водород (дейтерий) занимает ОМ по крайней мере при $H(D)/O \leq 0.5$ [7, 8].

В [5, 9] отмечалось, что сверхпроводимость ряда фаз в системах $Me-H$ может быть обусловлена образованием состояния, в котором водород занимает ОМ подрешетки металла. В настоящей работе проведены измерения сверхпроводящих свойств образцов упорядоченной фазы Ti_6O , легированных водородом или дейтерием.

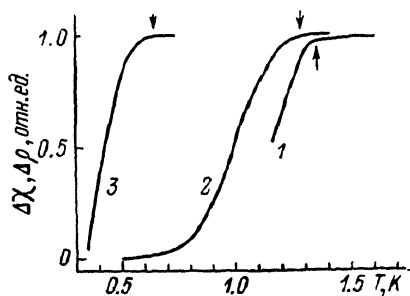
Исходный Ti_6O получен путем многократной переплавки иодидного титана с TiO_2 в аргоно-дуговой печи и последующего гомогенизирующего отжига в вакууме при $600^\circ C$ [7]. Гидрирование слитков Ti_6O из газовой фазы и определение количества введенного водорода осуществляли, как описано ранее [8]. Сверхпроводящие переходы наблюдали методом измерения электросопротивления ($T \geq 1.15$ К) [10] или индуктивным методом ($T \geq 0.35$ К) [11]. Измерения были проведены на образцах с атомными отношениями $H/O=0.53$, $D/O=0.50$, 0.63 и 0.80 и на образце, из которого водород был удален вакуумной откачкой при температуре гидрирования (1090 К).

Сопротивление $Ti_6OH_{0.73}$ $\rho(T)$ при охлаждении ниже $T_{c0}=1.35 \pm \pm 0.02$ К начинало быстро уменьшаться (см. рисунок, кривая 1), достигая к $T=1.16$ К величины 50 % от исходного значения. Начало резкого изменения магнитной восприимчивости $Ti_6OH_{0.73}$ фиксировалось при $T_{c0} =$

$=1.28 \pm 0.02$ K, переход полностью завершился около 0.6—0.7 М (кривая 2). Небольшое, но выходящее за пределы суммарной погрешности различие измеренных температур начала переходов T_{c0} побудило проверить, не объясняется ли это различие неоднородностью химического состава образцов. Для проверки измерения $\rho(T)$ провели на образцах, отрезанных с краю и вырезанных из середины гидрированного слитка. Температуры начала сверхпроводящего перехода в этих двух образцах совпали в пределах точности измерений, а несовпадение кривых $\rho(T)/\rho(2\text{ K})$ не превышало 5%. По-видимому, отмеченное различие величин T_{c0} обусловлено разной чувствительностью измеряемых свойств к степени завершенности перехода.

Исходя из магнитных измерений, сверхпроводящий переход в $\text{Ti}_6\text{OD}_{0.80}$ начался при $T_{c0} = 0.64 \pm 0.02$ K и к $T = 0.35$ K завершился не менее чем на 90% (кривая 3). В сплавах с отношением D/O = 0.50 и 0.63, так же как и в образце, полученном удалением водорода из $\text{Ti}_6\text{OH}_{0.73}$, признаков сверхпроводящего перехода не наблюдалось вплоть до 0.35 K. Данные для дейтерированных образцов позволяют предположить отсутствие аномального изотопного эффекта, типичного для известных сверхпроводящих фаз в системах Me—H [12–14].

Ранее сверхпроводящий переход в системе Ti—O был обнаружен



Сверхпроводящие переходы в $\text{Ti}_6\text{OH(D)}_x$.

только в области существования ГЦК фазы внедрения $0.6 \leq \text{O/Ti} \leq 1.25$, причем максимальные значения $T_c = 2.3$ K и минимальный интервал перехода, обычно составлявший $(0.2 \div 0.3) T_c$, были получены на образцах TiO, подвергнутых термообработке для уменьшения дефектности структуры [15]. Таким образом, введение изотопов водорода и локализация их в ОМ приводят к возникновению сверхпроводимости в гексагональных твердых растворах системы Ti—O.

Сравнение температур сверхпроводящего перехода в Me—H и энергий колебаний водорода в данных системах показывает наличие корреляции между T_c и $\hbar\omega_{\text{H}}$. Температура T_c тем выше, чем ниже энергия колебаний водорода в соответствующей решетке. Для сравнения величины $\hbar\omega_{\text{H}}$ и T_c равны соответственно для $\beta\text{-PdH}_x$ около 58 мэВ [16] и около 9 K [13], для $\epsilon\text{-TiH}_{0.71}$ — 75 мэВ [4] и 4.2 K [3], для $\alpha\text{-Ti}_6\text{OH}_x$ — около 86 мэВ [17] и около 1.1 K. В связи с этим представляет интерес определение T_c в сплавах VO_xH_y при $x > 0.1$, в которых водород локализуется в ОМ и нижние частоты расщепленной полосы H-колебаний $\omega_{1,2}$ составляют ~63 мэВ [18].

Авторы выражают благодарность О. В. Жарикову и А. В. Пальниченко, осуществившим измерения индуктивным методом при температурах до 0.35 K.

Л и т е р а т у р а

- [1] Craighead G. A., Lenning G. A., Jaffee R. I. // Trans. AIME. 1952. V. 194. P.1317—1319.
- [2] Гидриды металлов / Под ред. В. Мюллера, Д. Блэкледжа, Дж. Либовица. М., 1973. 432 с.
- [3] Понятовский Е. Г., Башкин И. О., Дегтярева В. Ф. и др. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 11. С. 3446—3448.
- [4] Колесников А. И., Федотов В. К., Натканец И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. № 8. С. 396—398.
- [5] Дегтярева В. Ф., Башкин И. О., Могиланский Д. Н., Понятовский Е. Г. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 6. С. 1698—1704.

- [6] Hirabayashi M., Yamaguchi S., Asano H., Hiraga K. // *Reine und Angew. Metall. Einzeldr.* 1974. V. 24. P. 266—302.
- [7] Белушкин А. В., Морозов С. И., Натканец И., Сумин В. В. // *Сообщения ОИЯИ*, P14-86-41. Дубна. 1986. 8 с.
- [8] Сумин В. В., Фадеева Н. В., Морозов С. И. // *Кристаллография*. 1987. Т. 32. № 5. С. 1275—1277.
- [9] Крзчун К. Н., Морозов С. И., Натканец И., Сумин В. В. // *Препринт ОИЯИ* P14-86-857. Дубна. 1986. 14 с.
- [10] Теплинский В. М., Башкин И. О., Малышев В. Ю., Понятовский Е. Г. // *ФТТ*. 1989. Т. 31. № 2.
- [11] Жариков О. В., Кокотин А. М., Пальниченко А. В. // *Препринт ИФТТ*. Черно-головка, 1988. 8 с.
- [12] Башкин И. О., Малышев В. Ю., Ращупкин В. И., Понятовский Е. Г. // *ФТТ*. 1988. Т. 30. № 7. С. 2003—2009.
- [13] Штрицкер Б., Вюль Х. // *Водород в металлах*. Т. 2. М., 1981. С. 290—326.
- [14] Антонов В. Е., Белаш И. Т., Жариков О. В. и др. // *ФТТ*. 1988. Т. 30. № 2. С. 598—600.
- [15] Doyle N. J., Hulm J. K., Jones C. K. et al. // *Phys. Lett.* 1968. V. 26. N 12. P. 604—605.
- [16] Rahman A., Skold K., Pellizari C., Sinha S. K. // *Phys. Rev. B*. 1976. V. 14. N 8. P. 3630—3634.
- [17] Морозов С. И., Данилкин С. А., Сумин В. В. // *ФТТ*. 1984. Т. 26. № 3. С. 909—911.
- [18] Данилкин С. А., Сумин В. В., Минаев В. П. // *ФТТ*. 1986. Т. 28. № 9. С. 2843—2845.

Институт физики твердого тела
АН СССР
Черноголовка
Московская область

Поступило в Редакцию
3 августа 1988 г.

УДК 539.634

Физика твердого тела, том 31, в. 2, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 2, 1989

ХАРАКТЕР ДВИЖЕНИЯ ДИСЛОКАЦИЙ В КСИ НА РАЗЛИЧНЫХ ЭТАПАХ ИМПУЛЬСНОГО НАГРУЖЕНИЯ

Г. Н. Ермолаев, С. И. Ниненко, А. А. Урусовская

При изучении подвижности индивидуальных дислокаций под действием импульсного напряжения $\tau < \tau_r$ в щелочно-галлоидных кристаллах (ЩГК) все авторы, например [1], пришли к единодушному мнению о термоактивированном характере движения дислокаций. Безактивационное движение дислокаций в этих кристаллах наблюдается при напряжениях, существенно превышающих предел текучести τ_r [2]. Однако в работах [3-5] получены результаты, свидетельствующие о возможности наличия безактивационного движения дислокаций при низких напряжениях. Это обстоятельство вызвало интерес к исследованию подвижности индивидуальных дислокаций в ЩГК в зависимости от формы и величины нагружающего импульса с целью выяснения и изучения относительного вклада термоактивированной и безактивационной составляющих в пробеги дислокаций при $\tau < \tau_r$. К сожалению, до сих пор не проведено детального изучения движения дислокаций в ЩГК с варьированием крутизны фронта нарастания импульса и использованием треугольных импульсов.

В данной работе исследованы длины пробегов дислокаций в одном из щелочно-галлоидных кристаллов КС1 с целью разделения термоактивированной и безактивационной составляющих пробега и выявления относительных вкладов в пробег дислокаций различных этапов нагружения на фронте нарастания нагрузки и в области плато импульса.

Образцы КС1 (суммарное содержание примеси 530 ppm) размером $2.5 \times 4 \times 15$ мм выкалывались из предварительно облученной монокристаллической були (доза 10^6 Р) и отжигались при температуре 600°C