

хорошо видна на топограмме. Наблюдались интерференционная картина внутри основного луча ПАВ (область 3), распространяющегося между ВШП, лучевая картина вне его (область 4) в виде веера лучей изменяющегося контраста. Очевидно, что при подобном распространении ПАВ происходит значительная потеря энергии на образование побочных лучей. Кроме того, интерференционные явления внутри основного луча должны приводить к изменению фазового фронта ПАВ и в результате к изменению формы передаваемого сигнала, а также к уменьшению добротности всего устройства. Поскольку никаких видимых дефектов кристалла на топограмме не наблюдалось, то появление многолучевой картины может быть в значительной степени отнесено за счет топологии и технологии нанесения ВШП. С целью выбора оптимального режима распространения ПАВ были проведены топографические исследования при различных амплитудах входного сигнала. Эти результаты будут опубликованы позднее.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Энтин И. Р. // Автореф. докт. дис. Черноголовка, 1986. С. 32.
- [2] Cerwa H., Graeff W. // Phys. St. Sol. (a). 1984. V. 82. N 1. P. 34—45; 1985. V. 87. N 2. P. 507—516.
- [3] Адхамов А. А., Шкляр А. Н., Бондаренко В. С. и др. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 6. С. 1689—1693.
- [4] Spencer W. J., Pearman G. T. Advances in X-ray analysis // Ed. B. L. Henke, J. B. Newkirk, G. R. Mallett. N. Y.: Plenum Press, 1970. V. 13. P. 507—523.

Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова  
АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
29 июня 1989 г.

УДК 539.389

© Физика твердого тела, том 32, № 4, 1990  
Solid State Physics, vol. 32, N 4, 1990

## ОСОБЕННОСТИ РЕЛАКСАЦИИ НАПРЯЖЕНИЙ В НИТЕВИДНЫХ КРИСТАЛЛАХ NaCl

С. У. Гольденберг, О. Д. Хлебников

Характерная для многих материалов нестабильность пластического течения до сих пор не нашла удовлетворительного объяснения. В последние годы используется синергетический подход к описанию явления в рамках общей бифуркационной теории с учетом кооперативного поведения дислокаций [1]. Особенно отчетливо нестабильность пластической деформации проявляется в нитевидных кристаллах (НК) на стадии легкого скольжения, связанной с распространением скольжения по длине образца [2, 3]. С переходом на стадию деформационного упрочнения амплитуда скачков нагрузки резко уменьшается и скачкообразность постепенно затухает.

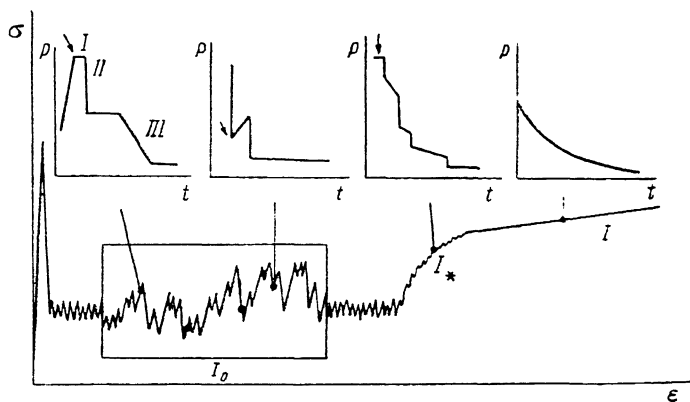
Для выяснения особенностей дислокационных процессов, ответственных за различный характер нестабильности на разных стадиях пластической деформации НК, в работе использован метод релаксации напряжений. Исследовались выращенные из раствора НК NaCl с осью роста [001], содержащие на боковых гранях единичное число ямок травления. Деформирование образцов производилось на микродеформационной машине жесткого типа с механотроном 6МХ4С в качестве силовой измерительного элемента. Остановка подвижного захвата осуществлялась в разных точках диаграммы растяжения.

Как видно из рисунка, на стадии легкого скольжения  $I_0$  релаксация напряжений происходит ступенчато, релаксационные кривые представ-

ляют собой совокупность линейных участков трех типов: I) участок с нулевой скоростью релаксации, которому соответствует время задержки спада напряжения  $\Delta t_s$ ; II) участок с исключительно высокой скоростью релаксации, на котором спад напряжения  $\Delta\sigma$  происходит за время порядка 0.1—0.3 с; III) наклонный участок с небольшой, но постоянной скоростью релаксации. На стадии деформационного упрочнения I релаксация напряжений происходит плавно с монотонно убывающей скоростью. На переходной стадии  $I_*$  кривая релаксации содержит много наклонных участков.

Различие релаксационных кривых на стадии легкого скольжения и на стадии деформационного упрочнения обнаружено также в НК меди [4].

О существовании внутренней связи между процессами, ответственными за ярко выраженную скачкообразность изменения действующих напряжений на стадии легкого скольжения при активном нагружении и за скачко-



Типичная диаграмма растяжения совершенного НК NaCl и вид релаксационных кривых.

Стрелкой указан момент остановки двигателя. (В рамке — фрагмент стадии легкого скольжения в увеличенном масштабе).

образное изменение скорости релаксации напряжений при остановке подвижного захвата на той же стадии, свидетельствует следующий факт. Вид конкретной ступенчатой кривой релаксации (количество и виды ступенек, образуемых линейными участками разного типа, значения параметров  $\Delta t_s$  и  $\Delta\sigma$ ) зависит от выбора момента остановки двигателя: при подъеме нагрузки или после ее спада с вершины скачка; выше или ниже среднего уровня напряжения течения  $\langle\sigma_{теч}\rangle$  на этапе активной деформации, непосредственно предшествующем моменту остановки. Если остановка подвижного захвата происходит во время подъема нагрузки и  $\sigma(0)$  выше  $\langle\sigma_{теч}\rangle$ , то релаксация многоступенчатая, причем обычно наблюдается период задержки начала релаксации. Например, для образца диаметром 67 мкм  $\Delta t_s$  составило 7 с при скорости деформации 0.16 мкм/с и 1.5 с при 1.76 мкм/с. По мере снижения напряжения в ходе релаксации обнаруживается тенденция к увеличению  $\Delta t_s$  до 20—49 и 15—18 с для указанного выше образца и скоростей деформации. Если остановка подвижного захвата осуществляется после окончания скачка, то наблюдается небольшой подъем напряжения (см. рисунок), за которым при  $\sigma(0) > \langle\sigma_{теч}\rangle$  следует неглубокая одноступенчатая релаксация. При  $\sigma(0) < \langle\sigma_{теч}\rangle$  релаксация напряжений обычно отсутствует.

Наличие на ступенчатых релаксационных кривых участков с нулевой скоростью релаксации, согласно дифференциальному уравнению релаксации напряжений [5] и уравнению Орована, свидетельствует об отсутствии в образце подвижных дислокаций. Их появление в момент образования вертикальной ступеньки несомненно обусловлено процессом лавинообразного размножения дислокаций. Расчет числа дислокаций  $N$ , которые дали полный вклад в пластическую деформацию на этом участке кривой релаксации, по формуле  $N = \sqrt{2} \Delta\sigma s / K^* b$ , где  $s$  — площадь поперечного

сечения образца,  $K^*$  — жесткость системы «образец — машина»,  $b$  — вектор Бюргерса, дает значение порядка нескольких тысяч. Например, для образца диаметром 42 мкм  $\Delta\sigma = 0,31$  МПа и  $N = 1900$ . Существование своеобразных инкубационных периодов в релаксации свидетельствует о том, что процесс размножения дислокаций является термически активированным, время задержки  $\Delta t_0$  отражает вероятность этого процесса при данном уровне напряжения. Неудивительно поэтому, что по мере снижения напряжения в кристалле при многоступенчатой релаксации  $\Delta t_0$  увеличивается.

Металлографические наблюдения за полосами скольжения показали, что во время быстрого спада нагрузки в процессе релаксации напряжений на стадии легкого скольжения происходит продвижение фронта полосы Людерса—Чернова в недеформированную часть кристалла. Это свидетельствует о том, что размножение дислокаций при релаксации происходит на краю полосы скольжения, т. е. в той же области, что и в ходе активного деформирования при достижении действующего напряжения значения, соответствующего началу скачка [3].

Наиболее вероятным механизмом размножения дислокаций на краю полосы скольжения, приводящим одновременно к ее расширению, является механизм двойного поперечного скольжения винтовых дислокаций [6]. При реализации этого механизма образуются дуги одноименных дислокаций, движущихся в параллельных плоскостях скольжения. Взаимодействие таких подвижных одноименных дислокаций приводит к существенному увеличению скорости головных дислокаций и средней скорости всего ансамбля в целом по сравнению со скоростью изолированной дислокации при том же уровне напряжения [7, 8]. В НК из-за малости поперечных размеров головные дислокации с большой вероятностью выходят из кристалла, головными становятся следующие дислокации и т. д. Поэтому в нитевидных образцах динамические свойства ансамбля подвижных дислокаций долинны проявляются в гораздо большей степени, чем в макрокристаллах. Выход дислокаций из кристалла предотвращает запаривание источников дислокаций, а высокий уровень напряжений, при которых происходит деформирование НК, обеспечивает работу источников в динамическом режиме. Высокая скорость протекания этих процессов в НК приводит к разгрузке образца.

Таким образом, особенности коллективного поведения дислокаций на краю полосы Людерса—Чернова при их термоактивированном движении в условиях одиночного скольжения, реализуемого в НК [9], ответственны за прерывистое продвижение фронта полосы скольжения на стадии легкого скольжения, что приводит при активной деформации к скачкообразному изменению деформирующего напряжения, при релаксации — к скачкообразному спаду нагрузки. На стадии деформационного упрочнения движение дислокаций в НК происходит в областях кристалла, заполненных следами скольжения [6]. Термоактивированное преодоление дислокациями этих препятствий при остановке подвижного захвата машины находит свое отражение в плавной кривой релаксации.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Ananthakrishna G., Valsakumar M. C. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1982. V. 15. N 12. P. L171—L175.
- [2] Березкова Г. В. Нитевидные кристаллы. М., 1969. 158 с.
- [3] Аверичев Ю. Д., Гольденберг С. У. // Свойства нитевидных кристаллов и тонких пленок. Воронеж, 1986. С. 35—42.
- [4] Андронов В. М., Гвоздиков А. М. // Металлофизика. 1983. Т. 5. № 2. С. 109—110.
- [5] Доценко В. П., Ландау А. П., Пустовалов В. В. Современные проблемы низкотемпературной пластичности материалов. Киев, 1987. 162 с.
- [6] Смирнов Б. П. Дислокационная структура и упрочнение кристаллов. Л., 1981. 232 с.
- [7] Зайцев С. П., Надгорный Э. М. // ФТТ. 1972. Т. 14. № 11. С. 3282—3286.

[8] Бенгус В. З. // Элементарные процессы пластической деформации кристаллов. Киев, 1978. С. 113—130.

[9] Yoshida K. // Jap. J. Appl. Phys. 1966. V. 5. N 5. P. 405—413.

Кузбасский политехнический институт  
Кемерово

Поступило в Редакцию  
21 июля 1989 г.

УДК 538.67

© Физика твердого тела, том 32, № 4, 1990  
Solid State Physics, vol. 32, N 4, 1990

## МАГНИТНАЯ ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА ПЕРОВСКИТОВ

### $\text{Ca}(\text{Mn}_{3-x}\text{Cu}_x)\text{Mn}_4\text{O}_{12}$

*И. О. Троянчук, А. В. Мазовко*

В перовскитах  $\text{Ca}(\text{Mn}_{3-x}\text{Cu}_x)\text{Mn}_4\text{O}_{12}$  при замещении ионов  $\text{Mn}^{3+}$  на ионы  $\text{Cu}^{2+}$  наблюдался переход от антиферромагнетизма ( $x < 0.2$ ) к ферримагнетизму ( $x > 0.7$ ) [1, 2]. Переход обусловлен существованием сильного отрицательного обмена между ионами меди и марганца. В  $\text{CaMn}_3(\text{Mn}^{3+}\text{Mn}^{4+})\text{O}_{12}$  ( $x=0$ ) при 450 К обнаружен фазовый переход с повышением симметрии от ромбоэдрической до кубической [3]. Ниже 450 К происходит упорядочение ионов  $\text{Mn}^{3+}$  и  $\text{Mn}^{4+}$  и электронных орбиталей  $d_{x^2-y^2}$  ионов  $\text{Mn}^{3+}$ . В настоящей работе сообщаются результаты исследования упругих свойств и магнитной восприимчивости составов  $0.7 \leq x \leq 1.3$ . Статические и динамические магнитные свойства образцов  $0 \leq x \leq 0.6$  подробно исследованы в [2, 3].

Условия получения образцов изложены в работах [1-3]. Модуль Юнга измерялся методом резонансных колебаний, намагниченность измерялась на вибрационном магнитометре, динамическая магнитная восприимчивость — мостом взаимной индукции.

В  $\text{CaMn}_3(\text{Mn}^{3+}\text{Mn}^{4+})\text{O}_{12}$  при кристаллоструктурном переходе наблюдался резкий минимум модуля Юнга (рис. 1). В упорядоченной фазе жесткость решетки при повышении температуры постепенно уменьшается, что характерно для фазовых переходов II рода. В составе  $x = 0.2$  переход несколько размыт по температуре и происходит в интервале 370—375 К. В составах  $x > 0.2$  макроскопического искажения кристаллической решетки не зафиксировано [3]. Однако размытые аномалии на температурной зависимости модуля Юнга наблюдались во всех образцах  $0.3 \leq x \leq 1.1$  (рис. 1). В этих составах температура максимального размягчения модуля Юнга почти не зависит от концентрации меди, а величина аномалий плавно уменьшается с ростом концентрации меди. Воспроизводимость результатов измерений полностью достигается после предварительного цикла охлаждения и нагрева.

Исследование динамической магнитной восприимчивости и статической намагниченности в слабых полях ( $H = 20$  Э) составов  $0.7 \leq x \leq 1.3$  выявило фазовый переход в районе 100 К (рис. 2). Температура превращения не зависит от концентрации меди. С ростом концентрации меди наблюдалось постепенное уменьшение величин аномалий магнитных свойств при 100 К. Незначительные аномалии восприимчивости зафиксированы даже в составе  $x = 1.3$ . Ниже 100 К статическая намагниченность в слабых магнитных полях зависит от магнитной предыстории. Переход очень узок по температуре. Его ширина не превышает  $2^\circ$ , что необычно для магнетиков вблизи порога протекания. В  $x = 0.7$  выше перехода восприимчивость резко уменьшается до значений, соответствующих парамагнитному состоянию. В составах  $x = 0.8$  и с большим содержанием меди выше 100 К наблюдался еще один, размытый по температуре, переход из магнитоупорядоченного в парамагнитное состояние (рис. 2). Темпера-