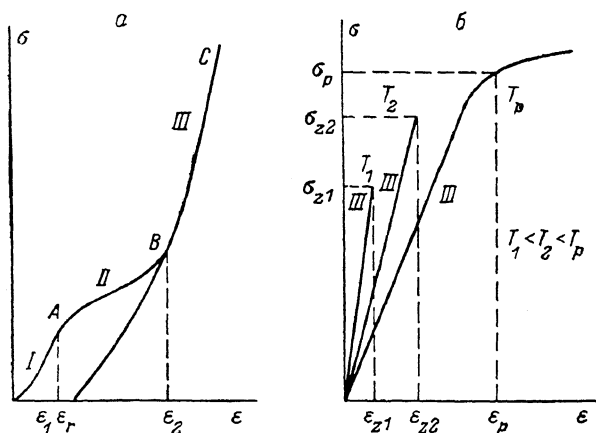


ПЛАСТИЧНОСТЬ И ХРУПКОСТЬ КРИОКРИСТАЛЛОВ  
ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

К. А. Чижко

Диаграммы напряжение—деформация для твердого неона [1] и аргона [2] нетипичны для кубических моно- и крупноблочных поликристаллов, каковыми являются эти вещества: схематически кривые нагружения для них представлены на рисунке, а, б. Вместо стадии легкого скольжения здесь имеет место крутой ход деформационной кривой с коэффициентом упрочнения  $\gamma \sim 10^5$  дин/см<sup>2</sup> для Ne и  $\gamma \sim 2 \cdot 10^8$  дин/см<sup>2</sup> для Ar при скоростях деформации  $0.5 \cdot 10^{-5}$  и  $10^{-4}$  с<sup>-1</sup> соответственно. В этих ус-



Схематическая диаграмма деформации крио кристаллов благородных газов.

а — начальная стадия деформации, б — большие деформации.  $\varepsilon_1, \varepsilon_2$  — границы стадии II, на которой наблюдается гистерезис;  $\varepsilon_p$  — остаточная деформация при разгрузке;  $\varepsilon_{21}, \varepsilon_{22}$  и  $\sigma_{21}, \sigma_{22}$  — деформация и напряжения, при которых наступает хрупкое разрушение при температурах  $T_1$  и  $T_2$ ;  $T_p, \varepsilon_p, \sigma_p$  — температура, деформация и напряжение пластического пробоя. Точки А, В и С ограничивают стадии деформационной кривой.

ловиях аргон испытывает хрупкое разрушение после линейного упрочнения при  $T \leq 54$  К. У неона на стадии I не выполняется закон Гука и наблюдается возврат  $\sim 1.5\%$  при разгрузке от деформаций  $\varepsilon > 2\%$ . На стадии II имеет место гистерезис, исчезающий при повторном нагружении. В настоящей работе мы обсудим модель неупругого поведения атомарных крио кристаллов, объединив результаты для неона [1] и аргона [2] на единой диаграмме (см. рисунок). Ранее аналогичная модель предложена для интерпретации деформационных свойств твердого пароводорода [3].

Ввиду малости энергии ДУ в кристаллах Ne и Ar [4, 6] в них исходно существуют, а также возникают в процессе деформации домены гексагональных политипов, рентгенографически воспринимаемые как ГПУ фаза в ГЦК решетке [7, 8]. Эти домены являются эффективными стопорами для скользящих дислокаций. Таким образом, возникает мощное упрочнение, приводящее в дальнейшем к образованию трещин [9]. При значительной деформации некоторая ее часть становится необратимой, например, из-за поперечного скольжения и пересечения систем скольжения [9, 10]. Это подтверждается тем обстоятельством, что пластический гистерезис наблюдается при  $\varepsilon \sim 1.2\text{--}1.5\%$  [1] (см. рисунок, а).

Циклирование неона на стадии III сопровождается нагревом при сжатии и охлаждением при снятии нагрузки [1], что прямо указывает на наличие мартенситного или немартенситного бездиффузионного превраще-

ния в твердой фазе [11, 12]. Изменение температуры при прямом и обратном ходе между точками  $B$  и  $C$  (см. рисунок,  $a$ ) с  $\Delta\varepsilon=1\%$  составляет  $\Delta T \sim 0.25$  К. Отношение теплоты перехода  $q$  к свободной энергии фазы  $F$  может быть оценено как

$$q \sim \gamma_{III} \frac{(\Delta\varepsilon)^2}{2K} \frac{T}{\Delta T} \approx 0.5 \cdot 10^{-4},$$

$K$  — модуль всестороннего сжатия неона. Это означает, что в начале стадии III может иметь место превращение ГЦК матрицы в один из ближайших к ГПУ политипов, например в  $4H$ .

Переход к пластическому течению мы будем называть пластическим пробоем, что более адекватно реальной ситуации, чем термин «хрупкопластичный переход», введенный в [2]. Макропластичность наступает, когда скольжение распространится по всему поперечному сечению образца. Поведение инертных газов под нагрузкой включает два процесса, конкурирующих между собой. С одной стороны, внешнее напряжение вызывает эволюцию превращенных политипных областей, с другой — приводит к пластической деформации в зонах достаточно совершенной ГЦК матрицы. Пластический пробой наступает, когда дислокационные скопления, поджатые к границам политипных доменов, смогут вызвать в них скольжение. Это произойдет в случае, когда второй фазой будет ГПУ решетка, в которой могут существовать скользящие дислокации. Пробой наступает при уровнях напряжений, достаточных для смещения перехода ГЦК—ГПУ на диаграмме состояния в область, соответствующую температуре деформации  $T < T_{hc}$  ( $T_{hc}$  — температура перехода при внешнем напряжении  $\sigma^e=0$ ). При этом скольжение из ГЦК матрицы распространяется в ГПУ домен: границей фаз является одна из плоскостей (111) ГЦК.

Кинетика деформации лимитируется, с одной стороны, скоростью образования запертых скоплений, а с другой — скоростью превращения в политипных доменах. При низких температурах первый процесс преобладает и образец разрушается раньше, чем наступает пластический пробой. Скопление, поджатое к домену, вызывает в нем микропластическую деформацию, тем большую, чем ближе температура образца к  $T_{hc}$ . Итак, с ростом температуры коэффициент упрочнения уменьшается, а напряжения разрушения растут, что и наблюдается в опыте [2]. Увеличение скорости деформации  $\dot{\varepsilon}$  уменьшает напряжения разрушения  $\sigma_z$  при данной  $T$ , поскольку при этом размножение дислокаций идет быстрее и гетерофазная структура не успевает аккомодировать с дефектами матрицы. Следовательно, максимальный уровень напряжений, который может быть достигнут в образце с сохранением сплошности  $\sigma_{\max}^e(T, \dot{\varepsilon})$ , увеличивается с ростом  $T$  и падает с ростом  $\dot{\varepsilon}$ . Соответственно коэффициент упрочнения  $\gamma(T, \dot{\varepsilon})$  растет с ростом  $\dot{\varepsilon}$  и уменьшается с повышением  $T$ . Если  $\sigma_{pm} > \sigma_{\max}^e$  ( $\sigma_{pm}$  — минимальное напряжение пластического пробоя), то наступает разрушение. В случае  $\sigma_{pm} < \sigma_{\max}^e$  наблюдается выход в пластическую область. Ясно, что  $\sigma_{pm}$  должно быть достаточно для стимулирования массивного перехода в высокотемпературную ГПУ фазу. Оценим это напряжение.

Предположим, что  $\sigma(\varepsilon) = \gamma\varepsilon$ , а  $\varepsilon = \dot{\varepsilon}t$ , где  $t$  — время. При заданной  $\dot{\varepsilon}$  напряжения  $\sigma_{pm}(\dot{\varepsilon})$  достигаются за  $t_m = \sigma_{pm}/(\gamma\dot{\varepsilon})$ . Полная работа деформирования

$$A_0 = \gamma \frac{(\Delta\varepsilon)^2}{2} = \frac{(\sigma_{pm})^2}{2\gamma}$$

может быть вычислена по данным эксперимента [2]. Имеем  $A_0 \approx 2.6 \times 10^6$  эрг/см<sup>3</sup> при  $T=53$  К и  $\dot{\varepsilon}=10^{-4}$  с<sup>-1</sup>. Легко видеть, что отношение  $A_0/F \sim 10^{-4}$  чрезвычайно близко к известной величине [5, 6] для ГЦК—ГПУ перехода в аргоне. Поскольку  $\gamma$  растет с увеличением  $\dot{\varepsilon}$ , то  $\sigma_{pm}$  практически постоянно во всей области изменения экспериментальных параметров; именно это и наблюдается в [2]. Оценим еще число дислокаций  $N$

в скоплении, достаточное для пробы в домене. Энергия упругого поля скопления есть  $W \sim (N\sigma_{pm})^2/2E \sim 10^{-4} F$ , откуда находим  $N^2 \sim 10$ . Это означает, что при напряжениях порядка  $3 \cdot 10^7$  дин/см<sup>2</sup> в рассматриваемой системе пластический пробой создается скоплениями из нескольких дислокаций, что как раз и означает наличие практически свободного скольжения.

Таким образом, экспериментально наблюдаемые пластические свойства кристаллов могут быть непротиворечивым образом интерпретированы в рамках модели формоизменения гетерофазной системы, что в свою очередь подтверждает гипотезу о существовании многослойных политипных структур в указанных веществах.

#### Список литературы

- [1] Александровский А. Н., Кирьянова Е. А., Мавжелей В. Г. и др. // ФНТ. 1987. Т. 13. № 10. С. 1092—1095.
- [2] Леонтьева А. В., Романуша В. А., Степанчук Л. В., Фельдман Э. П. // УФЖ. 1983. Т. 28. № 7. С. 1025—1031.
- [3] Чижко К. А. Деп. ВИНТИ 09.08.1988. № 6367-B88; ФНТ. 1989. Т. 15. № 1. С. 117.
- [4] Иенсен Л. // Современная квантовая химия. М.: Мир, 1968. С. 251—279.
- [5] Bricheno T., Venables T. A. // J. Phys. C. 1976. V. 9. N 22. P. 4095—4118.
- [6] Mevrel R., Bricheno T. // J. Phys. C. 1977. V. 10. N 6. P. 773—779.
- [7] Barrett C. S., Haasen P. // J. Chem. Phys. 1964. V. 40. N 9. P. 2744—2745.
- [8] Barrett C. S., Meyer L. // J. Chem. Phys. 1965. V. 42. N 1. P. 107—112.
- [9] Фридель Ж. Дислокации. М.: Мир, 1967. 643 с.
- [10] Бернер Р., Кронмюллер Г. Пластическая деформация монокристаллов. М.: Мир, 1969. 272 с.
- [11] Кристьян Дж. Теория превращений в металлах и сплавах. М.: Мир, 1978. Т. 1. 806 с.
- [12] Ройтбурд А. Л. // ФТТ. 1977. Т. 19. № 10. С. 2879—2883.

Физико-технический институт  
низких температур АН УССР  
Харьков

Поступило в Редакцию  
16 февраля 1988 г.  
В окончательной редакции  
19 января 1989 г.

УДК 537.31

Физика твердого тела, том 31, в. 6, 1989  
Solid State Physics, vol. 31, № 6, 1989

### ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА В СОЕДИНЕНИИ $MnAl_{0,75}Si_{1,25}$

М. И. Федоров, А. Е. Калязин, В. К. Зайцев, А. Э. Енгальцев

Соединения 3-d переходных металлов с кремнием представляют большой интерес как при исследовании их физических свойств, так и в практическом применении [1]. Помочь более глубоко раскрыть природу физических свойств таких материалов могут исследования соединений с аналогичной кристаллической структурой, но в которых часть атомов кремния или переходного металла заменена на атомы другого элемента. Таким соединением является  $MnAl_{0,75}Si_{1,25}$ .

Как показывают рентгеновские исследования [2], это соединение кристаллизуется в гексагональной структуре C40 (тип  $CrSi_2$ ). Термоэдс и электропроводность этого соединения в области температур 300—1200 К, микротвердость и коэффициент теплопроводности при комнатной температуре исследовались в работе [3]. Других сведений о нем до начала настоящей работы известно не было.

В работе приведены результаты исследования термоэдс, электропроводности и коэффициента Холла в области температур 80—1000 К, коэффициента теплопроводности в области температур 300—900 К, дифферен-