

[10] Хансен М., Андерко Л. Структура двойных сплавов. М., т. 1, 1962.

[11] Ормонт Б.Ф. Введение в физическую химию и кристаллохимию полупроводников. М.: 1967. 487 с.

Поступило в Редакцию  
1 июля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 18

26 сентября 1988 г.

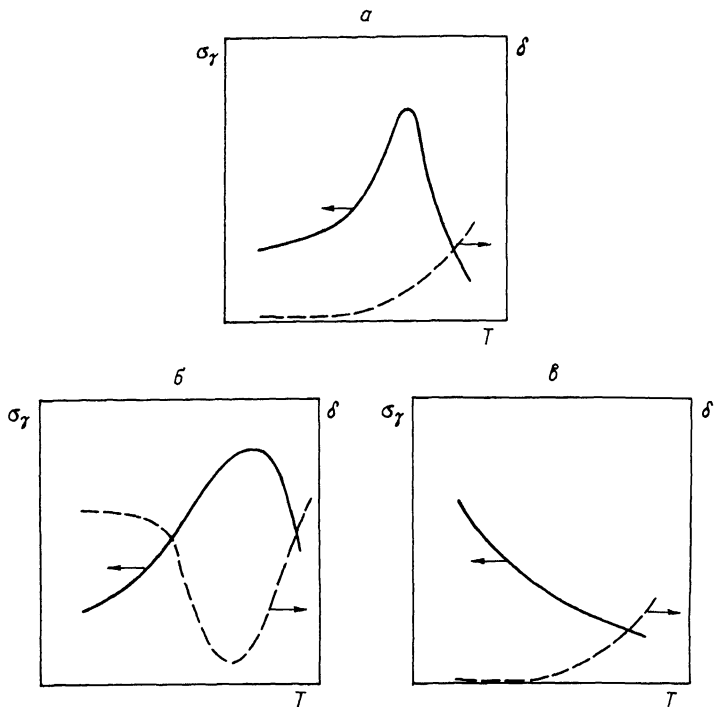
## ВЛИЯНИЕ БЛОКИРОВКИ ДИСЛОКАЦИЙ В ГЛУБОКИХ ДОЛИНАХ ПАЙЕРЛСА НА ХРУПКОСТЬ ИНТЕРМЕТАЛЛИДА $TiAl$

В.А. Гринберг

В данном сообщении предложено новое объяснение хрупкости интерметаллида  $TiAl$  на основе представлений о многодолинном рельефе Пайерлса, развитых в [1].

1. Анизотропия распределения зарядовой плотности [2] проявляется в образовании направленных связей между атомами  $Ti$  вдоль направлений  $\langle 110 \rangle$ , перпендикулярных оси  $C$ . Вследствие этого рельеф Пайерлса в зависимости от направления оси дислокации имеет долины разной глубины. Можно показать, что дислокация попадет в глубокую долину, когда выстраивается вдоль направления, перпендикулярного плоскостям, заполненным одноименными атомами. В этом случае реализуется ситуация, близкая к ковалентным кристаллам, и напряжение Пайерлса, как в полупроводниках [3], будет высоким. При скольжении по  $\{111\}$  выделенными направлениями оси дислокации являются:  $\langle 110 \rangle$ ,  $\langle 112 \rangle$ ... Будучи параллельной одному из выделенных направлений, ось дислокации совпадает то с рядом  $Ti-Ti$ , то с рядом  $Al-Al$ . Соответственно рельеф Пайерлса будет двудолинным. Но существенным является не различие в глубине этих долин, а то, что они значительно глубже, чем долины Пайерлса для других направлений оси дислокации, когда реализуется ситуация обычного металлического сплава.

2. Вследствие присущей интерметаллиду  $TiAl$  зависимости глубины долин Пайерлса от направления, подвижные дислокации можно условно разделить на два семейства. Дислокации первого семейства с осями, параллельными выделенным направлениям, далее называемые дислокациями  $g'$ -типа, имеют малую, порядка трансляции решетки, длину свободного пробега. Попадая в глубокие долины, они превращаются в заблокированные дислокации  $S$ -типа. Пока нет еще данных, чтобы установить, с каким из выделенных направлений связан механизм  $g' \rightarrow S$  блокировки дислокаций. Остальные дислокации ( $g$ -типа), образующие второе семейство, имеют существенно большую длину свободного пробега, которая зависит от температуры.



Типичные кривые, определяющие температурную зависимость предела текучести  $\sigma_y$ , пластичности  $\delta$  (пунктирные линии) для  $TiAl$  (а),  $Ni_3Al$  (б) и  $Si$  (в).

Посредством некоторого термоактивированного процесса переброса в глубокие долины дислокации  $g$ -типа меняют свою ориентацию и превращаются в заблокированные дислокации  $g'$ -типа.

Используя феноменологическую схему описания пластической деформации с учетом различных дислокационных превращений [4], сразу получаем, что обусловленная  $g \rightarrow s$  превращениями аномальная температурная зависимость предела текучести при температурах ниже температуры пика  $T_p$  может быть представлена в виде:

$$\sigma_y^2 \approx \sigma_0^2 \exp(-U_{gs}/kT), \quad (1)$$

а обусловленная  $s \rightarrow g'$  превращениями нормальная температурная зависимость  $\sigma_y(T)$  при  $T > T_p$  в виде:

$$\sigma_y^2 \approx \tilde{\sigma}^2 \exp(U_{sg'}/kT), \quad (2)$$

где  $U_{gs}$  и  $U_{sg'}$  — энергии активации  $g \rightarrow S$  и  $S \rightarrow g'$  превращений соответственно.

3. Сравним температурную зависимость деформационных характеристик в  $TiAl$  [5] с типичными кривыми для интерметаллидов  $Ni_3Al$ ,  $Ni_3Ge$  и др. со сверхструктурой  $L1_2$  [6] и для полупроводников, например для  $Si$  [7]. Аномальный подъем  $\sigma_y(T)$  в интерметаллидах (см. рисунок, а, б) обусловлен  $g \rightarrow S$  превращениями скользящих сверхдислокаций в неподвижные и описывается формулой (1). Но, во-первых, блокировка дислокаций в  $Ni_3Al$  связана с их перерасщеплением, а не с особенностями рельефа Пайерлса; во-вторых, интерметаллид  $Ni_3Al$  не содержит какого-либо семейства дислокаций, которые испытывали бы спонтанную блокировку, подобно дислокациям  $g'$ -типа в  $TiAl$ . Высокое значение  $\sigma_y$  в полупроводниках при низких температурах (см. рисунок, в) обусловлено тем, что дислокации заблокированы в глубоких долинах Пайерлса. С повышением температуры  $S \rightarrow g'$  превращения дислокаций в подвижные приводят к падению  $\sigma_y(T)$ , описываемому (2).

Как видно из сопоставления пунктирных кривых на рисунке, пластичность  $\delta(T)$  в  $TiAl$  имеет температурную зависимость, аналогичную той, которая наблюдается в полупроводниках, хотя ход кривых  $\sigma_y(T)$  в этих материалах различный. В интерметаллидах  $Ni_3Al$  и  $TiAl$ , имеющих пик  $\sigma_y(T)$ , температурная зависимость  $\delta(T)$  различна, причем при низких температурах монокристаллы  $Ni_3Al$  обнаруживают высокую пластичность ( $\delta \approx 100\%$ ), тогда как в  $TiAl$  пластичность составляет 1–3%. Следует подчеркнуть, что  $\delta(T)$  в  $TiAl$  начинает расти вблизи  $T_p$ .

4. Необычный температурный ход деформационных характеристик в  $TiAl$  — пик предела текучести, начинающегося с низких значений  $\sigma_y$ , и одновременно низкая пластичность вплоть до  $T_p$  — может быть обусловлен наличием выделенных направлений оси дислокации. Формирование пластической зоны вблизи трещины зависит от того, может ли трещина свободно испускать (или поглощать) дислокации.

Разделим трещины в зависимости от направления их оси на два семейства, аналогично тому, как было сделано выше для дислокаций: трещины с осями, параллельными выделенным направлениям, и остальные трещины. Следуя [8], будем полагать, что оси трещины и испускаемых ею дислокаций параллельны. Тогда для формирования пластической зоны вблизи трещин, принадлежащих к первому семейству, необходимо испускание дислокаций  $g'$ -типа, параллельных выделенным направлениям.  $g' \rightarrow S$  блокировка дислокаций в глубоких долинах Пайерлса препятствует образованию пластической зоны. Другие трещины с осями, заметно отличающимися от выделенных направлений, будут испускать дислокации  $g$ -типа, образующие пластическую зону. Таким образом, в интерметаллиде  $TiAl$  одни трещины аналогичны трещинам в полупроводниках, другие — трещинам в ГЦК металлах. Однако невозможность релаксации напряжений вблизи трещин с осями, близкими к выделенным направлениям,

приводит к хрупкому разрушению  $TcAl$ , подобно разрушению полупроводников.

При высоких температурах термоактивированное освобождение дислокаций из глубоких долин Пайерлса ( $S \rightarrow g'$  превращение) делает возможным образование пластической зоны вблизи трещины, независимо от направления ее оси. В результате вблизи температуры пика предела текучести будет наблюдаться хрупко-вязкий переход.

### Л и т е р а т у р а

- [1] Гринберг Б.А., Анисимов В.И., Горностырев Ю.Н., Талуц Г.Г. - Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, в. 10, с. 577-580.
- [2] Анисимов В.И., Ганин Г.В., Галахов В.Р., Курмаев Э.З. - ФММ, 1987, т. 63, в. 2, с. 341-349.
- [3] Alexander H. Dislocations in Covalent Crystals. - В кн Dislocations in Solids. Amsterdam etc.: North-Holland Publ. co., 1986, v. 7, p. 113-234.
- [4] Гринберг Б.А., Сюткина В.И. Новые методы упрочнения упорядоченных сплавов. М.: Металлургия, 1985. 174 с.
- [5] Kawabata T., Kanai T., Izumi O. - Acta met., 1985, v. 33, N 7, p. 1355-1366.
- [6] Wee D.-M., Noguchi O., Yoshihiro O., Suzuki T. - Trans. JIM, 1980, v. 21, N 4, p. 237-247.
- [7] Рейви К. Дефекты и примеси в полупроводниковом кремнии. М.: Мир, 1985. 475 с.
- [8] Zin J.H., Thomson R. - Acta Met., 1986, v. 34, N 2, p. 187-206.

Институт физики металлов  
УрО АН СССР, Свердловск

Поступило в Редакцию  
12 апреля 1988 г.