

Зарождение микротрещин при дислокационных взаимодействиях в монокристаллическом Ti_3Al

© Л.Е. Карькина, Л.И. Яковенкова

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,
620219 Екатеринбург, Россия

E-mail: yakovenkova@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 28 ноября 2007 г.)

Рассмотрены реакции взаимодействия между сверхдислокациями, осуществляющими деформацию в плоскостях базиса, призмы и пирамиды (I и II типов) в монокристаллическом Ti_3Al . Установлены типы взаимодействий, которые приводят к образованию дислокационных барьеров — зародышей микротрещин. Рассмотрены силовые и энергетические условия формирования микротрещин. При взаимодействии a - и $2c + a$ -сверхдислокаций плоскостями раскрытия микротрещин являются плоскости базиса и пирамиды; взаимодействие $2c + a$ -сверхдислокаций в различных плоскостях пирамиды приводит к образованию микротрещин в плоскостях призмы и пирамиды; взаимодействие a -сверхдислокаций в плоскостях базиса и/или призмы не приводит к образованию дислокационных барьеров. Проведена классификация типов микротрещин в зависимости от ориентации осей деформирования монокристаллов и выделены области стереографического треугольника, характеризуемые преимущественным типом раскрытия трещин.

Работа поддержана грантом РФФИ № 04-02-17311

PACS: 61.72.Ff, 61.72.Nh, 61.72.Lk, 62.20.Mk

1. Введение

Интерметаллид Ti_3Al , обладающий упорядоченной гексагональной сверхструктурой DO_{19} , является основной составляющей ряда однофазных и двухфазных сплавов [1], перспективных для практического применения в качестве жаропонижающих и жаростойких материалов. Эти интерметаллиды имеют низкую плотность, высокую стойкость к окислению, которая сочетается с хорошими механическими свойствами при повышенных температурах. Подобно многим интерметаллическим соединениям, Ti_3Al обладает низкой пластичностью при комнатной температуре, что препятствует его активному практическому применению. Экспериментальные исследования последних лет [2,3] обнаружили сильную ориентационную зависимость предела текучести σ_y , существование сложной структуры дислокационного ансамбля, включающей многообразие векторов Бюргерса и плоскостей скольжения сверхдислокаций в монокристаллическом Ti_3Al . В зависимости от условий эксперимента (температура, скорость деформации, ориентация оси деформирования и т.д.) реализуется скольжение a -, $c + a$ -, $2c + a$ -сверхдислокаций в плоскости базиса, призмы и пирамиды. Наиболее легкой модой деформации Ti_3Al является призматическое скольжение $1/3 \langle 11\bar{2}0 \rangle \{1\bar{1}00\}$. В плоскости базиса (0001) деформация также осуществляется a -сверхдислокациями с вектором Бюргерса $1/3 \langle 11\bar{2}0 \rangle$. Предел текучести в плоскости базиса $\sigma_y \sim 250$ МПа, в плоскости призмы $\sigma_y \sim 150$ – 200 МПа, т.е. для обеих плоскостей предел текучести имеет достаточно низкое значение. Существенное различие наблюдается экспериментально в значениях деформации до разрушения: для призматического скольжения деформация достигает величины

$\varepsilon \sim 250\%$, тогда как при базисном скольжении образец разрушается хрупко после деформации $\varepsilon \leq 1$ – 3% . Для близких к c -направлению ориентировках оси деформирования $[0001]$ деформация осуществляется скольжением $2c + a$ -сверхдислокаций в плоскостях пирамиды [2–7], предел текучести при комнатной температуре составляет величину $\sigma_y \sim 1000$ – 1300 МПа (пластичность $\varepsilon < 1\%$), $\sigma_y(T)$ для пирамидального скольжения демонстрирует аномальную зависимость с максимумом на кривой $\sigma_y(T)$.

Как правило, для упорядоченных сплавов высокие прочностные свойства сочетаются с низкими пластическими характеристиками. Например, в интерметаллидах со сверхструктурой $L1_2$ пик на кривой зависимости $\sigma_y(T)$ сопровождается минимумом пластичности вблизи температуры пика. Атомистическое моделирование механизмов образования пластической зоны в вершине трещины показало [8], что хрупкое раскрытие трещин обусловлено отсутствием пластической зоны в вершине трещины в таких интерметаллидах, как $CoAl$, $Ti-Al-Nb$.

Для монокристаллов Ti_3Al , ориентированных для $1/3 \langle 11\bar{2}0 \rangle \{1\bar{1}00\}$ - и $1/3 \langle 11\bar{2}0 \rangle (0001)$ -скольжения, значения предела текучести близки, тогда как значения деформации до разрушения различаются в сотни раз. Механизм образования микротрещин сдвигового типа при взаимодействии винтовых a -сверхдислокаций в полосе скольжения плоскости базиса предложен в [9,10]. Модель основана на результатах компьютерного моделирования структуры ядра a -сверхдислокаций в Ti_3Al [11,12]. Образование и слияние микротрещин приводят к хрупкому разрушению монокристаллического Ti_3Al , ориентированного для базисного скольжения. Возможность зарождения микротрещин в Ti_3Al в результате дислокационных реакций при электронно-микроскопическом изучении показана в [13].

Механизм хрупкого разрушения при дислокационных взаимодействиях был предложен Коттреллом [14] для ОЦК-металлов и сплавов. В [15] подобный механизм зарождения микротрещин был рассмотрен для интерметаллида $TiAl$. В упорядоченных сплавах число действующих систем скольжения возрастает по сравнению с чистыми металлами вследствие понижения симметрии кристаллической решетки. Кавабата и др. [15] рассмотрели взаимодействие между всеми действующими в $TiAl$ скользящими дислокациями: одиночными и сверхдислокациями двух типов. В Ti_3Al число типов дислокационных взаимодействий возрастает, так как увеличивается не только число вектора Бюргерса сверхдислокаций (a , $2c + a$), но и число действующих плоскостей скольжения (призма, базис, пирамиды I и II типов). При рассмотрении результатов дислокационных взаимодействий следует также учитывать существенное различие величины предела текучести для призматического, базисного и пирамидального скольжения и ориентационную зависимость действующих систем скольжения.

Целью настоящей работы является последовательное рассмотрение геометрии и силовых условий образования зародышевой микротрещины, возникающей при дислокационных взаимодействиях, с учетом всех экспериментально наблюдаемых систем скольжения сверхдислокаций в Ti_3Al ; проведение детального анализа ориентационной зависимости типов и кристаллогеометрических характеристик образующихся микротрещин.

2. Результаты расчетов

В механизме Коттрелла рассматривается взаимодействие дислокаций, принадлежащих двум пересекающимся плоскостям скольжения (рис. 1, *a*). Обычно рассматривается взаимодействие двух дислокаций, оси которых параллельны линии пересечения их плоскостей скольжения. В реальной системе взаимодействующих дислокаций они могут быть искривлены из-за влияния внешнего напряжения или напряжений, создаваемых другой дислокацией в момент пересечения. В [16] показано, что влияние этих факторов, а также учет упругой анизотропии имеют незначительное влияние на конечный результат взаимодействия. Рассматриваемая в настоящей работе схема взаимодействующих параллельных дислокаций в изотропной теории упругости является достаточной для того, чтобы предсказать, приводит взаимодействие двух дислокаций к образованию конфигурации типа junction или к их пересечению.

В [17,18] предложен механизм термоактивированного превращения скользящих $2c + a$ -сверхдислокаций в дислокационные барьеры в плоскостях пирамиды I и II типа, объясняющий аномальную температурную зависимость предела текучести при пирамидальном скольжении. В широком интервале температур, где $\sigma_y(T)$ имеет аномальное возрастание предела текучести, $2c + a$ -сверхдислокации являются неподвижными заблокированными, поэтому их взаимодействие с другими подвижными дислокациями может приводить к образованию

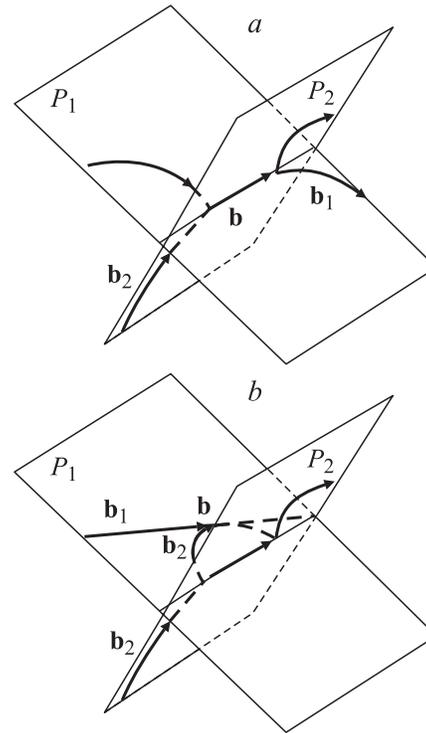


Рис. 1. Схема образования дислокационного барьера — зародыша микротрещины — при пересечении дислокаций с векторами Бюргерса b_1 и b_2 . *a* — результирующая дислокация b лежит вдоль линии пересечения плоскостей скольжения P_1 и P_2 реагирующих дислокаций; *b* — результирующая дислокация b лежит вдоль оси заблокированной дислокации b_1 . Дислокационный барьер образуется, если возможно поперечное скольжение дислокации с вектором Бюргерса b_2 из плоскости скольжения P_2 в плоскость P_1 .

зародышевых микротрещин с другими кристаллогеометрическими характеристиками, так как заблокированная сверхдислокация может и не быть параллельной линии пересечения взаимодействующих систем скольжения. Образование дислокационного барьера происходит в том случае, если возможно поперечное скольжение подвижной дислокации в плоскость, содержащую заблокированную дислокацию (рис. 1, *b*).

Если в результате дислокационной реакции между подвижными дислокациями вдоль линии пересечения их плоскостей скольжения образуется дислокационный барьер, то это может вызвать появление микротрещины. Обозначим через n_Σ нормаль к плоскости, содержащей суммарный вектор Бюргерса дислокаций, вступивших в дислокационную реакцию, а через l — вектор направленный вдоль линии пересечения плоскостей скольжения. Нормаль к плоскости раскрытия возможной трещины определяется соотношением $[n_\Sigma \cdot l]$. Рост микротрещины обеспечивается поглощением других дислокаций под действием внешних напряжений и напряжений, создаваемых дислокациями в скоплении.

Энергия взаимодействия на единицу длины между двумя параллельными взаимодействующими дислокациями

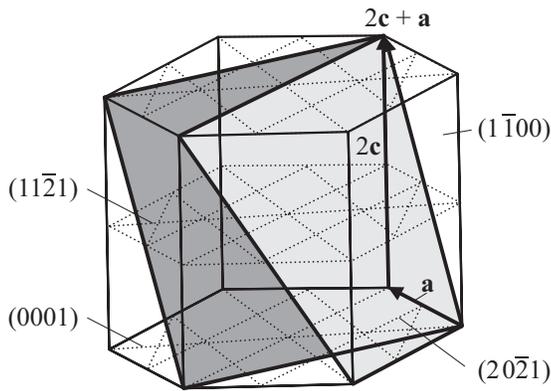


Рис. 2. Элементарная ячейка сверхструктуры DO_{19} . Показаны векторы Бюргерса и плоскости скольжения сверхдислокаций в Ti_3Al .

имеет вид [14]:

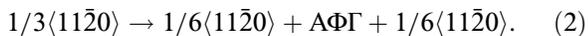
$$W = -\Psi(\mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2) \ln \frac{R}{R_0}, \quad (1)$$

где

$$\psi(\mathbf{b}, \mathbf{b}_2) = \frac{G}{2\pi(1-\nu)} \{ (\mathbf{b}_1 \xi)(\mathbf{b}_2 \xi)(1-\nu) + [(\mathbf{b}_1 \times \xi)(\mathbf{b}_2 \times \xi)] \} = \frac{G}{2\pi(1-\nu)} \tilde{\Psi}(\mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2),$$

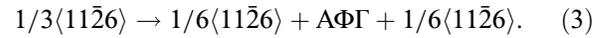
$\mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2$ — векторы Бюргерса взаимодействующих дислокаций; ξ — ось взаимодействующих дислокаций, параллельная линии пересечения плоскостей скольжения этих дислокаций; R — расстояние между взаимодействующими дислокациями; R_0 — константа, имеющая размерность R ; G, ν — модуль сдвига и коэффициент Пуассона. Если сила взаимодействия между дислокациями ($\mathbf{F} = -\frac{\partial W}{\partial R}$) $\mathbf{F} > 0$, то дислокации отталкиваются, если же $\mathbf{F} < 0$, то они притягиваются; при $\mathbf{F} = 0$ дальнего действующего взаимодействия между дислокациями нет, но дислокационная реакция может происходить в поле напряжений дислокационного скопления и внешних напряжений.

Экспериментально и теоретически показано, что деформация Ti_3Al может осуществляться скольжением \mathbf{a} -сверхдислокаций с вектором Бюргерса $1/3\langle 11\bar{2}0 \rangle$ по плоскостям базиса (0001) и призмы $\{1\bar{1}00\}$ и скольжением $2\mathbf{c} + \mathbf{a}$ -сверхдислокаций с вектором Бюргерса $1/3\langle 11\bar{2}6 \rangle$ по плоскостям пирамиды I и II типа $\{20\bar{2}1\}$ или $\{11\bar{2}1\}$ (рис. 2). Сверхдислокации в плоскостях базиса и призмы расщеплены с образованием антифазной границы (АФГ) в соответствии с реакцией



Энергия АФГ в плоскости базиса $\xi_{(0001)} = 161 \text{ мДж/м}^2$, а в плоскости призмы $\xi_{\{1100\}} = 6 \text{ мДж/м}^2$ [19]. Сверхдислокации в плоскостях пирамиды также расщеплены с

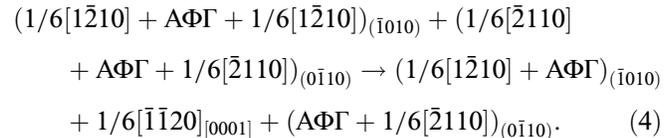
образованием АФГ



Энергия АФГ в плоскости пирамиды I типа $\xi_{\{2021\}} = 205 \text{ мДж/м}^2$, пирамиды II типа $\xi_{\{1121\}} = 228 \text{ мДж/м}^2$. Компьютерное моделирование структуры ядра сверхдислокаций показало [11,12,20,21], что во всех плоскостях скольжения сверхчастичные дислокации можно считать нерасщепленными.

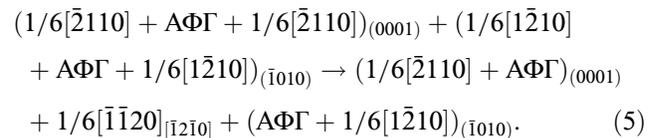
Рассмотрим дислокационные взаимодействия между притягивающимися дислокациями с учетом действующих плоскостей скольжения и векторов Бюргерса сверхдислокаций, которые осуществляют пластическую деформацию в Ti_3Al . Возможны четыре типа взаимодействий: 1) между \mathbf{a} -сверхдислокациями, скользящими в двух плоскостях призмы или в плоскостях призмы и базиса; 2) между \mathbf{a} -сверхдислокациями в плоскостях базиса и $2\mathbf{c} + \mathbf{a}$ -сверхдислокациями в плоскостях пирамиды I и II типа; 3) между \mathbf{a} -сверхдислокациями в плоскости призмы и $2\mathbf{c} + \mathbf{a}$ -сверхдислокациями в плоскостях пирамиды I и II типа; 4) между $2\mathbf{c} + \mathbf{a}$ -сверхдислокациями, скользящими в плоскостях пирамиды I и II типа.

2.1. Дислокационные реакции между \mathbf{a} -сверхдислокациями. Типичная дислокационная реакция между расщепленными притягивающимися \mathbf{a} -сверхдислокациями (реакция (2)), скользящими в двух пересекающихся плоскостях призмы, имеет следующий вид:



Образующаяся в результате взаимодействия дислокация $1/6[\bar{1}\bar{1}20]$ лежит вдоль направления $[0001]$, совпадающего с линией пересечения плоскостей призмы (табл. 1). Эта дислокация является подвижной в плоскости призмы $(\bar{1}100)$, которая не совпадает с плоскостями скольжения реагирующих $\mathbf{a}/2$ -сверхдислокаций. Скольжение $1/6[\bar{1}\bar{1}20]$ -дислокаций в плоскости $(\bar{1}100)$ приводит к реакции, подобной (4), между оставшимися $\mathbf{a}/2$ -сверхдислокациями, ограничивающими полосу АФГ. В результате \mathbf{a} -сверхдислокация с вектором Бюргерса $1/3[\bar{1}\bar{1}20]$ может скользить в плоскости призмы $(\bar{1}100)$. Таким образом, взаимодействие \mathbf{a} -сверхдислокаций в плоскостях призмы не приводит к образованию зародышей микротрещин.

Типичная дислокационная реакция между расщепленными (реакция (2)) \mathbf{a} -сверхдислокациями, скользящими в пересекающихся плоскостях базиса и призмы, имеет вид:



Образующаяся в результате взаимодействия дислокация с вектором Бюргерса $1/6[\bar{1}\bar{1}20]$ лежит вдоль ли-

Таблица 1. Дислокационные реакции и ожидаемые плоскости разрушения при взаимодействии **a**-сверхдислокаций

Номер реакции	Вектор Бюргерса результирующей дислокации	Ось результирующей дислокации	Ожидаемая плоскость разрушения
(4)	$1/6[\bar{1}\bar{1}20]$	$[0001]$	Трещина не образуется
(5)	$1/6[\bar{1}\bar{1}20]$	$[\bar{1}2\bar{1}0]$	Трещина не образуется

Таблица 2. Дислокационные реакции и ожидаемые плоскости разрушения при взаимодействии **a**-сверхдислокаций плоскости базиса и $2c + a$ -сверхдислокаций плоскостей пирамиды I и II типа

Номер реакции	Вектор Бюргерса результирующей дислокации	Ось результирующей дислокации	Ожидаемая плоскость разрушения
(6)	$[0001]$	$[\bar{1}\bar{1}20]$	(0001)
(7)	$1/6[\bar{1}\bar{1}26]$	$[\bar{1}\bar{1}20]$	(0001)
(8)	$[0001]$	$[0\bar{1}10]$	(0001)
(9)	$1/6[\bar{1}\bar{1}26]$	$[\bar{1}010]$	(0001)

нии $[\bar{1}2\bar{1}0]$ пересечения плоскостей базиса и призмы (табл. 1). Эта дислокация является подвижной в плоскости базиса (0001) . Таким образом, как и для реакции (4), взаимодействие **a**-сверхдислокаций в плоскостях базиса и призмы не приводит к образованию зародышевой микротрещины.

2.2. Дислокационные реакции между **a**-сверхдислокациями в плоскости базиса и $2c + a$ -сверхдислокациями в плоскостях пирамиды. Между расщепленными **a**-сверхдислокациями в плоскости базиса и $2c + a$ -сверхдислокациями в плоскости пирамиды I типа возможны два различных варианта дислокационных реакций:

$$\begin{aligned} & (1/6[\bar{2}110] + A\Phi\Gamma + 1/6[\bar{2}110])_{(0001)} + (1/6[2\bar{1}\bar{1}6] + A\Phi\Gamma + 1/6[2\bar{1}\bar{1}6])_{(\bar{2}201)} \rightarrow (1/6[\bar{2}110] + A\Phi\Gamma)_{(0001)} + [0001]_{[\bar{1}\bar{1}20]} + (A\Phi\Gamma + 1/6[2\bar{1}\bar{1}6])_{(\bar{2}201)}; \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} & (1/6[\bar{2}110] + A\Phi\Gamma + 1/6[\bar{2}110])_{(0001)} + (1/6[1\bar{2}16] + A\Phi\Gamma + 1/6[1\bar{2}16])_{(\bar{2}201)} \rightarrow (1/6[\bar{2}110] + A\Phi\Gamma)_{(0001)} + 1/6[\bar{1}\bar{1}26]_{[\bar{1}\bar{1}20]} + (A\Phi\Gamma + 1/6[1\bar{2}16])_{(\bar{2}201)}. \end{aligned} \quad (7)$$

Результирующие дислокации имеют векторы Бюргерса $[0001]$ (реакция (6)) и $1/6[\bar{1}\bar{1}26]$ (реакция (7)); в обоих случаях направление оси $[\bar{1}\bar{1}20]$. Эта конфигурация является дислокационным барьером; возможной плоскостью раскрытия трещины является плоскость (0001) (табл. 2). Отметим, что при высоких температурах деформирования ($T > 800^\circ C$) экспериментально наблюдалось скольжение дислокаций с вектором Бюргерса $[0001]$, тогда как при более низких температурах эти дислокации неподвижны [22,23].

При взаимодействии **a**-сверхдислокаций в плоскости базиса и $2c + a$ -сверхдислокаций в плоскости пирамиды II типа возможны также два различных варианта

дислокационных реакций:

$$\begin{aligned} & (1/6[\bar{2}110] + A\Phi\Gamma + 1/6[\bar{2}110])_{(0001)} + (1/6[2\bar{1}\bar{1}6] + A\Phi\Gamma + 1/6[2\bar{1}\bar{1}6])_{(\bar{2}111)} \rightarrow (1/6[\bar{2}110] + A\Phi\Gamma)_{(0001)} + [0001]_{[0\bar{1}10]} + (A\Phi\Gamma + 1/6[2\bar{1}\bar{1}6])_{(\bar{2}111)}; \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} & (1/6[\bar{2}110] + A\Phi\Gamma + 1/6[\bar{2}110])_{(0001)} + (1/6[1\bar{2}16] + A\Phi\Gamma + 1/6[1\bar{2}16])_{(\bar{1}2\bar{1}1)} \rightarrow (1/6[\bar{2}110] + A\Phi\Gamma)_{(0001)} + 1/6[\bar{1}\bar{1}26]_{[\bar{1}010]} + (A\Phi\Gamma + 1/6[1\bar{2}16])_{(\bar{1}2\bar{1}1)}. \end{aligned} \quad (9)$$

Направления осей результирующих дислокаций $(\bar{1}\bar{1}00)$, возможная плоскость раскрытия трещины (0001) . Таким образом, при взаимодействии **a**-сверхдислокаций, принадлежащих плоскости базиса, и $2c + a$ -сверхдислокаций, скользящих в плоскостях пирамиды I и II типа, возможно зарождение микротрещины в плоскостях базиса (0001) .

2.3. Дислокационные реакции между **a**-сверхдислокациями в плоскости призмы и $2c + a$ -сверхдислокациями в плоскостях пирамиды. При взаимодействии **a**-сверхдислокаций в плоскости призмы и $2c + a$ -сверхдислокаций в плоскостях пирамиды I типа возможны три различных варианта:

$$\begin{aligned} & (1/6[\bar{2}110] + A\Phi\Gamma + 1/6[\bar{2}110])_{(0\bar{1}10)} + (1/6[2\bar{1}\bar{1}6] + A\Phi\Gamma + 1/6[2\bar{1}\bar{1}6])_{(\bar{2}201)} \rightarrow (1/6[\bar{2}110] + A\Phi\Gamma)_{(0\bar{1}10)} + [0001]_{[\bar{2}116]} + (A\Phi\Gamma + 1/6[2\bar{1}\bar{1}6])_{(\bar{2}201)}; \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} & (1/6[1\bar{2}10] + A\Phi\Gamma + 1/6[1\bar{2}10])_{(\bar{1}010)} + (1/6[\bar{2}116] + A\Phi\Gamma + 1/6[\bar{2}116])_{(\bar{2}201)} \rightarrow (1/6[1\bar{2}10] + A\Phi\Gamma)_{(\bar{1}010)} + 1/6[\bar{1}\bar{1}26]_{[\bar{1}2\bar{1}6]} + (A\Phi\Gamma + 1/6[\bar{2}116])_{(\bar{2}201)}; \end{aligned} \quad (11)$$

Таблица 3. Дислокационные реакции и ожидаемые плоскости разрушения при взаимодействии **a**-сверхдислокаций плоскости призмы и **2c** + **a**-сверхдислокаций плоскостей пирамиды I и II типа

Номер реакции	Вектор Бюргерса результирующей дислокации	Ось результирующей дислокации	Ожидаемая плоскость разрушения
(10)	[0001]	$\bar{2}116$	(0001)
(11)	$1/6[\bar{1}\bar{1}26]$	$\bar{1}\bar{2}\bar{1}6$	~ (03 $\bar{3}$ 1)
(12)	$1/6[\bar{1}\bar{1}26]$	$\bar{1}\bar{2}\bar{1}0$	Трещина не образуется
(13)	[0001]	$\bar{2}116$	(0001)
(14)	$1/6[\bar{1}\bar{1}26]$	$\bar{1}\bar{2}\bar{1}3$	~ ($\bar{1}232$)

$$\begin{aligned} & (1/6[\bar{1}\bar{2}10] + \text{АФГ} + 1/6[\bar{1}\bar{2}10])_{(\bar{1}010)} + (1/6[\bar{2}116] \\ & + \text{АФГ} + 1/6[\bar{2}116])_{(20\bar{2}1)} \rightarrow (1/6[\bar{1}\bar{2}10] + \text{АФГ})_{(\bar{1}010)} \\ & + 1/6[\bar{1}\bar{1}26]_{[\bar{1}\bar{2}\bar{1}0]} + (\text{АФГ} + 1/6[\bar{2}116])_{(20\bar{2}1)}. \end{aligned} \quad (12)$$

Векторы Бюргерса и направления линий результирующих дислокаций, а также ожидаемые плоскости разрушения представлены в табл. 3. Для реакции (12) результирующая дислокация с вектором Бюргерса $1/6[\bar{1}\bar{1}26]$ и осью $[\bar{1}\bar{2}\bar{1}0]$ является подвижной в плоскости пирамиды I типа ($20\bar{2}1$).

При взаимодействии **a**-сверхдислокации в плоскости призмы и **2c** + **a**-сверхдислокации в плоскости пирамиды II типа возможны две различные дислокационные реакции:

$$\begin{aligned} & (1/6[\bar{2}110] + \text{АФГ} + 1/6[\bar{2}110])_{(0\bar{1}10)} + (1/6[2\bar{1}\bar{1}6] + \text{АФГ} \\ & + 1/6[2\bar{1}\bar{1}6])_{(2\bar{1}\bar{1}1)} \rightarrow (1/6[\bar{2}110] + \text{АФГ})_{(0\bar{1}10)} \\ & + [0001]_{\bar{2}116} + (\text{АФГ} + 1/6[1\bar{1}\bar{1}6])_{(2\bar{1}\bar{1}1)}; \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} & (1/6[\bar{1}\bar{2}10] + \text{АФГ} + 1/6[\bar{1}\bar{2}10])_{(\bar{1}010)} + (1/6[\bar{2}116] \\ & + \text{АФГ} + 1/6[\bar{2}116])_{(2\bar{1}\bar{1}1)} \rightarrow (1/6[\bar{1}\bar{2}10] + \text{АФГ})_{(\bar{1}010)} \\ & + 1/6[\bar{1}\bar{1}26]_{[\bar{1}\bar{2}\bar{1}3]} + (\text{АФГ} + 1/6[\bar{2}116])_{(2\bar{1}\bar{1}1)}. \end{aligned} \quad (14)$$

В обоих случаях результирующая дислокация представляет дислокационный барьер. Таким образом, при взаимодействии **a**-сверхдислокаций плоскости призмы и **2c** + **a**-сверхдислокаций плоскостей пирамиды I и II типа возможно зарождение микротрещины в плоскостях базиса (0001) и в пирамидальных плоскостях (03 $\bar{3}$ 1) и ($\bar{1}\bar{2}32$).

2.4. Дислокационные реакции между **2c** + **a**-сверхдислокациями в различных плоскостях пирамиды I или II типа. При взаимодействии **2c** + **a**-сверхдислокации в плоскостях пирамиды I и/или II типа реализуются 17 различных вариантов дислокационных реакций. Простейшей реакцией взаимодействия (два различных варианта) является реакция аннигиляции винтовых сверхдислокаций противоположного знака.

Два варианта взаимодействия **2c** + **a**-сверхдислокаций приводят к образованию **a**-сверхдислокации, скользящей в плоскости базиса:

$$\begin{aligned} & (1/6[11\bar{2}6] + \text{АФГ} + 1/6[11\bar{2}6]) + (1/6[11\bar{2}\bar{6}] \\ & + \text{АФГ} + 1/6[11\bar{2}\bar{6}]) \rightarrow (1/6[11\bar{2}6] + \text{АФГ}) \\ & + 1/3[11\bar{2}0] + (\text{АФГ} + 1/6[11\bar{2}\bar{6}]). \end{aligned} \quad (15)$$

Если взаимодействующие **2c** + **a**-сверхдислокации принадлежат плоскостям ($\bar{2}0\bar{2}1$) и ($20\bar{2}1$), ось результирующей дислокации совпадает с направлением $[\bar{1}\bar{2}10]$, т.е. в плоскости базиса будет скользить 60° **a**-сверхдислокация. В другом варианте плоскости скольжения реагирующих **2c** + **a**-сверхдислокаций — ($\bar{1}\bar{1}21$) и ($11\bar{2}1$); на линии их пересечения образуется краевая **a**-сверхдислокация. Скольжение **a**-сверхдислокации в плоскости базиса ослабляет ее противодействие оставшимся в исходных плоскостях пирамиды **c** + **a**/2-сверхчастичным дислокациям, что приводит к их рекомбинации и образованию второй **a**-сверхдислокации в плоскости базиса. В результате на линии пересечения плоскостей не остается какой-либо дислокации; таким образом, эта реакция не приводит к образованию барьера.

Еще два варианта, при которых не образуется дислокационного барьера, соответствуют следующей дислокационной реакции между **2c** + **a**-сверхдислокациями, принадлежащими либо плоскостям пирамиды I и II типа (($20\bar{2}1$) и ($11\bar{2}1$)), либо двум плоскостям I типа (($20\bar{2}1$) и ($02\bar{2}1$)):

$$\begin{aligned} & (1/6[\bar{1}\bar{1}26] + \text{АФГ} + 1/6[\bar{1}\bar{1}26]) + (1/6[2\bar{1}\bar{1}\bar{6}] + \text{АФГ} \\ & + 1/6[2\bar{1}\bar{1}\bar{6}]) \rightarrow (1/6[\bar{1}\bar{1}26] + \text{АФГ}) \\ & + 1/6[\bar{1}\bar{2}10]_{[\bar{1}\bar{1}26]} + (\text{АФГ} + 1/6[2\bar{1}\bar{1}\bar{6}]). \end{aligned} \quad (16)$$

Вектор Бюргерса $1/6[\bar{1}\bar{2}10]$ и направление $[\bar{1}\bar{1}26]$ результирующей дислокации в обоих случаях лежат в плоскости ($20\bar{2}1$). На эту дислокацию со стороны двух других **c** + **a**/2-сверхчастичных дислокаций, ограничивающих полосу АФГ в плоскостях пирамиды, действуют напряжения отталкивания, стремящиеся продвинуть результирующую **a**/2-сверхдислокацию в плоскости ($20\bar{2}1$), которая является для этой дислокации единственно возможной плоскостью скольжения (содержит

Таблица 4. Дислокационные реакции и ожидаемые плоскости разрушения при взаимодействии $2c + a$ -сверхдислокаций плоскостей пирамиды

Номер реакции	Системы скольжения реагирующих дислокаций		Вектор Бюргерса результирующей дислокации	Ось результирующей дислокации	Ожидаемая плоскость разрушения
(1)	$1/3[11\bar{2}6](2021)$	$1/3[2\bar{1}\bar{1}\bar{6}](202\bar{1})$	$[10\bar{1}0]$	$[1\bar{2}10]$	$(10\bar{1}0)$
(2)	$1/3[11\bar{2}6](2021)$	$1/3[11\bar{2}6](02\bar{2}1)$	$2^*1/3[11\bar{2}0]$	$[1\bar{1}02]$	$(11\bar{2}0)$
(3)	$1/3[11\bar{2}6](2021)$	$1/3[\bar{1}2\bar{1}\bar{6}](02\bar{2}1)$	$[01\bar{1}0]$	$[1\bar{1}02]$	$\sim (1341)$
(4)	$1/3[11\bar{2}6](2021)$	$1/3[\bar{1}2\bar{1}\bar{6}](2201)$	$[01\bar{1}0]$	$[2\bar{1}\bar{1}6]$	(0110)
(5)	$1/3[11\bar{2}6](2021)$	$1/3[\bar{1}2\bar{1}\bar{6}](2\bar{2}01)$	$1/3[2\bar{1}\bar{1}0]$	$[01\bar{1}2]$	$(2\bar{1}\bar{1}0)$
(6)	$1/3[\bar{1}\bar{1}26](11\bar{2}1)$	$1/3[\bar{1}2\bar{1}\bar{6}](1\bar{2}11)$	$[01\bar{1}0]$	$[2\bar{1}13]$	$(0\bar{1}10)$
(7)	$1/3[\bar{1}\bar{1}26](11\bar{2}1)$	$1/3[\bar{1}2\bar{1}\bar{6}](1\bar{2}1\bar{1})$	$1/3[2\bar{1}10]$	$[0\bar{1}13]$	(2110)
(8)	$1/3[\bar{1}\bar{1}26](11\bar{2}1)$	$1/3[\bar{1}\bar{1}26](2021)$	$2^*1/3[\bar{1}\bar{1}20]$	$[5\bar{7}26]$	$\sim (8.3.11.1)$
(9)	$1/3[\bar{1}\bar{1}26](11\bar{2}1)$	$1/3[2\bar{1}16](2021)$	$[\bar{1}010]$	$[5\bar{7}26]$	(6391)
(10)	$1/3[\bar{1}\bar{1}26](11\bar{2}1)$	$1/3[\bar{1}2\bar{1}\bar{6}](2201)$	$1/3[2\bar{1}10]$	$[1.5.4.12]$	$(15.6.9.1)$
(11)	$1/3[\bar{1}\bar{1}26](11\bar{2}1)$	$1/3[2\bar{1}16](2201)$	$[\bar{1}010]$	$[1.5.4.12]$	$\sim (11\bar{2}1)$

Таблица 5. Силовые и энергетические параметры дислокационных реакций

Номер реакции	Системы скольжения	L	b_{str}	$\tilde{\Psi}(b_1, b_2)$	$\tilde{\Psi}(b_1, b_{str})$	$\tilde{\Psi}(b_2, b_{str})$	N_1	N_2
(1)	$1/6[\bar{2}110](0001)$ $1/6[2\bar{1}\bar{1}6](2111)$	$[0\bar{1}10]$	$[0001]$	-0.40	0	1.448	0	73
(2)	$1/6[\bar{2}110](0001)$ $1/6[\bar{1}2\bar{1}6](\bar{1}2\bar{1}1)$	$[\bar{1}010]$	$1/6[\bar{1}\bar{1}26]$	-0.125	0.081	1.572	11	79
(3)	$1/6[\bar{2}110](0\bar{1}10)$ $1/6[2\bar{1}\bar{1}6](2201)$	$[2\bar{1}16]$	$[0001]$	-0.726	-0.267	1.024	0	135
(4)	$1/6[\bar{1}210](\bar{1}010)$ $1/6[2\bar{1}16](2201)$	$[\bar{1}2\bar{1}6]$	$1/6[\bar{1}\bar{1}26]$	~ 0	0.495	0.998	65	50
(5)	$1/6[11\bar{2}6](2021)$	$[01\bar{1}2]$	$1/3[2\bar{1}\bar{1}0]$	-0.661	0.549	0.549	28	28
(6)	$1/6[\bar{1}\bar{1}26](11\bar{2}1)$ $/6[\bar{1}2\bar{1}\bar{6}](2021)$	$[0\bar{1}13]$	$1/3[2\bar{1}10]$	-0.540	0.457	0.457	23	23
(7)	$1/6[\bar{1}\bar{1}26](11\bar{2}1)$ $1/6[2\bar{1}16](2201)$	$[0\bar{1}13]$	$[\bar{1}010]$	-0.147	1.849	1.861	243	94

Примечание. L — вектор, направленный вдоль линии пересечения плоскостей скольжения реагирующих дислокаций; b_{str} — вектор Бюргерса вершинной дислокации; $\tilde{\Psi}(b_1, b_2)$, $\tilde{\Psi}(b_1, b_{str})$, $\tilde{\Psi}(b_2, b_{str})$ — параметры, характеризующие силу взаимодействия между дислокациями различного типа; N_1, N_2 — число дислокаций в скоплениях.

вектор Бюргерса и ось). $a/2$ -сверхдислокация ограничивает полосу АФГ при движении в плоскости (2021) . Расчет показал [19], что энергия образующейся АФГ достаточно низка ($\xi = 78 \text{ mJ/m}^2$). Таким образом, движение a -сверхдислокации в плоскости пирамиды I типа возможно, несмотря на то что обычно в процессе пластической деформации скольжение a -сверхдислокаций наблюдается только в плоскостях базиса и призмы. Анализ показывает, что в случае термически активированного превращения скользящих $2c + a$ -сверхдислокаций в барьеры реакции взаимодействия (15), (16) не реализуются.

Остальные 11 возможных вариантов взаимодействия $2c + a$ -сверхдислокаций в плоскостях пирамиды приводят к образованию дислокационных барьеров и зародышевых микротрещин. Векторы Бюргерса, оси результи-

рующих дислокаций и ожидаемые плоскости раскрытия микротрещин представлены в табл. 4.

Во всех приведенных выше реакциях рассмотрено взаимодействие между притягивающимися дислокациями, так что образование результирующей вершинной дислокации является энергетически выгодным. Следующий шаг при образовании микротрещин предполагает взаимодействие вершинной дислокации со следующими дислокациями в скоплении. Хотя на первом шаге образования микротрещины мы рассматривали взаимодействие между притягивающимися ($\tilde{\Psi}(b_1, b_2) < 0$) дислокациями, на втором шаге взаимодействия чаще всего наблюдается отталкивание ($\tilde{\Psi}(b_{1(2)}, b_{str}) > 0$) между вершинной дислокацией с вектором Бюргерса b_{str} и дислокациями скопления $b_{1(2)}$ на пересекающихся плоскостях сколь-

Таблица 6. Ориентации осей деформирования и максимальные факторы Шмида для базисной, призматических и пирамидальных систем скольжения

Область на стереографическом треугольнике	Типичная ориентация осей деформирования	Фактор Шмида	Система скольжения
I	[$\bar{3}215$]	0.49	$[\bar{2}110](0001)$
		0.28	$[1\bar{2}10](\bar{1}010)$
		0.35	$[11\bar{2}6](\bar{2}021)$
II	[$\bar{3}210$]	0.17	$[\bar{2}110](0001)$
		0.50	$[1\bar{2}10](\bar{1}010)$
		0.31	$[11\bar{2}0](\bar{1}100)$
		0.43	$[\bar{2}116](2\bar{1}\bar{1}1)$
		0.43	$[\bar{2}116](2\bar{2}01)$
		0.43	$[2\bar{1}\bar{1}6](\bar{2}111)$
III	[$\bar{4}313$]	0.32	$[\bar{2}110](0001)$
		0.43	$[1\bar{2}10](\bar{1}010)$
		0.49	$[\bar{2}116](2\bar{2}01)$
		0.42	$[\bar{2}110](0001)$
IV	[$\bar{2}117$]	0.10	$[1\bar{2}10](\bar{1}010)$
		0.49	$[11\bar{2}6](\bar{2}021)$
V	[$\bar{2}.1.1.12$]	0.24	$[\bar{2}110](0001)$
		0.04	$[\bar{2}110](0\bar{1}10)$
		0.49	$[11\bar{2}6](\bar{2}021)$
		0.49	$[1\bar{2}16](2\bar{2}01)$
		0.47	$[2\bar{1}\bar{1}6](\bar{2}201)$
		0.46	$[2\bar{1}\bar{1}6](\bar{2}111)$
		0.46	$[11\bar{2}6](\bar{1}\bar{1}21)$
		0.43	$[1\bar{2}16](2\bar{2}01)$
0.43	$[1\bar{2}16](\bar{1}2\bar{1}1)$		
VI	[$\bar{5}415$]	0.38	$[\bar{2}110](0001)$
		0.39	$[1\bar{2}10](\bar{1}010)$
		0.46	$[\bar{2}116](2\bar{2}01)$
		0.45	$[1\bar{2}16](2\bar{2}01)$

жения. В табл. 5 представлены энергетические параметры для дислокационных реакций (8)–(11) (строки 1–4 табл. 5) между сверхдислокациями **a**- и **2c** + **a**-типа и реакций, представленных в строках 5, 10, 11 табл. 4 (строки 5–7 табл. 5) между **2c** + **a**-сверхдислокациями в пирамидальных плоскостях, которые являются наиболее энергетически невыгодными из всех рассмотренных дислокационных взаимодействий вершинной дислокации с ближайшими к ней дислокациями скоплений. Из сравнения величин $\tilde{\Psi}(\mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2)$ и $\tilde{\Psi}(\mathbf{b}_{1(2)}, \mathbf{b}_{str})$ видно, что в большинстве случаев рекомбинация между дислокациями скоплений и вершинной дислокацией может происходить только в поле напряжений других дислокаций скоплений при выполнении условия [15]:

$$N_{1(2)}\tau > E_{\max}/b_{1(2)}, \quad (17)$$

где $N_{1(2)}$ — число сверхдислокаций в скоплениях, $\tau = 1.3 \cdot 10^9 \text{ N/m}^2$ [3,4] — внешнее приложенное сдвиговое напряжение, $F_{\max} = \psi(\mathbf{b}_{1(2)}, \mathbf{b}_{str})/c_0$. Как и

в [15], при расчетах c_0 принималась равной $0.5b_{1(2)}$, $G = 7.18 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2$, $\nu = 0.236$ — модуль сдвига и коэффициент Пуассона для Ti_3Al [19]. Скопления из $N_{1(2)}$ -дислокаций (8 и 9 столбцы в табл. 5) создают напряжения, необходимые для рекомбинации вершинной дислокации с дислокациями скоплений. Экспериментальные исследования [13] показали, что число дислокаций в скоплениях составляет величину $N \leq 50$. Этому условию удовлетворяют дислокационные реакции (10), (11) (табл. 4) между **2c** + **a**-сверхдислокациями в плоскостях пирамиды (строки 5, 6, табл. 5). Отметим, что при взаимодействии **a** и **2c** + **a**-сверхдислокаций (строки 1–3, табл. 5) рекомбинация **a**-сверхдислокаций с вершинной дислокацией происходит существенно легче ($N_1 < N_2$). В этих случаях образование микротрещины происходит в два этапа. На первом этапе происходит рекомбинация **a**-сверхдислокаций с вершинной дислокацией. Вектор Бюргера вершинной дислокации изменяется, что существенно облегчает процесс рекомбинации **2c** + **a**-сверхдислокации с вершинной дислокацией, т. е.

микротрещина образуется. Оценки показывают, что в остальных, не представленных в табл. 5 вариантах дислокационных реакций число дислокаций в скоплениях, необходимых для образования микротрещин, мало и велика вероятность образования микротрещин. В случае дислокационной реакции (11) (табл. 4) (строка 7, табл. 5) развития микротрещины не происходит, поскольку протяженные скопления с $N > 50$ экспериментально не наблюдались.

3. Ориентационная зависимость разрушения

На рис. 3 на стандартной стереографической проекции сверхструктуры DO_{19} выделены области, каждая из которых характеризуется определенным типом взаимодействующих дислокаций двух систем скольжения и определяет возможность образования микротрещины. В табл. 6 приведены ориентации осей деформирования и максимальные факторы Шмида для базисной, призматических и пирамидальных систем скольжения. В области I ориентаций первичной системой скольжения является $1/3[\bar{2}110](0001)$ (фактор Шмида $f = 0.49$). Факторы Шмида в призматических и пирамидальных системах существенно ниже, поэтому взаимодействие между базисными и другими типами систем скольжения является маловероятным. В работах [9,10,24,25] экспериментально наблюдалось образование микротрещин сдвигового типа в плоскости базиса; в [9] предложена модель образования таких микротрещин, учитывающая особенности структуры ядра винтовых **a**-сверхдислокаций в полосе скольжения плоскости базиса. Таким образом, если ось деформации монокристаллического Ti_3Al принадлежит области I стереографического треугольника, можно ожидать образования микротрещин сдвигового типа в плоскости базиса.

Для области II первичной системой скольжения с высоким фактором Шмида $f \sim 0.5$ является призматическое скольжение $1/3[1\bar{2}10](\bar{1}010)$. Вторичной системой является также призматическое скольжение $1/3[11\bar{2}0](\bar{1}100)$, $f = 0.31$. Фактор Шмида в плоскости базиса существенно ниже. В плоскостях пирамиды

фактор Шмида достигает значения $f = 0.43$, однако пирамидальное скольжение, скорее всего, не реализуется, так как предел текучести в плоскостях пирамиды в $\sim 5-10$ раз выше, чем в плоскостях призмы. Для ориентации осей деформирования в пределах области II стереографического треугольника деформация до разрушения велика, может достигать $\epsilon \sim 250\%$ [3].

Для области III стереографического треугольника (рис. 3) высокий фактор Шмида отвечает пирамидальной ($f \sim 0.49$) и призматической ($f \sim 0.43$) системам скольжения. Пирамидальное скольжение не реализуется в результате тех же причин, которые обсуждались при анализе области II. Вторичной системой скольжения для области III является базисное скольжение $1/3[\bar{2}110](0001)$. Расчет, проведенный в разделе 2 (реакция (5)), показал, что микротрещины на пересечении базисной и призматической систем скольжения не образуется. Так как плоскость призмы относится к первичной системе скольжения, деформация велика. После начала работы вторичной базисной системы скольжения можно ожидать образования в плоскости базиса микротрещин сдвигового типа по механизму, действующему в области I.

В области IV (рис. 3) из-за низкого значения фактора Шмида отсутствует призматическое скольжение. Деформация в этой области ориентировок осуществляется скольжением **a**-сверхдислокаций в плоскости базиса и $2c + a$ -сверхдислокаций в плоскости пирамиды I типа (табл. 6). Реакция (7) между дислокациями этих систем скольжения может приводить к образованию зародышевых микротрещин нормального отрыва в плоскости базиса (табл. 2); можно ожидать также появления в этой плоскости микротрещин сдвигового типа.

В области V ориентировок вблизи направления $[0001]$ на стереографическом треугольнике (рис. 3) факторы Шмида в базисных и призматических системах скольжения близки к нулю, деформация осуществляется пирамидальным скольжением $2c + a$ -сверхдислокаций. Все возможные реакции взаимодействия между дислокациями пирамидальных систем скольжения, указанными в табл. 6 для V области, описываются 2, 3, 6-8, 10, 11 строками табл. 4. Ожидаемой плоскостью разрушения в пяти вариантах являются плоскости призмы $\{hk - (h+k)0\}$. Расчет показал [26], что напряжение отрыва в этих плоскостях велико, поэтому раскрытие микротрещин затруднено. Экспериментально также не наблюдается [24,25] распространение трещин по плоскостям призмы. Таким образом, в области V ориентаций на стереографическом треугольнике возможно образование микротрещин по плоскостям пирамиды $\{13\bar{4}1\}$ и $\{11\bar{2}1\}$.

В области VI стереографического треугольника работают одновременно базисное, призматическое и пирамидальное скольжения. Микротрещины могут образовываться в результате взаимодействия **a**-сверхдислокаций плоскостей базиса или призмы и $2c + a$ -сверхдислокаций плоскостей пирамиды I типа. Реакции взаимодействия (6)-(9) приводят к образованию микротрещин в плоскостях базиса (табл. 2).

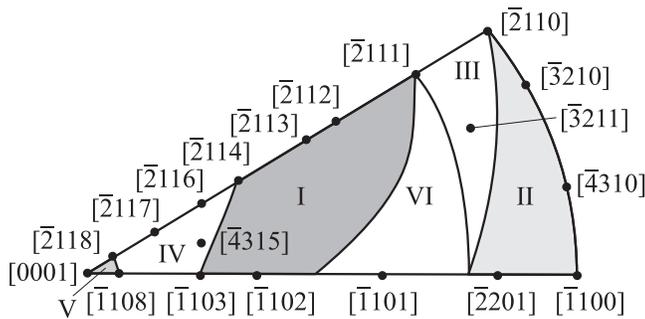


Рис. 3. Стереографический треугольник $[0001]-[\bar{1}100]-[\bar{2}110]$ для сверхструктуры DO_{19} . Отмечены области (I-VI), которые различаются типом взаимодействующих систем скольжения.

4. Заключение

Электронно-микроскопическое исследование образцов после деформации индентором [13] показало возможность образования микротрещин в плоскостях базиса и пирамиды в результате взаимодействия сверхдислокаций различных систем скольжения. В настоящей работе рассмотрены все возможные реакции взаимодействия между сверхдислокациями, осуществляющими деформацию в монокристаллическом Ti_3Al . Обнаружено, что взаимодействие **a**-сверхдислокаций, скользящих в плоскостях базиса или призмы, не приводит к образованию дислокационных барьеров — зародышей микротрещин (табл. 1). Установлено, что при взаимодействии **a**-сверхдислокаций плоскости базиса и $2c + a$ -сверхдислокаций плоскостей пирамиды I и II типа возможной плоскостью разрушения является плоскость базиса (0001) (табл. 2). При взаимодействии **a**-сверхдислокаций плоскости призмы и $2c + a$ -сверхдислокаций плоскостей пирамиды возможны плоскости разрушения являются плоскости базиса и пирамиды (табл. 3). Показано, что взаимодействие $2c + a$ -сверхдислокаций, относящихся к различным плоскостям пирамиды I и/или II типа, приводит к образованию микротрещин в плоскостях призмы и пирамиды.

Классификация типов микротрещин, образующихся при взаимодействии дислокаций, позволила выделить пять областей ориентаций осей деформирования монокристаллов (рис. 3). Вблизи линии $[\bar{1}100]-[\bar{2}110]$ стереографического треугольника (область II) можно ожидать высокой степени деформации до разрушения, так как дислокационные взаимодействия не приводят к образованию дислокационных барьеров. В узкой области ($< 10^0$) ориентаций вблизи $[0001]$ (область V) взаимодействия $2c + a$ -сверхдислокаций приводят к раскрытию микротрещин в плоскостях пирамиды. В остальной части стереографического треугольника микротрещины образуются преимущественно в плоскости базиса; в областях II, III — сдвигового типа; в областях I, IV — трещины как сдвигового типа, так и нормального раскрытия.

В реакциях (6)–(16) дислокации, вступающие в реакцию, рассматривались скользящими. Экспериментальными исследованиями [14,15] и теоретическими расчетами [17,27] показана возможность термоактивированного превращения скользящих конфигураций $2c + a$ -сверхдислокаций в дислокационные барьеры. Установлено, что в плоскостях пирамиды I типа заблокированные $2c + a$ -сверхдислокации с осью $\langle 1\bar{1}20 \rangle$ наблюдаются при температурах $T \sim 300-400$ К, в плоскостях пирамиды II типа наблюдается блокировка $2c + a$ -сверхдислокаций винтовой ориентации вблизи температуры пика ($T \sim 800$ К) на кривой $\sigma_y(T)$ [7,24]. В реакциях (6), (7) ось результирующей дислокации совпадает с направлением линии $2c + a$ -сверхдислокации в заблокированной конфигурации в плоскости пирамиды

I типа, поэтому эти дислокационные реакции справедливы и для температурного интервала 300–400 К. Для реакций (8), (9) линия пересечения плоскостей базиса и пирамиды II типа $\langle 1\bar{1}00 \rangle$ не совпадает с направлением оси заблокированной дислокации; **a**-сверхдислокация не может испытывать поперечного скольжения из плоскости базиса в плоскость пирамиды II типа, поэтому реакции (8),(9) вблизи температуры пика не реализуются. При взаимодействии $2c + a$ -сверхдислокаций, принадлежащих различным плоскостям пирамиды I и/или II типа, в температурных интервалах блокировки $2c + a$ -сверхдислокаций (в области аномального возрастания предела текучести с температурой) возможна реализация только реакции (13). В этом случае линия пересечения плоскостей скольжения реагирующих дислокаций параллельна оси заблокированной винтовой $2c + a$ -сверхдислокации в плоскости пирамиды II типа.

В рассмотренной модели плоскость образующейся зародышевой микротрещины определяется векторами Бюргера и плоскостями скольжения взаимодействующих дислокаций. В этой модели не учитывается легкость раскрытия трещины в полученной плоскости и ее способность к распространению. Количественно эти характеристики могут быть учтены, например, в модели Райса–Томпсона при сопоставлении энергии декогезии, которая характеризует склонность материала к раскрытию, и энергии нестабильного дефекта упаковки, определяющего склонность материала к пластической релаксации. Для Ti_3Al эти параметры были определены в [26] с использованием метода молекулярной динамики для всех экспериментально наблюдаемых плоскостей скола и систем скольжения. Вычислены энергии декогезии G_c в плоскостях базиса (0001), призмы $\langle 1\bar{1}00 \rangle$ и $\langle \bar{1}\bar{1}20 \rangle$, пирамиды $\{10\bar{1}2\}$, $\{\bar{1}\bar{1}23\}$, $\{10\bar{1}1\}$, $\{11\bar{2}1\}$ и $\{20\bar{2}1\}$. Установлено, что энергия декогезии изменяется в пределах $G_c = 2060-3170$ мДж/м². Изучены γ -поверхности и получены значения энергий нестабильных дефектов упаковки γ_{us} для сдвига $\langle 1\bar{1}00 \rangle$ в плоскости базиса, сдвигов $\langle \bar{1}\bar{1}20 \rangle$ в плоскостях базиса и призмы, сдвига $\langle \bar{1}\bar{1}26 \rangle$ в плоскостях пирамиды. Установлено, что энергии нестабильных дефектов упаковки изменяются в пределах $\gamma_{us} = 409-3608$ мДж/м² при переходе от плоскости базиса к плоскостям пирамиды. В модели Райса–Томпсона и Келли изучено соотношение между склонностью к разрушению и способностью к пластической релаксации интерметаллида Ti_3Al . Вычислены значения безразмерного параметра q , характеризующего меру хрупкого поведения материала. Получены значения $q = 0.6-2.0$ для случая формирования пластической зоны скольжением частичных дислокаций Шокли $1/6\langle 1\bar{1}00 \rangle$ в плоскости базиса. При скольжении полных **a**- и $2c + a$ -сверхдислокаций в плоскостях базиса, призмы и пирамиды $q = 1.5-9.5$. Высокие значения q свидетельствуют о внутренней природе хрупкости интерметаллида Ti_3Al . В частности, показано [26], что в плоскостях базиса и пирамиды $\{1011\}$, $\{\bar{1}\bar{1}23\}$, $\{1012\}$, $\{20\bar{2}1\}$ q имеет наиболее высокое значение, т.е. раскрытие трещины происходит

легко. Как показано в настоящей работе, именно в этих плоскостях наблюдается образование зародышевых микротрещин. Таким образом, для плоскостей (0001), {2021} плоскости микро- и макротрещин совпадают, в других случаях возможно изменение поверхности макроскола.

Список литературы

- [1] J.S. Kim, D.H. Shin, Y.W. Chang, C.S. Lee. *Mat. Sci. Eng.* **394**, 117 (2005).
- [2] Y. Umakoshi, T. Nakano, T. Takenaka, K. Sumimoto, T. Yamane. *Acta Met. Mater.* **41**, 1149 (1993).
- [3] Y. Minonishi. *Phil. Mag. A* **63**, 1085 (1991).
- [4] Y. Minonishi, M.N. Yoo. *Phil. Mag. Lett.* **61**, 203 (1990).
- [5] Е.В. Панова, Л.Е. Карькина, Е.П. Романов. *ФММ* **75**, 166 (1993).
- [6] Y. Minonishi, M. Otsuka, K. Tanaka. In: *Proc. of Int. Symp. on Intermetallic compounds structure and mechanical properties. Sendai, Japan* (1991). P. 543.
- [7] Y. Umakoshi, T. Nakano, B.Ogawa. *Scripta Mater.* **34**, 1161 (1996).
- [8] D. Farkas. *MRS Bull. May*, **35** (2000).
- [9] L. Yakovenkova, S. Malinov, T. Novoselova, L. Karkina. *Intermetallics* **12**, 599 (2004).
- [10] L. Yakovenkova, S. Malinov, L. Karkina, T. Novoselova. *Scripta Mater.* **52**, 1033 (2005).
- [11] Л.И. Яковенкова, Л.Е. Карькина, М.Я. Рабовская. *ЖТФ* **73**, 60 (2003).
- [12] Л.И. Яковенкова, Л.Е. Карькина, М.Я. Рабовская. *ЖТФ* **73**, 70 (2003).
- [13] Л.Е. Карькина, Л.И. Яковенкова, О.А. Елкина. *ФТТ* **49**, 1603 (2007).
- [14] Дж. Хирт, И. Лоте. *Теория дислокаций*. Атомиздат, М. (1972). 599 с.
- [15] T. Kawabata, Y. Takezono, T. Kanai, O. Izumi. *Acta Met.* **36**, 963 (1988).
- [16] L.K. Wickham, K.W. Schwarz, J.S. Stolken. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4574 (1999).
- [17] Л.Е. Карькина, Л.И. Яковенкова, Е.В. Панова, М.Я. Рабовская. *ФММ* **85**, 54 (1998).
- [18] Л.И. Яковенкова, Л.Е. Карькина, М.Я. Рабовская. *Изв. АН. Сер. физ.* **67**, 976 (2003).
- [19] Л.И. Яковенкова, В.В. Кирсанов, Л.Е. Карькина, А.Н. Балашов, М.Я. Рабовская. *ФММ* **89**, 237 (2000).
- [20] Л.И. Яковенкова, Л.Е. Карькина, М.Я. Рабовская. *Изв. РАН. Сер. физ.* **66**, 891 (2002).
- [21] Л.И. Яковенкова, Л.Е. Карькина, М.Я. Рабовская. *ФММ* **93**, 32 (2002).
- [22] S.A. Court, J.P.A. Lofvander, M.H. Loretto, H.L. Fraser. *Phil. Mag. A* **59**, 280 (1989).
- [23] S.M.L. Sastry, H.A. Lipsitt. *Acta Met.* **25**, 1279 (1977).
- [24] H. Inui, Y. Toda, M. Yamaguchi. *Phil. Mag. A* **67**, 1315 (1993).
- [25] H. Inui, Y. Toda, Y. Shirai, M. Yamaguchi. *Phil. Mag. A* **69**, 1163 (1994).
- [26] Л.Е. Карькина, Л.И. Яковенкова, М.Я. Рабовская. *ЖТФ* **76**, 50 (2006).
- [27] Л.И. Яковенкова, Л.Е. Карькина, М.Я. Рабовская. *ФММ* **87**, 20 (1999).