

Дислокационная структура интерметаллида Ti_3Al после высокотемпературной деформации

© Л.Е. Карькина, О.А. Елкина, Л.И. Яковенкова

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,
620041 Екатеринбург, Россия

E-mail: yakovenko@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 26 июля 2007 г.

В окончательной редакции 9 октября 2007 г.)

Проведен электронно-микроскопический анализ дислокационной структуры интерметаллида Ti_3Al , деформированного в интервале температур $T = 1073–1273$ К. Установлено, что микроструктура образцов после высокотемпературной деформации содержит подвижные сверхдислокации a - и $2c + a$ -типа, наблюдаются также отдельные дислокации с вектором Бюргера $[0001]$ в плоскостях призмы. Обсуждаются возможные модели разрушения барьеров на $2c + a$ -сверхдислокациях в плоскостях пирамиды на основе результатов компьютерного моделирования структуры ядра сверхдислокаций в Ti_3Al .

PACS: 61.72.Ff, 62.20.Fe

1. Введение

Моно- и поликристаллический Ti_3Al является составляющей многих высокотемпературных сплавов. Максимальная температура их практического применения как жаропрочного материала определяется температурой и ориентационной зависимостью деформационного поведения этого сплава. На рис. 1 показана температурная зависимость предела текучести (критическое результирующее сдвиговое напряжение $\sigma_y(T)$, отвечающее деформации $\varepsilon \sim 0.2\%$) монокристаллов сплава $Ti-25.1at.\%Al$ [1,2] со сверхструктурой DO_{19} для различных ориентаций оси деформирования, отмеченных на стереографическом треугольнике. Ориентировки выбраны таким образом, чтобы проиллюстрировать зависимость $\sigma_y(T)$ для всех возможных систем скольжения, наблюдающихся экспериментально при деформации монокристаллов Ti_3Al : призматического $1/3 \langle 11\bar{2}0 \rangle \{1\bar{1}00\}$ (кривая 1), базисного $1/3 \langle 11\bar{2}0 \rangle \{0001\}$ (кривая 2), пирамидального $1/3 \langle 11\bar{2}6 \rangle \{1\bar{1}21\}$ или $1/3 \langle 11\bar{2}6 \rangle \{2\bar{0}21\}$ (кривая 3). Наиболее низкое значение предела текучести наблюдается для призматического скольжения. Предел текучести $\sigma_y(T)$ имеет почти линейный слабо падающий с повышением температуры ход, деформация до разрушения составляет величину $\varepsilon \sim 250\%$ даже при комнатной температуре [1]. Для базисного скольжения значения предела текучести при комнатной температуре лежат в интервале значений $\sigma_y \sim 150–300$ МПа [1–4]. При возрастании температуры до $T \sim 1200$ К значения σ_y понижаются и лежат в интервале $\sigma_y \sim 60–170$ МПа. При комнатной температуре деформация до разрушения составляет величину $\varepsilon \sim 1–5\%$. Анализ геометрии скольжения показывает, что низкое значение деформации до разрушения при базисном скольжении обусловлено формированием в процессе деформации грубых полос скольжения винтовых a -сверхдислокаций, в которых образуются микротрещины сдвигового типа. Грубое

скольжение и низкая пластичность в плоскости базиса сохраняется вплоть до $T \sim 900$ К. При дальнейшем повышении температуры линии скольжения становятся более тонкими, на кривой $\sigma_y(T)$ уменьшение предела текучести с ростом температуры оказывается более заметным.

Для пирамидального скольжения экспериментально наблюдаются аномальная температурная зависимость и пик кривой $\sigma_y(T)$. Температура пика $T_p \sim 870$ К [5]– 1100 К [2]; максимальное значение предела текучести при $T = T_p$ возрастает в ~ 1.5 раза по сравнению со значениями при комнатной температуре. Значения деформации до разрушения в этом температурном

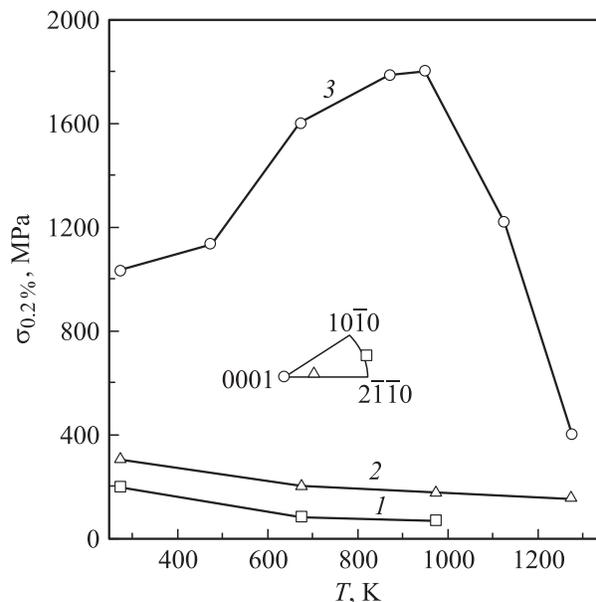


Рис. 1. Температурная зависимость предела текучести монокристаллов сплава Ti_3Al для различных ориентаций оси деформирования, отмеченных на стереографическом треугольнике [1,2].

интервале составляют величину $\varepsilon \sim 2-7\%$. Выше температуры пика значения $\sigma_y(T)$ значительно понижаются с ростом температуры, пластичность увеличивается.

Таким образом, при $T > 900-1000$ К независимо от типа действующей системы скольжения наблюдается значительное падение предела текучести с температурой и одновременное нарастание пластичности. Анализ дислокационной структуры после высокотемпературной деформации дает возможность понять причины изменения характера распределения **a**-сверхдислокаций при базисном скольжении, что предотвращает образование микротрещин сдвигового типа в полосах скольжения и увеличивает пластичность. Для пирамидального скольжения такой анализ позволяет определить механизм разблокировки $2c + a$ -сверхдислокаций, которые определяют особенности термического упрочнения в Ti_3Al , или появление других мод деформации при ориентациях оси деформирования вблизи направления $[0001]$.

В настоящее время существуют лишь отдельные экспериментальные данные о характере дислокационной структуры в образцах Ti_3Al после высокотемпературной деформации. В [2,6] наблюдали гексагональные дислокационные сетки, образованные *a*-сверхдислокациями в плоскости базиса при температуре деформации $T > 1073$ К, отмечается появление поперечного скольжения **a**-сверхдислокаций из плоскостей призмы в плоскость базиса с образованием субграниц кручения. Аналогичные субграницы наблюдались Легросом в экспериментах *in situ* [7,8]. Электронно-микроскопическое исследование дислокационной структуры поликристаллов Ti_3Al после активного растяжения при $T = 923$ и 1023 К [9,10] показали возможность призматического скольжения **c**-компонентных дислокаций. Авторы этих работ считают, что при повышенных температурах дислокации такого типа могут вносить вклад в пластическую деформацию путем переполюзания. В [9] показано, что при низких скоростях ползучести ($\dot{\varepsilon} \sim 10^{-8} s^{-1}$) при температуре $T = 1023$ К наблюдаются **c** + **a**-сверхдислокации с вектором Бюргерса $1/3 \langle 11\bar{2}3 \rangle$, отмечалось также образование протяженных дефектов упаковки, ограниченных частичными дислокациями с вектором Бюргерса $1/6 \langle 10\bar{1}3 \rangle$. В ряде работ [9,10] указывается на появление в структуре при высокотемпературной деформации дислокаций с вектором Бюргерса $[0001]$.

В настоящей работе проведен трансмиссионный электронно-микроскопический (ТЭМ) анализ дислокационной структуры в образцах поликристаллического Ti_3Al после высокотемпературной деформации в интервале температур $T = 1023-1273$ К. Изучена эволюция с температурой как сверхдислокаций **a**-типа, так и **c**-компонентных сверхдислокаций. Особое внимание было уделено определению направлений осей сверхдислокаций и их плоскостей скольжения с целью выявления тех особенностей дислокационной структуры, которые определяют деформационное поведение этого сплава при повышенных температурах.

2. Методика эксперимента

Образцы сплава $Ti-25 \text{ at.}\% Al$ были приготовлены по методу, изложенному в [11]. Перед деформацией образцы отжигались при $T = 1323$ К в течение 5 h и охлаждались с печью. Деформация проводилась сжатием на $\sim 3-7\%$ в интервале температур $T = 1073-1273$ К. Для приготовления тонких фольг для ТЭМ-анализа дислокационной структуры образец утонялся электролитически. При исследовании дислокационной структуры применялся метод **gb**-анализа. Определение направления линий дислокаций проводилось с использованием методов проектирующих плоскостей и сравнения проекций [12].

3. Экспериментальные результаты

3.1. Эволюция с температурой **a**-сверхдислокаций. Анализ дислокационной структуры подтвердил отсутствие грубых полос скольжения винтовых **a**-сверхдислокаций в плоскостях базиса, которые являются опасными при образовании микротрещин сдвигового типа. В целом дислокации в пределах зерна распределены однородно, наблюдаются небольшие дислокационные скопления (рис. 2, *a*), дислокационные узлы, ступеньки (junction) (рис. 2, *b*) или структуры клубкового типа, которые образуются при взаимодействии дислокаций нескольких систем скольжения, а также искривленные, подвижные изолированные дислокации (рис. 2, *c, d*). При определении векторов Бюргерса дислокаций на всех представленных фрагментах получено погасение дислокационного контраста для $g = 0001$, что характерно для дислокаций **a**-типа.

Экспериментально установлено, что дислокации D_1 , образующие скопление на рис. 2, *a*, имеют контраст, соответствующий $g\mathbf{b} = 0$ для $g = \bar{2}021$, что соответствует вектору Бюргерса этих дислокаций $\mathbf{b}_1 = 1/3[1\bar{2}10]$. Следовой анализ позволил определить направление осей этих дислокаций, лежащее в интервале $[\bar{1}2\bar{1}4] - [\bar{1}2\bar{1}6]$, т.е. D_1 -сверхдислокации относятся к смешанному типу и принадлежат плоскости призмы $(\bar{1}010)$. На плоскости фольги $(5\bar{7}27)^*$ след плоскости, содержащей скопление, совпадает с направлением $[\bar{1}2\bar{1}3]^* \sim || [\bar{1}.2.\bar{1}.21]$, которое также лежит в плоскости призмы.

Дислокации D_2, D_3, D_4 на рис. 2, *b* образуют дислокационный узел. Векторы Бюргерса дислокаций: $\mathbf{b}_2 = 1/3[2\bar{1}10]$ (погасение в рефлексе $g = 04\bar{4}1$); $\mathbf{b}_3 = 1/3[11\bar{2}0]$ (погасение в рефлексе $g = 2\bar{2}03$). В результате реакции между дислокациями D_2 и D_3 образуется дислокация D_4 с вектором Бюргерса $\mathbf{b}_6 = 1/3[\bar{1}2\bar{1}0]$ (погасение в рефлексе $g = \bar{4}041$):

$$1/3[2\bar{1}10] + 1/3[11\bar{2}0] \rightarrow 1/3[\bar{1}2\bar{1}0]. \quad (1)$$

Следовой анализ показывает, что дислокация D_3 является винтовой; дислокация D_2 принадлежит плоскости призмы $(0\bar{1}10)$, направление оси дислокации D_4

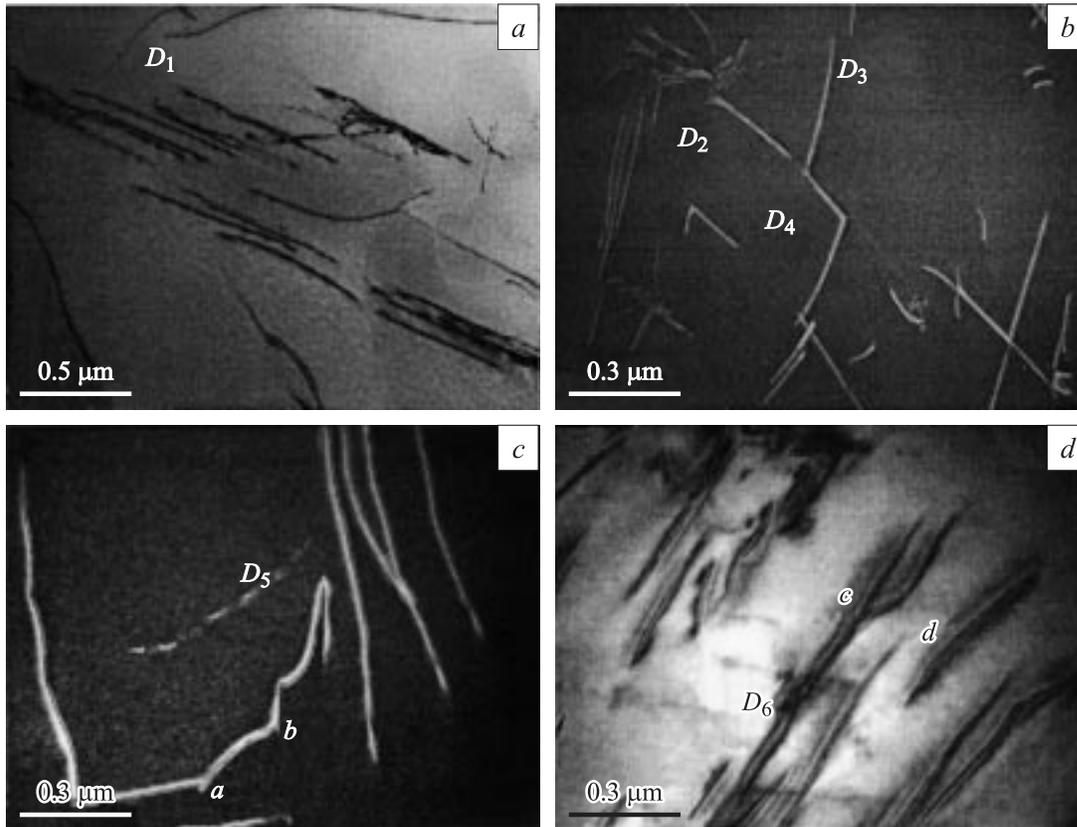


Рис. 2. Светлопольные изображения **a**-сверхдислокаций, полученных в сплаве Ti_3Al после деформации при различных температурах. T, K : a — 1073, $b-d$ — 1273.

в пределах $[2\bar{1}\bar{1}2]-[2\bar{1}\bar{1}0]$, т.е. дислокация D_2 имеет ориентацию, близкую к винтовой. Результирующая дислокация D_4 имеет 60° ориентацию и лежит в плоскости базиса. Таким образом, конфигурация типа junction на рис. 2, b образовалась в результате взаимодействия **a**-сверхдислокаций, принадлежащих плоскостям базиса и призмы.

На рис. 2, c, d даны примеры изолированных изогнутых скользящих **a**-сверхдислокаций, испытывающих поперечное скольжение. Дислокации D_5 на рис. 2, c имеют контраст, соответствующий $g\mathbf{b} = 0$, в рефлексе $g = 2\bar{2}02$, вектор Бюргера $\mathbf{b}_5 = 1/3[11\bar{2}0]$; дислокации D_6 на рис. 2, d погасают в рефлексе $g = 0\bar{2}21$, вектор Бюргера $\mathbf{b}_6 = 1/3[\bar{2}110]$. На линиях дислокаций D_5 и D_6 наблюдаются изломы (точки a, b на рис. 2, c ; точки c, d на рис. 2, d), свидетельствующие об уходе части дислокации в плоскость поперечного скольжения. Прямолинейные фрагменты дислокаций D_5 имеют близкую к винтовой или 30° ориентацию и скользят в плоскости базиса, тогда как дислокационный фрагмент ab имеет ориентацию $[\bar{1}102]-[\bar{1}108]$ и принадлежит плоскости призмы. Для прямолинейных фрагментов дислокаций D_6 направление оси дислокации лежит в пределах $[\bar{1}105]-[0001]$, т.е. эти дислокации имеют ориентацию, близкую к краевой, и скользят в

плоскости призмы $(\bar{1}100)$. Направление оси отрезка cd дислокации D_6 параллельно $[10\bar{1}2]-[11\bar{2}3]$, т.е. может скользить в плоскости пирамиды $(0\bar{1}11)$.

3.2. Эволюция с температурой c-компонентных сверхдислокаций. После деформации Ti_3Al в интервале температур 1073–1273 К большая часть c-компонентных дислокаций являются $2c + a$ -сверхдислокациями. При $T = 1273$ К наблюдаются отдельные c-дислокации, а также $c + a$ -сверхдислокации.

На рис. 3, a, b представлен фрагмент микроструктуры образца, деформированного при $T = 1173$ К. Дислокации D_1 являются **a**-сверхдислокациями краевой ориентации с вектором Бюргера $\mathbf{b}_1 = 1/3[11\bar{2}0]$ и лежат в плоскости призмы $(\bar{1}100)$ (погасание дислокационного контраста получено для $g = 2\bar{2}01$ и $2\bar{2}00$). Сверхдислокации **a**-типа D_2 образуют скопление в плоскости призмы $(\bar{1}010)$. Условие $g\mathbf{b} = 0$ для этих дислокаций получено в рефлексах $g = 20\bar{2}0$ (рис. 3, b) и $g = 20\bar{2}1$. Вектор Бюргера дислокаций D_2 — $\mathbf{b}_2 = 1/3[1\bar{2}10]$.

Дислокации D_3 (помечены на рис. 3, a) демонстрируют контраст, соответствующий $g\mathbf{b} = 0$, в рефлексах $g = 0\bar{2}2\bar{1}$ и $20\bar{2}0$ (рис. 3, b). Это дает возможность однозначно определить вектор Бюргера дислокаций D_3 : $\mathbf{b}_3 = 1/3[1\bar{2}16]$. Следовой анализ показал, что направление оси этой дислокации лежит в пределах

$[12\bar{2}1]$ – $[11\bar{2}0]$. Таким образом, дислокации D_3 принадлежат плоскости пирамиды I типа ($2\bar{2}01$) и имеют смешанную ориентацию.

На рис. 4 представлены светлопольное (a) и темнопольное (b) изображения двух систем дислокаций D_1 и D_2 , полученных после деформации образца при $T = 1273$ К. Для горизонтально расположенных дислокаций D_1 условие погасания дифракционного контраста получено в рефлексах $g = 4403$ и $2\bar{2}01$; вектор Бюргера этих дислокаций $b_1 = 1/3[11\bar{2}0]$. Направление оси дислокаций D_1 лежит в пределах $[11\bar{2}0]$ – $[11\bar{2}\bar{2}]$, таким образом, эта дислокация принадлежит плоскости призмы и имеет близкую к винтовой ориентацию.

Для дислокаций D_2 условие $gb = 0$ получено в рефлексах $g = 0\bar{2}21$ (рис. 4, b) и $g = 2\bar{4}22$, вектор Бюргера этих дислокаций $b_2 = 1/3[\bar{1}2\bar{1}6]$. Следовой анализ позволяет определить основное направление оси этой дислокации в интервале $[\bar{2}111]$ – $[\bar{2}112]$. Эти направления близки (в пределах 5°) к направлению $[\bar{3}212]$, которое вместе с вектором Бюргера сверхдислокации D_2 позволяет определить плоскость ее скольжения ($0\bar{2}21$). Таким образом, дислокации D_2 имеют смешанную ориентацию. Это объясняет наличие остаточного контраста для этих дислокаций на рис. 4, b. На одной из дислокаций D_2 наблюдается резкий излом на ее линии; на небольшой части она имеет другую ориентацию оси (отрезок дислокации с другой ориентацией показан стрелкой на

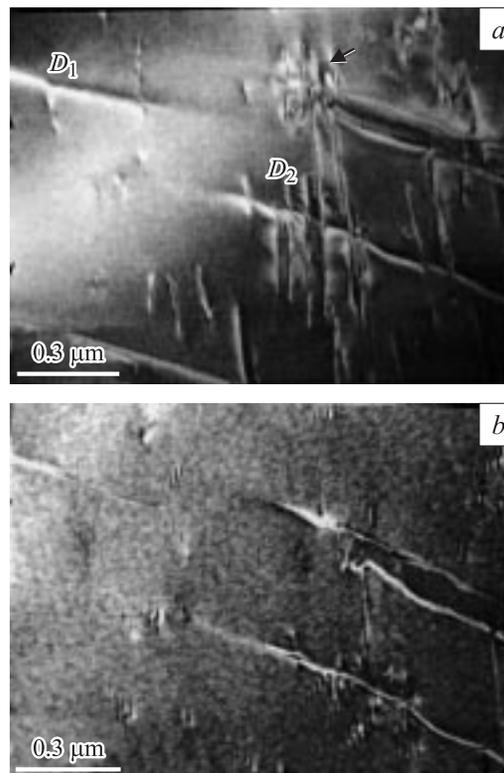


Рис. 4. Светлопольное (a) и темнопольное в рефлексе $g = 0\bar{2}21$ (b) изображения микроструктуры сплава Ti_3Al , деформированного при $T = 1273$ К.

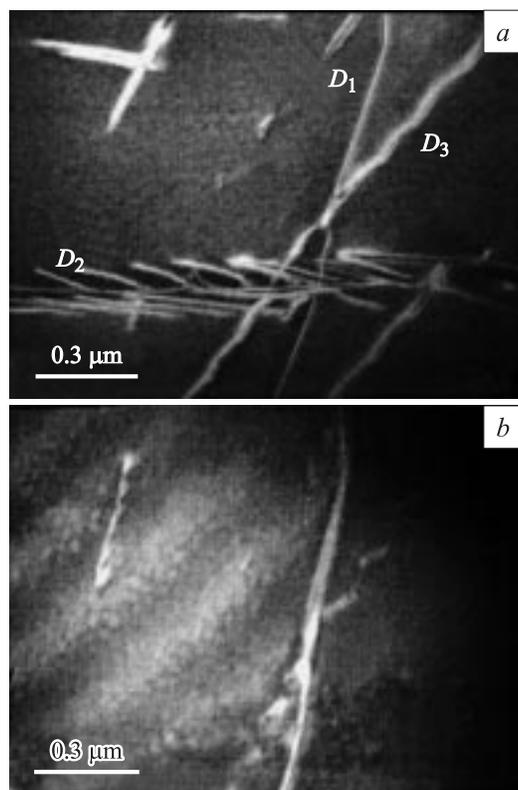


Рис. 3. Темнопольные изображения в рефлексах $g = \bar{2}110$ (a), $g = 20\bar{2}0$ (b) в сплаве Ti_3Al , деформированном при $T = 1173$ К.

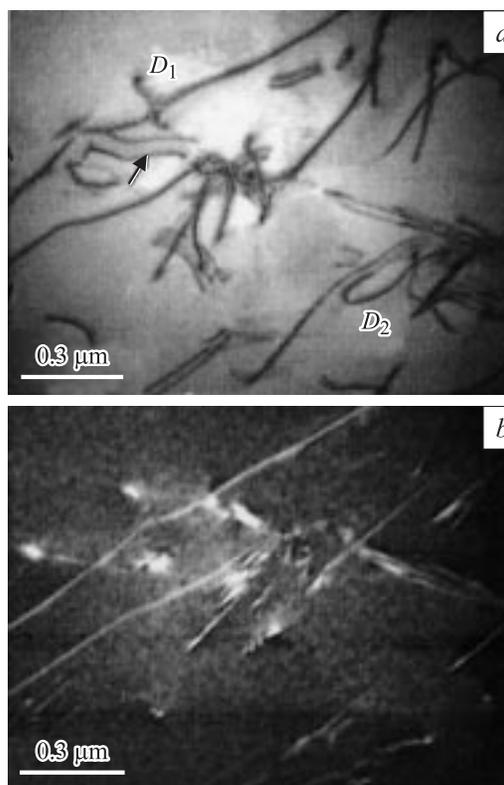


Рис. 5. Светлопольное (a) и темнопольное в рефлексе $g = 4\bar{2}20$ (b) изображения микроструктуры, полученной в сплаве Ti_3Al после деформации при $T = 1273$ К.

рис. 4, а). Следовой анализ показал, что этот дислокационный фрагмент имеет винтовую ориентацию.

Фрагмент микроструктуры, представленной на рис. 5 (температура деформации $T = 1273$ К), интересен тем, что он содержит нетипичные дислокации, которые не наблюдаются при пониженных температурах. На светлопольном изображении (рис. 5, а) помечены криволинейные дислокации D_1 . Был определен вектор Бюргерса этих дислокаций $\mathbf{b}_1 = 1/3[\bar{1}\bar{1}26]$ (погасание в рефлексах $\mathbf{g} = 02\bar{2}1$ и $\mathbf{g} = \bar{4}6\bar{2}1$).

Дислокации D_2 присутствуют в виде полных или обрезанных плоскостями фольги крупных дислокационных петель неправильной формы. Для этих дислокаций условие $\mathbf{g}\mathbf{b} = 0$ выполняется в рефлексе $\mathbf{g} = \bar{4}220$ (рис. 5, б). Погасание дислокационного контраста для такого рефлекса возможно только для дислокации с вектором Бюргерса $\mathbf{b}_2 = [0001]$. Был проведен следовой анализ для пары дислокаций, помеченных стрелкой на рис. 5, а. Левая часть дислокации ориентирована вдоль направления $[0001]$, правая часть — вдоль направления $[10\bar{1}4]$, возможной плоскостью скольжения этих дислокаций является плоскость призмы ($\bar{1}2\bar{1}0$).

4. Обсуждение результатов ТЭМ-исследования и теоретическая модель

Проведен ТЭМ-анализ характеристик микроструктуры и определены векторы Бюргерса, ориентация и плоскости скольжения сверхдислокаций в Ti_3Al после деформации в интервале температур 1073–1273 К. Дислокации в пределах зерна распределены достаточно однородно, наблюдаются преимущественно сверхдислокации а-типа. Среди с-компонентных дислокаций в исследованном интервале температур деформации в основном присутствуют $2\mathbf{c} + \mathbf{a}$ -сверхдислокации. Лишь при $T = 1273$ К наблюдаются отдельные с- и $\mathbf{c} + \mathbf{a}$ -сверхдислокации.

Одной из существенных особенностей высокотемпературной деформации по сравнению с комнатной температурой является отсутствие грубых полос скольжения винтовых а-сверхдислокаций в плоскостях базиса, которые вызывают образование микротрещин сдвигового типа. Наблюдаются ступеньки, конфигурации типа junction, фрагменты сеток, искривленные дислокации с элементами поперечного скольжения.

Изменение характера распределения а-сверхдислокаций в плоскости базиса можно проанализировать на основании представлений об особенностях структуры ядра этих сверхдислокаций, полученных при компьютерном моделировании [13–15]. На рис. 6, а схематически показана структура ядра расщепленной с образованием антифазной границы (АПВ) а-сверхдислокации в плоскости базиса. Каждая из а/2-сверхчастичных дислокаций расщеплена на две частичные дислокации Шокли, ограничивающие полосу комплексного дефекта

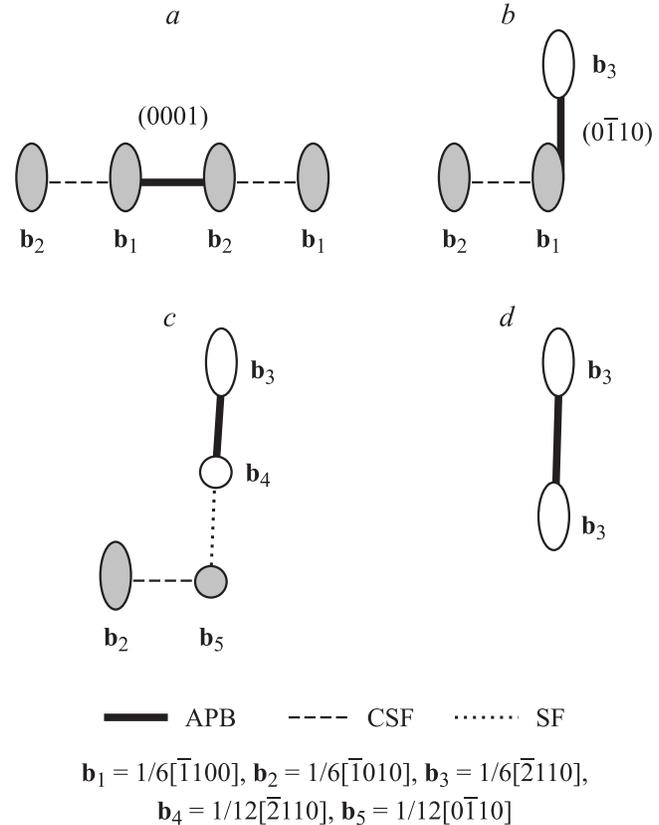


Рис. 6. Схема поперечного скольжения а-сверхдислокации из плоскости базиса в плоскость призмы.

упаковки (CSF). Важной особенностью ядра винтовой а-сверхдислокации, которая была выявлена при компьютерном моделировании, является непланарный характер ядра частичных дислокаций Шокли с вектором Бюргерса $1/6(1\bar{1}00)$. Ядро каждой из частичных дислокаций приобретает заметные смещения в призматической плоскости, распределенные на два–три межплоскостных расстояния. На основании этих результатов в [16,17] была предложена модель образования микротрещин сдвигового типа, включающая процессы поперечного скольжения в плоскость призмы. На первом этапе происходит расщепление каждой из частичных дислокаций Шокли в плоскости призмы с образованием полосы дефекта упаковки (SF), ограниченной частичной дислокацией с вектором Бюргерса $1/12[\bar{2}110]$:

$$1/6[\bar{1}010] \rightarrow 1/12[\bar{2}110] + \text{SF}_{(0\bar{1}10)} + 1/12[0\bar{1}10]. \quad (2)$$

В результате этого расщепления дислокация может потерять устойчивость в поле напряжений, создаваемых другими дислокациями в полосе скольжения, происходит последовательный ряд дислокационных перестроек, описанных подробно в [16]. В результате становится возможным образование дислокационной конфигурации, суммарный вектор Бюргерса которой увеличивается

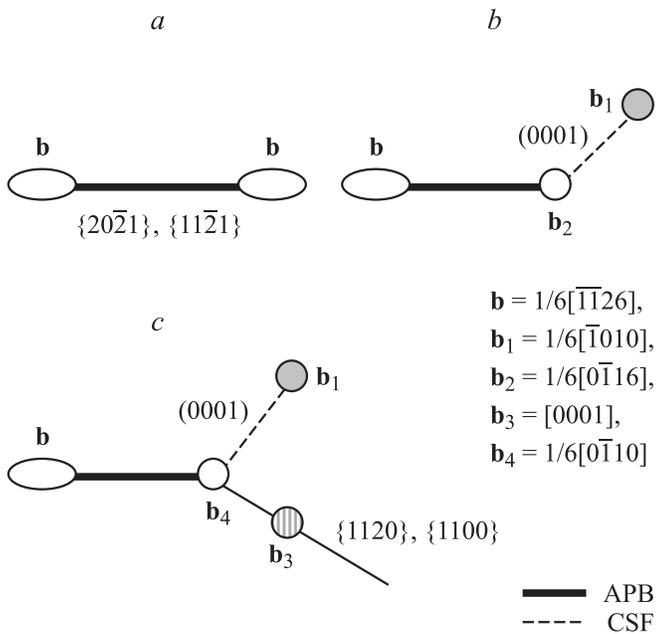


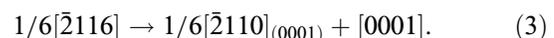
Рис. 7. Схема разрушения дислокационного барьера на $2c + a$ -сверхдислокации в плоскостях пирамиды.

в 2 раза. Образующуюся конфигурацию можно рассматривать, как зародышевую микротрещину сдвигового типа.

При повышенных температурах возможна альтернативная перестройка a -сверхдислокации в плоскости базиса, которая включает в себя рекомбинацию частичных дислокаций Шокли и поперечное скольжение в плоскость призмы $a/2$ -сверхчастичной дислокации. Рекомбинация частичных дислокаций является термически активированным процессом и происходит при повышенных температурах. Процесс поперечного скольжения $a/2$ -сверхчастичной дислокации в плоскость призмы энергетически выгоден, так как энергия антифазной границы в плоскости призмы существенно ниже, чем в плоскости базиса ($\xi_{(1100)} = 6 \text{ мДж/м}^2$, $\xi_{(0001)} = 161 \text{ мДж/м}^2$ [13]). Конфигурация на рис. 6, *b* не образует дислокационный неразрушаемый барьер, но может превращаться путем последовательных энергетически выгодных дислокационных перестроек в скользящую в плоскости призмы конфигурацию (рис. 6, *c, d*). Промежуточная конфигурация появляется в результате энергетически нейтральной дислокационной реакции (2). Уходу частичной дислокации $1/12[\bar{2}110]$ в плоскость призмы способствует исходное расщепление частичной дислокации Шокли в плоскости призмы и отталкивание от стороны второй частичной дислокации с вектором Бюргера $1/6[\bar{1}100]$. Поперечное скольжение a -сверхдислокаций наблюдалось экспериментально (рис. 2, *c, d*). Поперечное скольжение способствует взаимодействию со сверхдислокациями других систем скольжения и приводит к образованию дислокационных конфигураций типа junction, ступенек, дислокационных клубковых конфигураций (рис. 2).

ТЭМ-исследования показали, что основная доля c -компонентных дислокаций в исследованном интервале температур деформации представлена $2c + a$ -сверхдислокациями, которые являются подвижными в плоскостях пирамиды I и II типов. Для пирамидального скольжения характерен пик на кривой зависимости $\sigma_y(T)$ (рис. 1). Аномальное возрастание предела текучести от комнатной температуры до температуры пика $T_p \sim 870\text{--}1100 \text{ К}$ при деформации монокристаллов вблизи ориентации $[0001]$ обусловлено термически активированным превращением $2c + a$ -сверхдислокаций из скользящих конфигураций (рис. 7, *a*) в дислокационные барьеры. На рис. 7, *b* схематически представлена заблокированная конфигурация для $2c + a$ -сверхдислокации краевой ориентации в плоскости пирамиды II типа (направление оси $\langle 1\bar{1}00 \rangle$) или близкой к краевой ориентации в плоскости пирамиды I типа (направление оси $\langle 11\bar{2}0 \rangle$). Атомистические расчеты показали, что заблокированная конфигурация, характеризующаяся расщеплением как в плоскости пирамиды, так и в плоскости базиса с образованием комплексного дефекта упаковки, имеет более низкое значение энергии, чем в скользящей конфигурации [18–22]. При температуре выше температуры пика происходит разрушение этих барьеров термически активированным процессом рекомбинации частичных дислокаций Шокли в плоскости базиса и последующим скольжением в плоскости пирамиды (рис. 7, *a*). Экспериментальное наблюдение криволинейных скользящих $2c + a$ -сверхдислокаций подтверждает, что барьеры в исследованном интервале температур в плоскости пирамиды являются разрушаемыми (рис. 3–5). Энергия активации разрушения барьеров выше, чем энергия активации их образования из-за меньшей ширины расщепления $c + a/2$ -сверхчастичной дислокации в плоскостях пирамиды. Предложенный механизм разрушения барьеров в плоскостях пирамиды в Ti_3Al во многом подобен механизму разрушения барьеров Кира–Вильсдорфа, детально изученных экспериментально и теоретически в [23,24], которые объясняют пик на кривой $\sigma_y(T)$ в интерметаллидах со сверхструктурой $L1_2$.

Интересной экспериментальной особенностью микроструктуры при температуре деформации $T = 1273 \text{ К}$ является наблюдение наряду со скользящими $2c + a$ -сверхдислокациями петель дислокаций с вектором Бюргера $[0001]$ в плоскостях призмы $(\bar{1}\bar{2}10)$. Можно предложить альтернативный вариант разрушения барьеров на $2c + a$ -сверхдислокациях в плоскостях пирамиды, представленный схематически на рис. 7, *c*, в соответствии с дислокационной реакцией.



Модель предполагает скольжение дислокации $[0001]$ с осью $\langle 1\bar{1}00 \rangle$ в плоскости призмы $\{11\bar{2}0\}$ или в плоскости $\{1\bar{1}00\}$ (рис. 7, *c*). Скольжение этой дислокации возможно только при повышенных температурах из-за высокого напряжения Пайерлса для ее движения. Движению

[0001]-дислокации могут способствовать напряжению со стороны второй $c + a/2$ -сверхчастичной дислокации, ограничивающей полосу антфазной границы в плоскости пирамиды. Частичная дислокация Шокли на линии пересечения плоскостей базиса и пирамиды становится подвижной в плоскости базиса и освобождает плоскости пирамиды I и II типа для движения следующих $2c + a$ -сверхдислокаций. Детали перестройки рассматриваемой дислокационной конфигурации требуют специального рассмотрения.

5. Заключение

Изучена дислокационная структура интерметаллида Ti_3Al , деформированного в интервале температур $T = 1073–1273$ К. Установлено, что микроструктура образцов после высокотемпературной деформации содержит подвижные сверхдислокации a - и $2c + a$ -типа. Показано, что при $T = 1272$ К наблюдаются отдельные дислокации с вектором Бюргерса [0001] в виде дислокационных петель в плоскостях призмы. Показано, что a -сверхдислокации формируют ступенчатую или клубковую структуры. Наблюдаются начальные стадии образования дислокационных сеток. Обнаружено, что $2c + a$ -сверхдислокации являются подвижными в плоскостях пирамиды. Дислокации содержат изломы, свидетельствующие о возможном их поперечном скольжении. Проведено сопоставление электронно-микроскопических данных с результатами компьютерного моделирования структуры ядра сверхдислокаций в Ti_3Al . Обсуждаются возможные модели разрушения барьеров на $2c + a$ -сверхдислокациях в плоскостях пирамиды.

Список литературы

- [1] Y. Umakoshi, T. Nakano, T. Takenaka, K. Sumimoto, T. Yamane. *Acta Met. Mater.* **41**, 1149 (1993).
- [2] Y. Minonishi. *Phil. Mag. A* **63**, 1085 (1991).
- [3] Y. Umakoshi, T. Nakano. *MRS Symp. Proc.* **288**, 441 (1993).
- [4] Y. Minonishi, M. Otsuka, K. Tanaka. *Proc. Int. Symp. on Intermetallic compounds, structures and mechanical properties. The Japan Institute of Metals, Sendai* (1991). P. 543.
- [5] Y. Umakoshi, T. Nakano, B. Ogawa. *Scripta Mater.* **34**, 1161 (1996).
- [6] S.M.L. Sastry, H.A. Lipsitt. *Acta Metallurg.* **25**, 1279 (1977).
- [7] M. Legros, A. Couret, D. Caillard. *Phil Mag.* **73 A**, 61 (1996).
- [8] M. Legros, A. Couret, D. Caillard. *Phil. Mag.* **73 A**, 81 (1996).
- [9] W.J.S. Yang. *Met. Trans.* **13 A**, 324 (1982).
- [10] J.S. Williams, M.J. Bláckburn. In: *Ordered Alloys. Proc. 3rd Bolton Conf. Baton Rouge* (1969). P. 425.
- [11] Е.В. Панова, Л.Е. Карькина, Е.П. Романов. *ФММ* **75**, 166 (1993).
- [12] Л.Е. Карькина, М.В. Пономарев, О.В. Антонова, Е.И. Тейтель. *ФММ* **11**, 173 (1991).
- [13] Л.И. Яковенкова, В.В. Кирсанов, Л.Е. Карькина, А.Н. Балашов, М.Я. Рабовская. *ФММ* **89**, 237 (2000).
- [14] Л.Е. Карькина, Л.И. Яковенкова. *Изв. РАН. Сер. Физ.* **65**, 807 (2001).

- [15] Л.И. Яковенкова, Л.Е. Карькина, М.Я. Рабовская. *ФММ* **93**, 32 (2002).
- [16] L. Yakovenkova, S. Malinov, T. Novoselova, L. Karkina. *Intermetallics* **12**, 599 (2004).
- [17] L. Yakovenkova, S. Malinov, L. Karkina, T. Novoselova. *Scripta Mater.* **52**, 1033 (2005).
- [18] Л.И. Яковенкова, Л.Е. Карькина, М.Я. Рабовская. *ЖТФ* **73**, 60 (2003).
- [19] Л.И. Яковенкова, Л.Е. Карькина, М.Я. Рабовская. *ЖТФ* **73**, 70 (2003).
- [20] Л.Е. Карькина, Л.И. Яковенкова, Е.В. Панова, М.Я. Рабовская. *ФММ* **85**, 54 (1998).
- [21] И. Яковенкова, Л.Е. Карькина, М.Я. Рабовская. *ФММ* **87**, 20 (1999).
- [22] Л.И. Яковенкова, Л.Е. Карькина, М.Я. Рабовская. *Изв. АН. Сер. физ.* **67**, 976 (2003).
- [23] P.A. Flinn. *Trans. Metallurg. Soc. AIME* **218**, 145(1960).
- [24] V.H. Kear, H.G.F. Wilsdorf. *Trans. Metallurg. Soc. AIME* **224**, 382 (1962).