

УДК 539.3 : (075.8)

ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛОС СДВИГА В МОНОКРИСТАЛЛАХ В2-ФАЗЫ ПРИ СЖАТИИ В НАПРАВЛЕНИИ [001]

М.П. Кашенко, А. Г. Семеновых, В. Г. Чашина

Уральская Государственная Лесотехническая Академия,
Сибирский тракт 37, Екатеринбург 620100, Россия
mpk@usfea.ru

В рамках кристонной модели проведен анализ наблюдаемых ориентировок границ полос сдвига типа $\{hh\ell\}$ в монокристаллах В2-фазы. Образование полос сдвига вдоль плоскостей $\{114\}$ при сжатии образца TiNi в [001] направлении и критичность механизма формирования полос к значению отношения размеров образца L/d связывается с процессом изгибной неустойчивости. Показано, что концепция кристонов (носителей сдвига супердислокационного типа) позволяет дать физически разумную интерпретацию результатов эксперимента.

Введение

Систематические исследования развития неустойчивости пластического течения в кубических монокристаллах обнаруживают в качестве типичного элемента структур деформации полосы сдвига (см. например [1-2]). В частности, в высокопрочных монокристаллах (с критическими напряжениями $\tau_{кр} > G/100$, где G – модуль сдвига), как правило, зарождаются и распространяются микрополосы локализованного сдвига (с разориентировками решетки внутри полос в несколько градусов относительно матрицы) и макрополосы сдвига (сброса) по плоскостям, существенно отличающимся от плоскостей легкого дислокационного скольжения, к которым в случае ГЦК кристаллов относят плоскости $\{011\}$, а в случае ОЦК кристаллов – $\{001\}$, $\{112\}$, $\{123\}$. Характер пластической деформации обнаруживает существенную зависимость от кристаллографической ориентации \bar{e} оси одноосного нагружения. Так, для монокристаллов, упорядоченных по типу В2, ориентация оси растяжения в [001] направлении, как правило, приводит к хрупкому разрушению образца, тогда как при $\bar{e} \parallel [111]$ реализуется достаточно высокая пластичность материала. Весьма интересны результаты для монокристаллов на базе никелида титана [3], где, в частности, показано, что существует интервал температур (выше температуры конца мартенситных превращений под нагрузкой и ниже температуры разупорядочения), в котором сжатие вдоль [001] направления сопровождается образованием полос сброса при $L/d > 2$, тогда как при $L/d < 2$ сбросообразование не наблюдается (L – длина, а d – диаметр образца). Полосы сброса залегают вдоль плоскостей $\{114\}$ и решетка в полосе оказывается разориентированной на 55° относительно недеформированного материала.

Ранее (см. напр. [4,5]), была предложена кристонная модель формирования полос сдвига, в которой сдвиг по плоскостям, существенно отличающимся от плоскостей скольжения, интерпретируется как следствие распространения кристонов – носителей сдвига супердислокационного типа. Кристоны возникают вследствие сильного взаимодействия дислокаций, принадлежащих системам сдвига с пересекающимися

плоскостями скольжения. Цель данной работы – применить кристонный подход для описания формирования полос сдвига с плоскими границами типа $\{hh\ell\}$ в случае деформации кристаллов с В2 типом упорядочения.

1. Кристонные схемы описания полос сдвига с границами $(hh\ell)$ в $[001]$ монокристаллах В2-фазы.

Как известно, процесс атомного упорядочения в сплавах существенно сказывается на их прочностных свойствах. Одной из основных причин этого является изменение спектра векторов Бюргера дислокаций. Упорядочением В2 обладают многие бинарные сплавы замещения эквиатомного состава, для которых наименьшими векторами Бюргера b_i являются векторы семейства $a\langle 100 \rangle$, где a - параметр решетки. Ясно, что в качестве наиболее вероятных тогда должны реализоваться системы скольжения из семейств $\{011\}\langle 100 \rangle$ и $\{100\}\langle 001 \rangle$. В частности, легко видеть, что в случае взаимодействия n дислокаций системы $(110)[001]$ и m дислокаций системы $(001)[100]$, могут образовываться кристоны с суперпозиционным вектором $\bar{b} = \bar{b}_1 n + \bar{b}_2 m$, генерируемые обобщенным источником Франка-Рида [5], рабочий сегмент которого ориентирован вдоль направления $[1\bar{1}0]$. Из требования ортогональности \bar{b} к нормали $[hh\ell]$ вытекает связь:

$$h/\ell = -n/m. \quad (1)$$

Так как в этом случае активные плоскости скольжения пересекаются под прямым углом, возникающие кристоны являются безразличными к требованию устойчивости (по критерию Франка).

Отметим, что генерация кристонов наиболее эффективна при ориентации \bar{e} оси одноосного нагружения вдоль направления, соответствующего максимуму фактора Шмида M . Фактор M , как известно, задается соотношением:

$$M = \cos\varphi_1 \cdot \cos\varphi_2, \quad (2)$$

где φ_1 и φ_2 – углы между \bar{e} и нормалью к плоскости скольжения и направлением сдвига в плоскости скольжения соответственно. Так, например, задавая ориентацию оси нагружения в виде $\bar{e} \parallel [11x]$, для сдвига $(hh\ell)[\ell\ell 2\bar{h}]$ из (2) находим:

$$M(x) = \frac{\sqrt{2}(2\beta + x - 2\beta^2 x - \beta x^2)}{(1 + 2\beta^2)(2 + x^2)}, \quad (3)$$

где $\beta = h/\ell$. Из (2) очевидно, что максимальное значение $M = M_{\max} = 0.5$. Считая параметр β в (3) фиксированным, из требования максимальности $M(x)$, легко найти $x = x_m$, задающее ориентацию \bar{e} , при которой $M(x) = 0,5$:

$$x_{1,2} = \frac{4\beta}{2\beta^2 - 1} (1 \pm \sqrt{2(1 + 2\beta^2)}). \quad (4)$$

Например, при $\beta = 1/4$, соответствующем сдвигу по плоскостям (114) в направлении $[22\bar{1}]$, из (4) имеем: $x_1 \approx -2.9611$, $x_2 \approx 0,6754$, то есть, при ориентировках \bar{e} , близких к $[11\bar{3}]$ и $[10\ 10\ 7]$, реализуются наилучшие условия для генерации кристонов с векторами Бюргера, коллинеарными $[22\bar{1}]$, способными формировать полосы сдвига с границами (114) . Заметим, что при $x = x_1$ угол φ_1 между \bar{e} и направлением $[001]$ составляет $25,53^\circ$, а при $x = x_2$ – угол $\varphi_2 \approx 64,47^\circ$, взаимно дополнительный с φ_1 к углу 90° .

Следует отметить, однако, что при $\bar{e} \parallel [001]$ (либо $\bar{e} \parallel [110]$) формирование подобных кристонов на первой стадии деформации невозможно, из-за обращения в ноль фактора Шмида для скалывающих напряжений, обеспечивающих генерацию

дислокаций с векторами Бюргерса $\mathbf{a}\langle 100 \rangle$, входящих в состав кристона. Кроме того, при $\bar{\mathbf{e}} \parallel [001]$ и фактор Шмида $M \approx 0,31$ для сдвига $[22\bar{1}](114)$ существенно меньше максимального.

Если допустить, в соответствии с данными [6], что при сжатии [001] монокристаллов никелида титана типичным является двойникование по плоскостям $\{112\}$ с векторами Бюргерса $\mathbf{a}\langle 11\bar{1} \rangle / 3$, то формально полосы с границами $(hh\ell)$ могут быть получены при взаимодействии n и m дислокаций, принадлежащих, соответственно, системам скольжения $(112)[11\bar{1}]$ и $(11\bar{2})[111]$:

$$h/\ell = (n \pm m)/2(n \mp m). \quad (5)$$

Требование устойчивости кристонов (по критерию Франка) выбирает в (5) верхний вариант знаков, что делает невозможным описание случая $h < \ell$.

Совместимым с критерием Франка является следующий процесс образования источника кристонов. Дислокации систем скольжения $(112)[11\bar{1}]$ и $(11\bar{2})[111]$, взаимодействуя в равных долях ($n=m$ в (5)), приводят к образованию рабочих сегментов вдоль $[1\bar{1}0]$, характеризуемых векторами Бюргерса $\bar{\mathbf{b}} \parallel [001]$. Такие источники, в принципе, могли бы генерировать дислокации, принадлежащие системе скольжения $(110)[001]$. В свою очередь, кристоны, возникшие при взаимодействии n и m дислокаций с векторами Бюргерса $\mathbf{a}[11\bar{1}]/3$ и $\mathbf{a}[001]$ (принадлежащих, соответственно, плоскостям (112) и (110)), приводили бы к образованию полос сдвига с границами $(hh\ell)$:

$$h/\ell = (n - 3m)/2n, \quad (6)$$

то есть $h/\ell = 1/4$ при $n/m = 6/1$. Однако, фактор Шмида M при $\bar{\mathbf{e}} \parallel [001]$ для скольжения $(110)[001]$ равен нулю и проблема генерации необходимых кристонов остается.

2. Влияние изгибной неустойчивости на формирование носителей сдвига в полосах с границами $(hh\ell)$

Сам факт обнаружения сбросообразования в [3] при сжатии вдоль [001] и особенно критичность процесса формирования полосы сдвига к значению отношения размеров образца L/d , позволяют предположить, что на формирование кристонов сказывается действие изгибных напряжений. Поскольку наиболее вероятен изгиб в плоскости наименьшей жесткости (110) , то он должен сопровождаться поворотом вокруг $[1\bar{1}0]$ направления. В связи с этим, обсудим вопрос о ориентации оси $\bar{\mathbf{I}}$ кристаллографического поворота решетки в полосе сдвига. Как отмечалось в [5], сдвиг в направлении $\bar{\mathbf{b}}$ по плоскости с нормалью $\bar{\mathbf{N}} \parallel [hk\ell]$ приводит к материальному повороту вокруг оси $\bar{\mathbf{I}}$, задаваемой соотношением:

$$\bar{\mathbf{I}} \parallel [\bar{\mathbf{b}}, \bar{\mathbf{N}}], \quad (7)$$

где символ $[\]$ соответствует векторному произведению. Поскольку материальный поворот происходит в стесненных условиях, он должен сопровождаться появлением моментов напряжений, релаксация которых наиболее эффективно может реализоваться за счет кристаллографического разворота решетки в полосе сдвига. Поэтому естественно считать, что ориентация оси кристаллографического поворота должна совпадать с ориентацией $\bar{\mathbf{I}}$ в (7). Применительно к сдвигу в полосе с границами (114) возможны, как минимум, две ориентации $\bar{\mathbf{I}}$. В случае кристона с соотношением $n/m = 1/4$ чисел дислокаций, принадлежащих взаимодействующим системам скольжения $(110)[001]$ и $(001)[100]$, вектор $\bar{\mathbf{b}} \parallel [401]$, и, согласно (7), $\bar{\mathbf{I}} \parallel \bar{\mathbf{I}}_1 \parallel [\bar{1} \ 17 \ \bar{4}]$, то есть, ось поворота наиболее близка не к ожидаемой оси $[1\bar{1}0]$, а к оси симметрии четвертого

порядка [010]. Этот вывод свидетельствует против использования только этих систем скольжения как базовых для генерации кристонов.

Напомним, что в задаче о сжатии стержня изогнутая форма становится устойчивой, если сжимающая сила P превышает критическое значение P_1 (первая эйлерова сила). В качестве стержня могут фигурировать сам образец, рабочий сегмент источника дислокаций или кристонов, либо область образца (соответствующей формы), локализованная в окрестности зарождения полосы сдвига. Значение P_1 (см. напр. [7]) дается выражением:

$$P_1 = EI(\pi/L)^2, \quad (8)$$

где E – модуль Юнга (в случае сжатия вдоль [001] направления, можно принять $E = c_{11}$), I – момент инерции сечения образца (для круглого сечения с радиусом R величина $I = (\pi/4)R^4$), L – длина образца. Если в качестве граничных условий принимаются отсутствие на концах стержня смещений и изгибающих моментов, то связь между сжимающей силой P и максимальным углом поворота на конце стержня $\gamma(0)$ дается соотношением [7]:

$$F(\pi/2, m) = \frac{\chi L}{2}, \quad (8)$$

где

$$\chi = \sqrt{P/EI}, \quad (9)$$

$m = \sin(\gamma(0)/2)$, а $F(\pi/2, m)$ – полный эллиптический интеграл Якоби первого рода:

$$F(\pi/2, m) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - m^2 \sin^2 \varphi}}. \quad (10)$$

Равенство (8) устанавливает связь между сжимающей силой P и углом поворота $\gamma(0)$. Так как левая часть в (8) не может быть меньше $\pi/2$, то изогнутая форма оси стержня становится возможной лишь при $\chi_1 \geq \pi$ или, согласно (9), при достижении сжимающей силой критического значения P_1 (4). При $P = P_1$ параметр $\chi = \chi_1 = \pi/L$ и соотношение (8) принимает вид:

$$F(\pi/2, m) = \frac{\pi \chi}{2 \chi_1}. \quad (11)$$

При $P > P_1$ прогиб растет достаточно быстро. Действительно, используя табулированные значения интеграла (10) (см. напр. [9]), легко получить значения $\gamma(0)$, удовлетворяющие соотношению (11) при различных значениях параметра χ/χ_1 , приведенные в таблице.

Т а б л и ц а

χ/χ_1	1	1.01	1.02	1.03	1.04	1.05	1.06	1.07	1.08	1.09	1.1
m^2	0	0.04	0.08	0.10	0.15	0.18	0.21	0.24	0.27	0.30	0.32
$\gamma(0)^\circ$	0	23.1	32.9	36.9	45.6	50.2	54.5	58.7	62.6	66.4	68.9

Из таблицы, в частности, видно, что $\gamma(0)$ достигает значения φ_1 , соответствующего максимуму фактора Шмида для сдвига $[22\bar{1}](114)$, уже при $\chi/\chi_1 \approx 1,01$, а $\gamma(0) \approx \varphi_2 \approx 64,47^\circ$ при $\chi/\chi_1 \approx 1,085$, то есть уже при малом превышении сжимающей силой P первой эйлеровой силы $P \approx 1,02P_1$ для $\gamma_1(0) \approx 25,53^\circ$ и $P \approx 1,18P_1$ для $\gamma_2(0) \approx 64,47^\circ$.

Отметим [7], что сила P_1 зависит от вида краевых условий и, в общем случае, представляется в виде, аналогичном (7),

$$P_1 = kEI(\pi/L)^2, \quad (12)$$

где k , для разных краевых условий, может принимать значения как меньшие, так и большие единицы.

Оценим теперь значение напряжения $\sigma_1 = P_1/S$, полагая, что в (12) $k = 1$. Подставляя в (12) $I = (\pi/4)R^4$ при $S = \pi R^2$ получаем:

$$\sigma_1 = (\pi R/2 L)^2 E. \quad (13)$$

Для образца как целого при $L/d = 2$ из (13) имеем напряжение $\sigma_1 = (\pi/8)^2 E \approx 0,154E$, сравнимое с теоретическим пределом прочности.

Уместно подчеркнуть здесь, что оценка, выполненная с помощью (7), применима, строго говоря, к случаю тонких стержней ($L/d \gg 1$). Поэтому вполне возможна потеря устойчивости в локальных областях при заметно меньших, чем $0,154E$, напряжениях, где неоднородность «материальных волокон» стержневидной формы характеризуется отношением $L/d > 2$. Заметим, что при реализации этой неустойчивости, в принципе, возможно формирование источника генерации кристонов в процессе взаимодействия дислокаций систем скольжения $\{110\}\langle 001\rangle$ и $\{001\}\langle 100\rangle$, поскольку фактор Шмида M (3) становится отличным от нуля, а быстрое нарастание угла $\gamma(0)$ (см. таблицу), в закритической области ($\sigma \geq \sigma_1$), может обеспечить значения M , близкие к максимально возможным для сдвига $[22\bar{1}](114)$.

Если применить оценку (13) к сегменту кристонного источника длиной L и радиусом дислокационного жгута R , то естественно сравнить величину σ_1 с напряжением τ_k генерации кристонов [4,5]:

$$\tau_k \sim bG/2L. \quad (14)$$

Сопоставление (13) и (14) при $2G/E \sim 1$ показывает, что потеря устойчивости сегмента источника при сжатии может происходить для меньших, чем τ_k напряжениях, в случае

$$bL > (\pi R)^2, \quad (15)$$

что вполне возможно. Применительно к сегменту, ориентированному в [001] направлении, характеризуемому вектором Бюргерса \vec{b} , коллинеарным [001], изгибная потеря устойчивости должна, очевидно, сопровождаться генерацией пар петель в плоскости (110) либо (1 $\bar{1}$ 0). Этапы этого процесса схематически представлены на рис. 1. Докритическому состоянию сегмента источника ($\sigma < \sigma_1$) соответствует рис. 1, а.

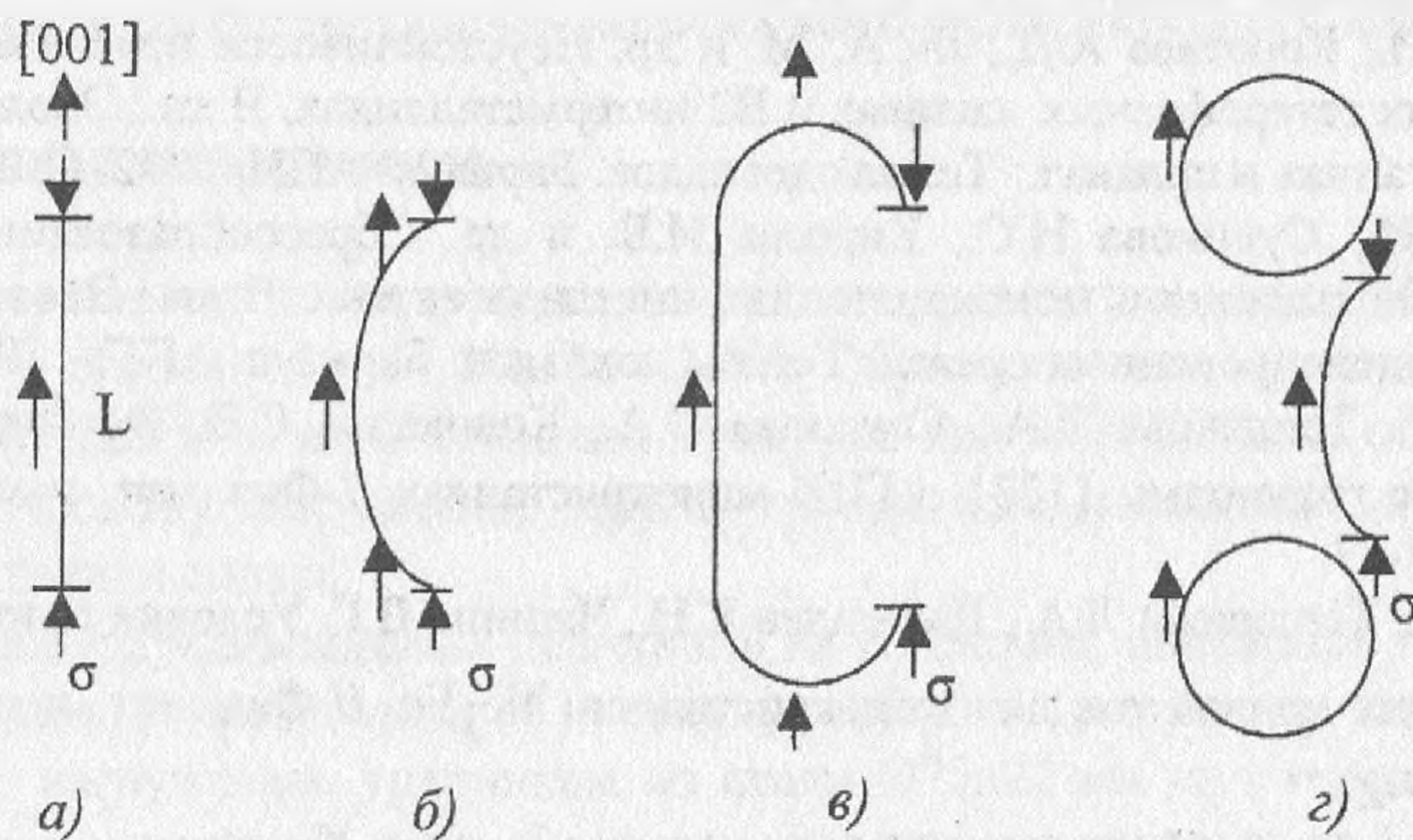


Рис. 1. Генерация петель при изгибной неустойчивости

Закритическому поведению ($\sigma \geq \sigma_1$) соответствуют случаи (б, в, г). Изгибная неустойчивость сегмента сопровождается появлением краевых компонент (рис. 1, б). Наличие краевых компонент обеспечивает формирование конфигурации сегмента представленной на рис. 1, в, теряющей в дальнейшем устойчивость с образованием пары дислокационных петель и восстановлением исходной формы сегмента (рис. 1, г).

Поскольку эти петли соответствуют системам сдвига (110) [001], необходимым, в соответствии с (6), для формирования полос сдвига (наблюдавшихся в [3]) с границами (114), естественно предположить, что такие петли, в условиях эксперимента [3], реализуются именно за счет изгибной неустойчивости сегмента источника. Если это действительно так, то можно ожидать геометрического подобия между формами образца и сегмента источника, выражающегося в близости отношений длины к диаметру. Подставляя в (15) $L/R=4$, видим, что критическому соотношению $L/d=2$ в [3], соответствует условие $b \approx \pi^2 R/4$, то есть $b \sim R$. Так как это условие вполне реально как для обычных дислокаций, так и для крестонов [8], то подобие, скорее всего, имеет место и, следовательно, с помощью экспериментального критического значения L/d для образца как целого можно получить дополнительную информацию об источнике крестонов.

3. Заключение

Проведенное рассмотрение показывает, что крестонная модель приводит к физически разумным результатам и при описании процесса формирования полос сброса в сплавах с упорядоченной по типу В2 решеткой. Из возможных вариантов формирования полос сдвига с границами (114), при сжатии [001] монокристаллов никелида титана, в качестве предпочтительного выделяется процесс образования крестонов при взаимодействии дислокаций систем скольжения (112)[11 $\bar{1}$], (110)[001], причем в генерации дислокаций второй системы принципиальную роль играет изгибная неустойчивость рабочего сегмента источника крестонов. Отметим, наконец, что в случае растяжения монокристаллического образца возникновение крестонов, в принципе, возможно на стадии шейкообразования за счет поворота кристаллографических плоскостей.

Список литературы

1. Коротаев А.Д., Тюменцев А.Н., Чумляков Ю.И. Активация мезоуровня пластического течения в высокопрочных металлах. В кн.: Компьютерное моделирование перспективных материалов и технологий: Тезисы докладов. Томск: Изд-во «Норма» Российского материаловедческого центра, 1995. С. 38-39.
2. Чумляков Ю.И., Коротаев А.Д., Ли А. М. и др. Неустойчивости пластического течения в высокопрочных гетерофазных сплавах и В2 интерметаллидах. В кн.: Эволюция дефектных структур в металлах и сплавах.: Тезисы докладов. Барнаул: АПИ, 1992. С. 33-34.
3. Чумляков Ю.И., Сурикова Н.С., Киреева И.В. и др. Сбросообразование и аномальная локализация скольжения в монокристаллах никелида титана. В кн.: Эволюция дефектных структур в конденсированных средах: Тезисы докладов. Барнаул: АГТУ, 1998. С. 37-38.
4. Кашенко М.П., Теплякова Л.А., Соколова О.А., Коновалов С.В. Формирование плоских полос сдвига с границами {123} в ГЦК монокристаллах // Физ. мет. и металловед. 1998. Т.86, №1. С.43-47.
5. Кашенко М.П., Теплякова Л.А., Джемилев К.Н., Чашина В.Г. Условия генерации крестонов и интерпретация кривой σ - ϵ для монокристаллов Ni_3Fe // Физ. мет. и металловед. 1999. Т.88, №3. С.17-21.
6. Н.С. Сурикова, Ю.И. Чумляков. Механизмы пластической деформации монокристаллов никелида титана. В кн.: Научные труды II Международного семинара «Современные проблемы прочности» им. В.А. Лихачева. Т.1: НовГУ, 1998. С. 183-187.
7. Черных К.Ф., Литвиненкова З.Н. Теория больших упругих деформаций. Л.: ЛГУ, 1988. 256с.
8. Кашенко М.П., Теплякова Л.А., Чашина В.Г. Напряжение Пайерлса для сдвига $[\ell\ell 2\bar{h}](hh\ell)$ в ГЦК решетке // Физ. мет. и металловед. 2000. Т.90. №1.
9. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. М.: Наука, 1968. 344с.