

07  
**Нестабильность Гринфельда как механизм образования самоподобных структур на фольгах монокристалла алюминия при циклическом растяжении**

© П.В. Кузнецов<sup>1,2</sup>, Ю.И. Тюрин<sup>2</sup>, И.П. Чернов<sup>2</sup>, Т.И. Sigfusson<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт физики прочности и материаловедения СО РАН,  
Томск, Россия

<sup>2</sup> Национальный исследовательский Томский политехнический университет,  
Томск, Россия

<sup>3</sup> Исландский инновационный центр,  
Рейкьявик, Исландия

E-mail: kpv@ispms.tsc.ru

(Поступила в Редакцию 17 апреля 2012 г.)

На основе анализа собственных результатов и литературных данных показано, что образование самоподобных твидовых структур на фольгах монокристалла алюминия (100)[001] при несвободном циклическом растяжении происходит в условиях неустойчивости Гринфельда. Об этом свидетельствует хорошее согласие теоретических оценок периода твидовых структур на основе модели неустойчивости Гринфельда с экспериментально измеренными значениями. Показано, что неустойчивость Гринфельда проявляется в разных граничных условиях, связанных с особенностями упруго-пластической деформации двухслойной системы фольга алюминия/образец, что обуславливает самоподобие твидовых структур. Предполагается, что перераспределение материала на поверхности фольг происходит за счет миграции точечных дефектов, образующихся при циклическом растяжении и обладающих достаточной подвижностью при комнатной температуре.

Работа частично поддержана Европейским союзом, грант ИНТАС № 04-80-7078 и правительством Российской Федерации, грант № 11.G34.31.0003.

## 1. Введение

В работах [1–5] было показано, что фольги высококочистого монокристалла алюминия [100]⟨001⟩, закрепленные на плоские образцы высокопрочных сплавов, которые подвергаются циклическому растяжению в упругой области, обнаруживают необычные свойства. Фольга алюминия деформируется пластически с первых циклов растяжения, и на ее свободной поверхности образуются необычные структуры, качественные и количественные параметры которых коррелируют с числом циклов нагружения. Авторы [1,2] предложили использовать подобные фольги в качестве сенсоров накопления усталостных повреждений конструкционных сплавов.

На макроскопическом уровне на поверхности фольг наблюдается система макроскопических полос, ориентированных в направлении оси растяжения. В работе [6] было показано, что образование упругоупластических полос связано с общим, фундаментальным свойством двухслойных систем, находящихся в полях внешних или внутренних возмущений, и обусловлено наличием интерфейса фольга/образец. Согласно [6], продольные макроскопические полосы на фольгах монокристалла алюминия образуются вследствие периодического распределения сжимающих упругих напряжений несоответствия, возникающих при растяжении образцов с наклепанными фольгами алюминия вследствие эффекта Пуассона и разницы упругих модулей фольги и подложки.

Другой тип структур, наблюдающийся на фольгах алюминия после разного числа циклов, — хорошо выраженные периодические возмущения поверхности с периодом от долей микрона до нескольких сотен микрон, образующие квадратные решетки со сторонами, ориентированными под углом 45° к оси растяжения [3–6]. Подобную структуру микронного диапазона наблюдали ранее в [7] на стадии вторичного циклического упрочнения массивных образцов монокристалла алюминия (100)⟨001⟩ с контролируемой амплитудой деформации в интервале  $10^{-4}$ – $10^{-3}$ . Авторы [7] определили эту структуру как твидовую.

В [5] было установлено, что твидовые структуры на фольгах монокристалла алюминия являются самоподобными в диапазоне линейных размеров от долей микрона до нескольких сотен микрон. Характер и диапазон размеров самоподобия твидовых структур на поверхности монокристаллов алюминия при циклическом растяжении не согласуются с предположением об их дислокационном происхождении по следующим соображениям. Самоподобие следов скольжения дислокаций наблюдали ранее на стадии одиночного скольжения [7,9] и на стадии параболического упрочнения [10] ряда исследованных материалов и, насколько нам известно, никогда не наблюдалось на стадии линейного упрочнения. Во всех случаях диапазон линейных размеров самоподобия скольжения дислокаций лежит в интервале

масштабов: микрометры. . . нанометры [7–10] и не превышает 1–1.5 порядков длины.

Хотя в [2] высказано предположение, что деформационные структуры на фольгах монокристалла алюминия при циклическом растяжении образуются вследствие самоорганизации дефектов вакансионного типа в полях механических напряжений, однако вопрос о механизме образования рассматриваемых самоподобных структур остается открытым до настоящего времени.

Целью настоящей работы является анализ имеющихся экспериментальных результатов и выяснение механизма образования самоподобных твидовых структур на фольгах монокристалла алюминия (100)[001] при циклическом растяжении.

## 2. Образцы и методика исследования

Исследовались фольги монокристалла алюминия с ориентацией (001)[100] размером  $16 \times 20 \times 0.2$  mm, которые были изготовлены в Институте металлофизики НАН Украины. Детали технологии выращивания монокристаллов и изготовления фольги определенной ориентации изложены в [1,2]. Фольги кристаллов алюминия наклеивались на поверхность плоских образцов алюминиевого сплава с помощью специального клея.

Образцы подвергались циклическому растяжению на испытательной машине Schenck Sinus100.40 по схеме „растяжение-разгрузка“ в упругой области при следующих условиях  $f = 1$  Hz,  $\sigma_{\max} = 200$  МПа,  $\sigma_{\min} = 0.1\sigma_{\max}$  и  $\sigma_{\text{mean}} = (\sigma_{\max} - \sigma_{\min})/2$ . После набора заданного числа циклов испытательная машина останавливалась и образец извлекался из захватов машины. Для исследования деформационного рельефа поверхности фольг использовали оптический микроскоп Axiovert, атомно-силовой микроскоп (АСМ) Solver, растровый электронный микроскоп Tesla BS 300, лазерный профилометр (ЛП).

## 3. Модель Гринфельда

Проведенный анализ показал, что в условиях несвободного циклического растяжения кристаллов алюминия кубической ориентации при напряжении выше предела текучести возрастает роль свободной поверхности фольги и становится значительным вклад поверхностного механизма релаксации упругой энергии — нестабильности Гринфельда [11]. Нестабильность Гринфельда имеет чисто упругое происхождение и заключается в следующем. Когда материал имеет поверхность, на которой он имеет возможность перераспределиться каким-либо транспортным механизмом, твердое тело может понизить свою упругую энергию путем образования поверхностных модуляций.

Длина волны нестабильности ( $\lambda$ ) контролируется балансом между упругой энергией, которая стремится к огрублению поверхности, и поверхностным натяжением,

которое разглаживает ее, и в рамках линейного приближения может быть определена [11]

$$\lambda > \lambda_c = \frac{\pi\gamma E}{\sigma^2}, \quad (1)$$

где  $\gamma$ ,  $E$  и  $\sigma$  соответственно поверхностное натяжение, модуль Юнга и напряжение. Величина дестабилизирующего напряжения и поверхностное натяжение могут быть оценены на основе приближений механики и АСМ измерений соответственно.

## 4. Сравнение экспериментальных данных для алюминия с моделью нестабильности Гринфельда

4.1. Твидовая структура микронного диапазона. Подтверждение нашей гипотезы было получено при сравнении экспериментальных данных с оценками по модели Гринфельда. На рис. 1 приведены периодические квадратные решетки различного масштаба, наблюдающиеся на фольгах монокристалла алюминия при несвободном циклическом растяжении [5].

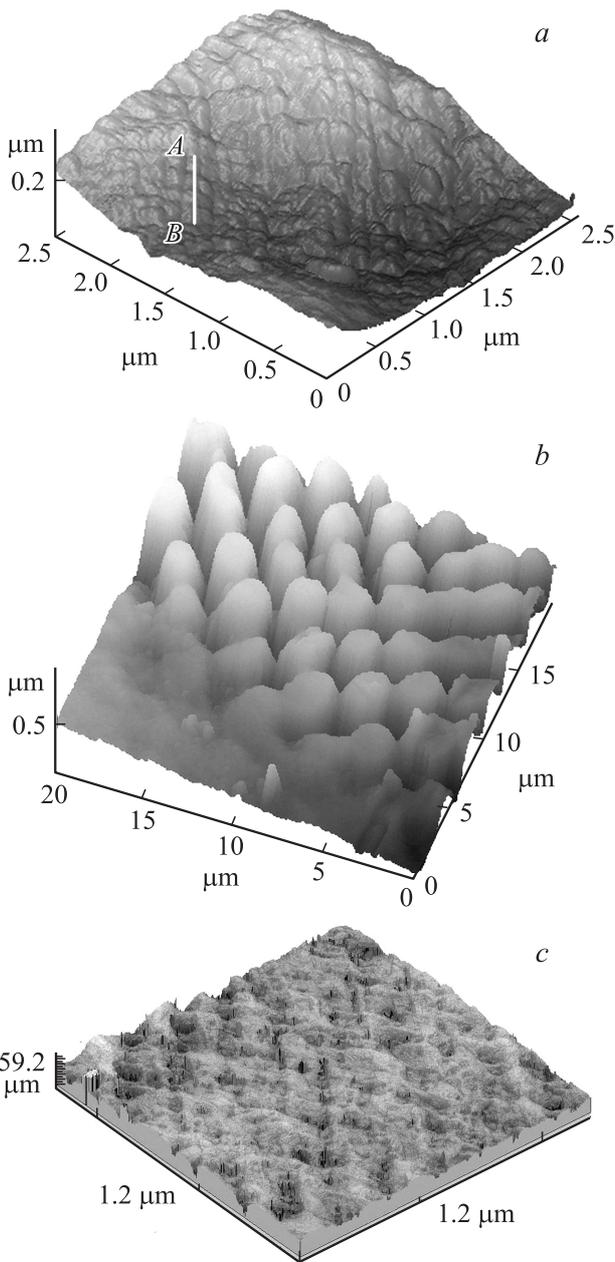
В работе [12] впервые показано, что образование твидовой структуры с периодом  $T_2 \sim 3 \mu\text{m}$  (рис. 1, b) при циклическом растяжении фольг монокристалла алюминия при напряжении выше предела текучести происходит в условиях нестабильности Гринфельда. Эта структура образуется в области положительных значений периодически распределенных напряжений несоответствия, возникающих на интерфейсе фольга—образец вследствие разницы между упругим модулем фольги и высокопрочного сплава [6]. Протяженность этой области в поперечном направлении составляет около  $120\text{--}140 \mu\text{m}$ .

Напряжение несоответствия ( $\sigma_2$ ) вычислено в [12] по известным механическим характеристикам фольги, образца и величине приложенного напряжения, а поверхностное натяжение ( $\gamma$ ) оценивалось по методике [13], путем анализа формы выступов твидовой структуры. Для оценки периода твидовой структуры в [12] использовался анизотропный упругий модуль монокристалла алюминия в плоскости (100)  $E = 107$  GPa. Полученная оценка периода на основе модели Гринфельда  $T'_{\text{MG}} = 4.2 \mu\text{m}$  удовлетворительно согласуется с экспериментально измеренным периодом твидовой структуры  $T_2 \sim 3 \mu\text{m}$ .

Однако если использовать биаксиальный модуль упругости в плоскости 001 ( $M_{001} = 99.1$  GPa), который более реально отражает схему деформации наклеенной фольги и который можно вычислить по формуле

$$M(001) = C_{11} + C_{12} + \frac{2C_{12}^2}{C_{11}}, \quad (2)$$

то согласие между оценкой на основе модели Гринфельда  $T_{\text{MG}} = 3.5 \mu\text{m}$  и экспериментально измеренным значением периода твидовой структуры  $T_2 \sim 3 \mu\text{m}$  улучшается.



**Рис. 1.** *a* — тонкая твидовая структура с периодом  $T_1 \sim 0.3 \mu\text{m}$ ,  $N = 10\,000$  циклов; *b* — твидовая структура с периодом  $T_2 \sim 3 \mu\text{m}$ ,  $N = 10\,000$  циклов; *c* — грубая твидовая структура с  $T_3 \sim 320 \mu\text{m}$ .  $N = 100\,000$  циклов. *a, b* — АСМ-микроскопия, *c* — ЛП-лазерный профилометр.

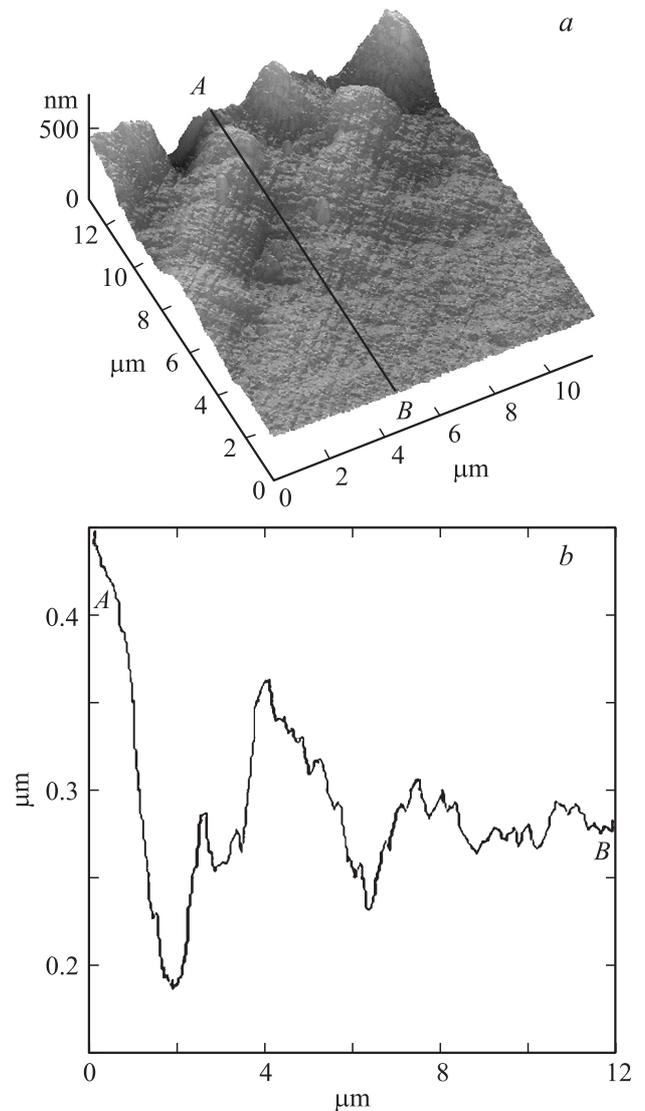
Оценка высоты поверхностных модуляций твидовой структуры по модели Гринфелда в [12] также хорошо согласуется с экспериментально измеренными значениями. Эволюция формы профиля поперечных сечений твидовой структуры с ростом числа циклов нагружения качественно согласуется с результатами численного моделирования эволюции неустойчивости Гринфелда в нелинейном приближении [12]. На этом основании в [12] сделан вывод о том, что твидовая структура с периодом

$T \sim 3 \mu\text{m}$  образуется в условиях неустойчивости Гринфелда.

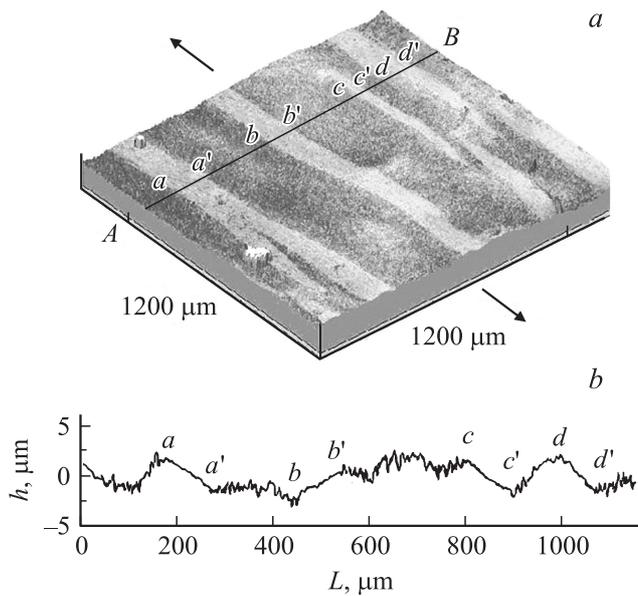
Дополнительный анализ имеющихся результатов [5] показывает, что образование двух других твидовых структур с периодом  $T \sim 0.33$  и  $\sim 330 \mu\text{m}$  также может интерпретироваться в терминах неустойчивости Гринфелда.

4.2. Тонкая твидовая структура. Рассмотрим вначале тонкую твидовую структуру с периодом  $T \sim 0.33 \mu\text{m}$  (рис. 1, *a*).

Эта структура образуется в переходной области протяженностью около  $10\text{--}12 \mu\text{m}$  между продольными макроскопическими полосами и твидовой структурой микронного диапазона [5]. Как видно из рис. 2, *a, b*, тонкая твидовая структура частично накладывается на твидовую структуру микронного диапазона и обуславливает ее высокочастотную модуляцию. Анализ эксперименталь-



**Рис. 2.** *a* — АСМ-изображение тонкой твидовой структуры переходной области; *b* — поперечное сечение вдоль направления, указанного отрезком линии *AB* на рис. 2, *a*.



**Рис. 3.** Лазерная профилограмма поверхности фольги монокристалла алюминия после  $N \sim 80\,000$  циклов;  $a$  и  $b$  — поперечное сечение вдоль направления, показанного отрезком линии  $AB$  на  $a$ . Стрелками показано направление действующей силы.

ных результатов показывает, что в переходной области между продольными макроскопическими полосами и твидовой структурой образуется локальный изгиб поверхности фольги разного знака, который приводит к возникновению растягивающих и сжимающих нормальных напряжений.

На рис. 3,  $a$  показана лазерная профилограмма поверхности фольги и на рис. 3,  $b$  поперечное сечение вдоль направления, показанного отрезком линии  $AB$  на рис. 3,  $a$ .

На профилограмме наблюдаются продольные макроскопические полосы на темном фоне. Средняя ширина полос ( $d$ ) и их средний период ( $T$ ) составляют  $\sim 120$  и  $425\ \mu\text{m}$  соответственно. Пластическая деформация локализована в областях, окружающих продольные макроскопические полосы, и представляет собой твидовую структуру микронного диапазона, показанную на рис. 1,  $b$ . Как видно из рис. 3,  $b$ , продольным макроскопическим полосам на профилограмме вдоль направления  $AB$  соответствуют почти прямые отрезки  $aa'$ ,  $bb'$ ,  $cc'$  и  $dd'$ . Наиболее сильная кривизна линии  $AB$  наблюдается в области твидовой структуры и ее границы с продольными макроскопическими полосами вблизи точек  $a$ ,  $a'$ ,  $b$ ,  $b'$ ,  $c$ ,  $c'$  и  $d$ ,  $d'$ . Кривизну на границе между твидовой структурой и продольными макроскопическими полосами хорошо видно на профилограмме, полученной с помощью атомно-силового микроскопа при большем увеличении на рис. 4,  $a$ ,  $b$ .

В области отрицательной кривизны на свободной поверхности фольги, обозначенной кружком  $A$  на рис. 4,  $b$ , возникает дополнительное сжимающее напряжение ( $\sigma_a$ ),

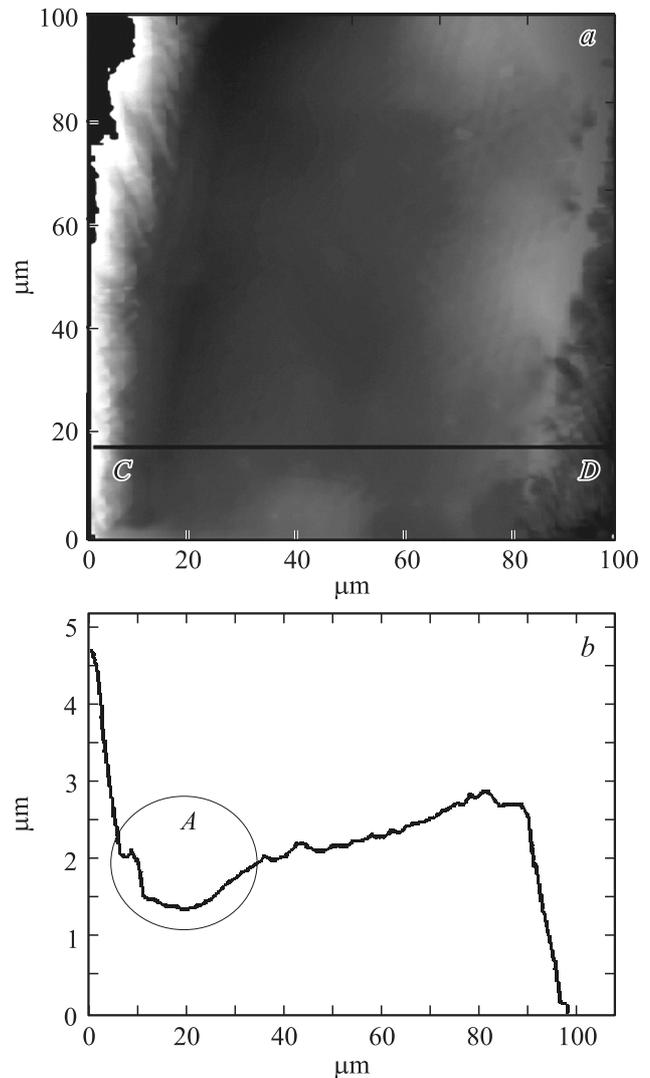
которое приводит к росту локального напряжения ( $\sigma_1$ )  $\sigma_1 = \sigma_2 + \sigma_a$ . Это должно, в соответствии с формулой 1, приводить к уменьшению периода твидовой структуры.

Приняв, что область отрицательной кривизны на поверхности фольги является концентратором напряжения глубиной ( $a$ ) с радиусом кривизны ( $\rho$ ), используя АСМ-данные, мы измерили эти величины на поверхности фольги в области  $A$  (рис. 4,  $b$ ), и оценили дополнительное напряжение ( $\sigma_a$ ) по формуле [14]

$$\sigma_a = \sigma_{y\ \text{max}} = \sigma_0(1 + 2\sqrt{a/\rho}), \quad (2)$$

где  $\sigma_{y\ \text{max}}$ ,  $\sigma_0$ ,  $a$ ,  $\rho$  — напряжение в области концентратора напряжения, среднее напряжение, глубина выемки и кривизна в области концентратора напряжения.

Таким образом, локальное напряжение в области отрицательного изгиба фольги оказалось равным  $\sigma_1 = 586\ \text{MPa}$ .



**Рис. 4.** Макроскопическая полоса на поверхности монокристалла алюминия ( $a$ ) и поперечное сечение вдоль направления  $CD$  ( $b$ ).  $N \sim 100\,000$  циклов. АСМ-метод.

Поверхностное натяжение ( $\gamma$ ) оценивалось по методике [13], используя данные АСМ измерения профиля тонкой твидовой структуры (рис. 5) вдоль направления  $AB$ , показанного отрезком линии на (рис. 1,  $a$ ).

На рис. 5 показаны две касательные к выступам твидовой структуры под углом  $\beta$  по отношению к плоскости поверхности фольги. Связь между величинами на рис. 5 может быть записана как  $2\gamma_s \sin \beta = \gamma_g$ , [13], где  $\gamma_s$  и  $\gamma_g$  — поверхностная энергия на единицу площади ( $\gamma_s = 1024 \text{ мДж/м}^2$  для Al [15]) и поверхностное натяжение соответственно. Поверхностное натяжение, полученное путем анализа не менее 25 выступов твидовой структуры, составляет  $\gamma_g \sim 430 \text{ мДж/м}^2$ .

Подставляя полученные оценки локального напряжения в переходной области, поверхностного натяжения и биаксиального модуля упругости в формулу 1, мы оценили период тонкой твидовой структуры переходной области, который оказался равным  $\lambda_{1MG} = 0.39 \mu\text{м}$ , что удовлетворительно согласуется с экспериментальным значением  $\lambda_1 = 0.33 \mu\text{м}$ .

4.3. Грубая твидовая структура. Рассмотрим теперь грубую твидовую структуру. С ростом числа циклов ( $N \gtrsim 40\,000$ ) на поверхности фольги формируются две системы сопряженных полос локализованной деформации в направлении максимальных касательных напряжений (рис. 6,  $a$ ), распространяющихся через всю их ширину  $d \sim 10 \text{ мм}$ . Гистограмма распределения расстояния между полосами была описана логнормальным распределением, которое позволило оценить наиболее вероятное расстояние между ними  $T \sim 320 \mu\text{м}$ . Образование полос локализованной деформации приводит к частичной релаксации напряжений в фольге, что в соответствии с формулой 1 обуславливает огрубление поверхностной структуры. Последующее продолжение циклической деформации фольги приводит при  $N > 100\,000$  циклов к образованию грубой твидовой структуры (рис. 1,  $c$ ).

Имеющиеся данные не позволяют оценить напряжения в фольге и величину поверхностного натяжения.

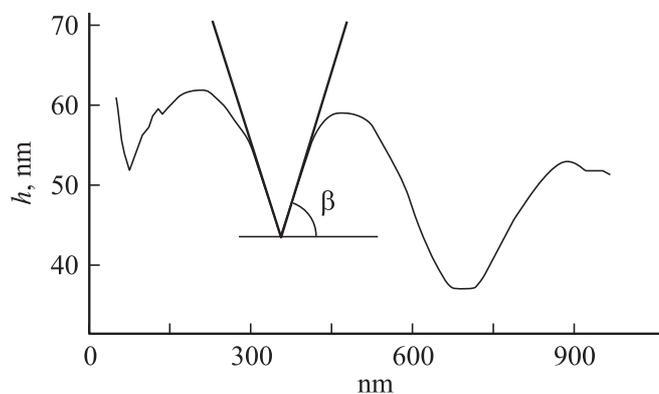


Рис. 5. Поперечное сечение тонкой твидовой структуры вдоль направления, показанного отрезком линии  $AB$  на рис. 1,  $a$ .

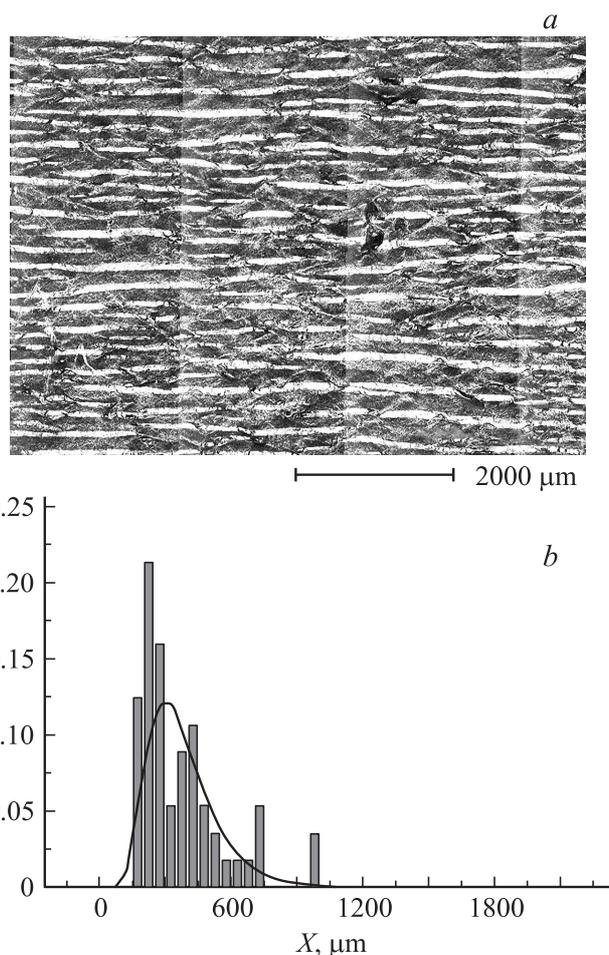


Рис. 6.  $a$  — две системы сопряженных полос локализованной деформации в направлении максимальных касательных напряжений и  $b$  — гистограмма распределения расстояния между полосами.

Поэтому, по известному периоду грубой твидовой структуры  $\lambda_3 = 320 \mu\text{м}$  (рис. 1,  $c$ ), используя формулу 1, мы оценили величину остаточных напряжений в фольге.

Поверхностное натяжение для оценки было принято равным поверхностной энергии алюминия  $\gamma = 1024 \text{ мДж/м}^2$  [13]. Полученное значение  $\sigma_3 = 37 \text{ МПа}$  выше предела текучести алюминия и сравнимо по порядку величины с моментными напряжениями  $\sim 10 \text{ МПа}$ , возникающими в фольге, вследствие внецентренного приложения нагрузки [6]. Последний результат свидетельствует о важной роли моментных напряжений в процессе огрубления поверхности с ростом числа циклов растяжения.

Таким образом, проведенный анализ показывает, что оценки периода твидовых структур различного масштаба, образующихся при несвободном циклическом растяжении фольг монокристалла алюминия кубической ориентации, удовлетворительно согласуются с моделью нестабильности Гринфелда.

## 5. Обсуждение результатов

Нестабильность Гринфелда обычно рассматривают для негидростатически нагруженных твердых тел в контакте с их собственным расплавом или раствором, что обеспечивает перераспределение материала на его поверхности [11]. Однако согласие полученных оценок периода твидовых структур различного масштаба с моделью неустойчивости Гринфелда свидетельствует в пользу возможности перераспределения массы на поверхности алюминия при циклическом растяжении в отсутствие каких-либо внешних сред.

Естественно предположить, что перераспределение массы на поверхности фольг связано с миграцией собственных точечных дефектов алюминия, которые образуются в процессе циклической деформации фольг и оказываются подвижными при комнатной температуре.

Твидовая структура микронного диапазона наблюдалась на поверхности массивных образцов монокристалла алюминия кубической ориентации [7,16] и на фольгах моно- [1–6] и поликристаллов алюминия [17,18], наклеенных на плоские образцы высокопрочных сплавов при циклическом растяжении при температуре жидкого азота [17] и комнатной температуре [18]. Поэтому образование твидовой структуры микронного диапазона связано с особенностями кристаллической структуры алюминия и, вероятно, не зависит от особенностей интерфейса фольга/образец.

Что касается двух других твидовых структур с  $\lambda_1 = 0.33 \mu\text{m}$  и  $\lambda_3 = 320 \mu\text{m}$ , то их образование связано с характеристиками точечных дефектов алюминия и с особенностями распределения напряжений на интерфейсе фольга/образец. Так, тонкая твидовая структура с периодом  $\lambda_1 = 0.33 \mu\text{m}$ , которая образуется в переходной области между продольными макроскопическими полосами и твидовой структурой микронного диапазона, связана с особенностями упругопластической деформации наклеенных фольг, в частности, с возникновением концентраторов напряжений в локальных местах отрицательной кривизны на свободной поверхности фольги [5,6].

Грубая твидовая структура с  $\lambda_3 = 320 \mu\text{m}$  (рис. 1, *c*), по нашему мнению, образуется в результате сверхвысокой степени пластической деформации наклеенных фольг, которая не может быть достигнута при циклической деформации массивных образцов. Как было показано в [7], при циклической деформации массивных образцов монокристалла алюминия кубической ориентации при комнатной температуре усталостное разрушение, в традиционном понимании, при котором формируется трещина, которая растет и приводит к разделению образца на части, никогда не наблюдалось. Большинство тестов было прекращено из-за пластического коллапса кристалла и соответствующей потери контроля над амплитудой пластической деформации. Эффект коллапса зависел от амплитуды контролируемой деформации и наблюдался в интервале  $10\,000 < N < 300\,000$  числа

циклов, что соответствует интервалу суммарной накопленной деформации  $50 < \varepsilon_{\Sigma} < 300$  [7]. Напряжение в фольге в наших экспериментах, согласно приведенной выше оценке, составляло  $\sigma \sim 37 \text{ МПа}$  и было выше, чем в экспериментах с контролируемой амплитудой деформации ( $10 \text{ МПа} < \sigma < 25 \text{ МПа}$ ) в [7]. Поэтому с учетом вышесказанного можно предположить, что образование грубой твидовой структуры с  $\lambda_3 = 320 \mu\text{m}$  при  $N > 100\,000$  циклов соответствует сверхвысокой степени пластической деформации наклеенных фольг за пределом циклической прочности монокристаллов алюминия кубической ориентации. Достижение такой высокой степени деформации становится возможным только благодаря стесненным условиям деформации наклеенных фольг алюминия. Выразительной иллюстрацией структуры, которая образуется на фольге монокристалла алюминия кубической ориентации в подобных условиях при еще более высоком числе циклов  $N \sim 960\,000$ , служит рис. 3, *b* в [3]. Структура представляет собой трехмерную ромбическую решетку с типичным шагом, распределенным в интервале  $(10\text{--}200) \mu\text{m}$ , и порами размером  $(1\text{--}200) \mu\text{m}$ .

Образование твидовых структур на фольгах монокристалла алюминия при циклическом растяжении можно объяснить следующим образом. При нагружении монокристаллов алюминия кубической ориентации одновременно активизируются четыре системы скольжения. Вследствие высокого значения энергии дефекта упаковки [15] в монокристаллах алюминия  $(100)\langle 001 \rangle$  развивается интенсивное поперечное скольжение дислокаций, которое ведет к генерации точечных дефектов [19], концентрация которых вблизи поверхности образцов при циклической деформации может значительно превышать концентрацию дефектов в объеме материала [20]. Поэтому при циклическом растяжении фольг монокристалла алюминия  $(100)[001]$  при напряжении выше предела текучести формируется двухфазная система „дефектный приповерхностный слой/основной кристалл алюминия“. Возможность таких метастабильных двухфазных состояний в однокомпонентных системах, когда за счет конденсации вакансий в условиях пересыщения происходит фазовый переход первого рода, показана в работе [21] на основе термодинамического подхода.

Подвижность точечных дефектов в высокочистых кристаллах алюминия 99.9999% чистоты при комнатной температуре достаточно высока, поскольку температура его рекристаллизации ( $T_p$ ), согласно [15], составляет  $T_p \sim -50^\circ\text{C}$ . Поэтому можно предполагать, что точечные дефекты способны обеспечить перераспределение массы при циклическом растяжении фольг алюминия.

Поскольку неустойчивость Гринфелда имеет чисто упругое происхождение, то перераспределение массы на поверхности фольг монокристалла алюминия будет определяться неоднородным распределением плотности упругой энергии. Для упруго нагруженного твердого тела химический потенциал ( $\mu$ ) на свободной поверхности твердого тела состоит из поверхностной энергии

и упругой энергии [22]

$$\mu = -\Omega\gamma\kappa + \frac{\Omega}{2}\sigma_{ij}\varepsilon_{ij}, \quad (3)$$

где  $\Omega$  — атомный объем материала,  $\gamma$  — поверхностная энергия твердого тела,  $\kappa$  — средняя кривизна поверхности,  $\sigma_{ij}$ ,  $\varepsilon_{ij}$  ( $ij = 1, 2, 3$ ) — компоненты тензора напряжений и деформации соответственно. Второе слагаемое в правой стороне представляет упругую энергию на единицу поверхности твердого тела, которая будет определяться анизотропными упругими модулями монокристалла алюминия в плоскости (100).

В поле неоднородного распределения химического потенциала вдоль поверхности фольг монокристалла алюминия вследствие поверхностной и/или объемной диффузии будет происходить миграция точечных дефектов и перераспределение массы алюминия, которое приведет к образованию твидовых структур. Этот процесс развивается на поверхности фольги в определенных граничных условиях под действием разных напряжений, что обеспечивает образование твидовых структур различного масштаба и их самоподобие.

Нестабильность Гринфелда имеет универсальную природу, поэтому можно предположить, что подобный эффект возможен при циклической деформации других ГЦК-кристаллов, таких как медь. Энергия дефекта упаковки кристаллов меди  $\gamma = 67 \text{ mJ/m}^2$  меньше, чем соответствующее значение  $\gamma = 200 \text{ mJ/m}^2$  кристалла алюминия, поэтому в кристаллах меди меньше, чем в алюминии, развито поперечное скольжение дислокаций и связанная с ним генерация точечных дефектов при комнатной температуре. Условия для перераспределения массы на поверхности могут быть обеспечены при циклической деформации образцов меди при повышенной температуре около  $\sim (0.3-0.5)$  гомологической температуры, когда вероятность поперечного скольжения дислокаций и подвижность точечных дефектов возрастает. Интересные результаты, которые поддерживают высказанную идею, получены в [23,24]. В этих работах исследовалось влияние частоты нагружения и микроструктуры на термическое усталостное разрушение тонких поликристаллических полос меди на (100)Si субстрате. Через медные полоски пропускался переменный ток различной частоты, который приводил к вариации в них температуры в интервале около  $190^\circ$  вследствие джоулева нагрева. Циклические изменения температуры приводили к циклической деформации медных полос вследствие разницы термических коэффициентов расширения полос меди и кремниевой подложки [24]. Циклическая деформация приводит к возникновению поверхностных нарушений, которые зависят от структуры медных полос и условий деформации [23].

Авторы [23] обнаружили необычный деформационно-индуцированный рост зерен в плоскости (100) и структуру, подобную твидовой структуре субмикронного диапазона, наблюдавшуюся в работе [5], при циклическом растяжении фольг монокристалла алюминия кубической

ориентации. Согласно [23], эти результаты показывают, что „образование усталостных нарушений в тонких полосках меди фундаментально отличаются от процесса в грубозернистых образцах меди и, кажется, все более и более контролируются диффузионными механизмами и свойствами интерфейса, чем дислокационным скольжением“. С сожалением, оценить период образующейся структуры по модели Гринфелда невозможно, поскольку теория развита для изотермических условий.

Нестабильность Гринфелда имеет термодинамическую природу, поэтому перераспределение материала на поверхности фольг ГЦК-металлов не является прямым результатом дислокационного скольжения. Следовательно, образование твидовых структур в условиях неустойчивости Гринфелда можно рассматривать как дополнительный, альтернативный дислокационному скольжению канал диссипации упругой энергии кристаллов при их циклическом растяжении при напряжении выше предела текучести.

## 6. Заключение

Анализ наших результатов и литературных данных показал, что образование специфических самоподобных структур на фольгах монокристалла алюминия (100)[001] при несвободном циклическом растяжении связано с поверхностным эффектом чисто упругого происхождения, известного как неустойчивость Гринфелда. Этот эффект возникает, когда на поверхности негидростатически нагруженного твердого тела возможно перераспределение материала и образование поверхностных структур, которое приводит к снижению упругой энергии нагруженного материала. Показано, что образование твидовой структуры с  $T \sim 3 \mu\text{m}$  обусловлено особенностями кристаллической структуры алюминия, а образование твидовых структур с  $T \sim 0.33 \mu\text{m}$  и  $T \sim 330 \mu\text{m}$  связано также с особенностями упруго-пластической деформации двухслойной системы фольга/образец. Предполагается, что перераспределение материала на поверхности фольг обеспечивается за счет миграции собственных точечных дефектов алюминия, которые образуются в процессе циклической деформации и обладают достаточной подвижностью при комнатной температуре. Сделан вывод о том, что неустойчивость Гринфелда обеспечивает дополнительный и альтернативный дислокационному скольжению канал снижения упругой энергии фольг монокристалла алюминия при циклическом растяжении выше предела текучести.

Очевидно, что для выяснения возможной универсальности наблюдаемого эффекта и его практической значимости требуются дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования неустойчивости Гринфелда металлов с варьированием условий циклического нагружения (частота нагружения, температура, условия окружающей среды и т.д.) и использованием различных металлов.

## Список литературы

- [1] Yu.G. Gordienko, M.V. Karuskevich, E.E. Zasimchuk. Proc. of Seventh Conf. on Sensor and Their Application. Dublin (1995). P. 387.
- [2] Y.G. Gordienko, E.E. Zasimchuk, R.G. Gontareva. J. Mater. Sci. Lett. **22**, 241 (2003).
- [3] Y.G. Gordienko, R.G. Gontareva, J.S. Schreiber, E.E. Zasimchuk, I.K. Zasimchuk. Adv. Eng. Mater. **8**, 10, 957 (2006).
- [4] Y.G. Gordienko, P. Kuznetsov, E. Zasimchuk, R. Gontareva, J. Schreiber, V. Karbovsky. Mater. Sci. Forum **567–568**, 421 (2008).
- [5] И.В. Петракова, Ю.Г. Гордиенко, Е.Э. Засимчук, В.А. Карбовский. Физ. мезомех. **10**, 6, 33 (2007).
- [6] П.В. Кузнецов, В.Е. Панин, И.В. Петракова. Физ. мезомех. **11**, 6, 103 (2008).
- [7] M. Videm, N. Ryum. Mater. Sci. Eng. **219**, 1 (1996).
- [8] V. Sprusil, F. Hnilica. Czech. J. Phys. **35**, 897 (1985).
- [9] Л.А. Теплякова, Т.С. Куницына, Э.В. Козлов. Изв. вузов. Физика, **4**, 51 (1998).
- [10] T. Kleiser, M. Voček. Z. Metallkde. **77**, 9, 582 (1986).
- [11] М.А. Гринфельд. ДАН СССР **290**, 1358 (1986).
- [12] П.В.Кузнецов, В.Е. Панин, И.В. Петракова. Физ. мезомех. **13**, 1, 11 (2010).
- [13] W.W. Mullins. J. Appl. Phys. **28**, 3, 333 (1957).
- [14] Л.С. Мороз. Механика и физика деформаций и разрушения материалов. Машиностроение, Л. (1984). 224 с.
- [15] Свойства элементов. Кн. 1. / Под ред. М.Е. Дрица. Руда и металлы, М. (2003). 448 с.
- [16] D. Vorren, N. Ryum. Acta Met. **36**, 1443 (1988).
- [17] P. Charsley, L.J. Harris. Scripta Met. **21**, 341 (1987).
- [18] П.В. Кузнецов, В.Е. Панин, Л.С. Деревягина, И.В. Петракова. Физ. мезомех. **9**, 74 (2006).
- [19] J. Friedel. Dislocations. Pergamon Press, Oxford–N. Y. (1964).
- [20] В.П. Алехин. Физика прочности и пластичности поверхностных слоев материалов. Наука, М. (1983). 280 с.
- [21] В.А. Поздняков, А.Л. Ройтбурд. ФММ **67**, 5, 854 (1989).
- [22] F. Yang, W. Song. Int. J. of Solids Struct. **43**, 6767 (2006).
- [23] Y.B. Park, R. Mönig, C.A. Volkert. Thin Solid Films. **515**, 3253 (2007).
- [24] R. Mönig, R.R. Keller, C.A. Volkert. Rev. Sci. Instrum. **75**, 11, 4997 (2004).