

# Зарождение дислокаций на аморфных межзеренных границах в деформируемых нанокерамиках

© С.В. Бобылев, И.А. Овидько

Институт проблем машиноведения Российской академии наук,  
199178 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: ovidko@def.ipme.ru

(Поступила в Редакцию 15 июля 2007 г.)

Предложена теоретическая модель зарождения решеточных дислокаций в деформируемых нанокристаллических керамиках с аморфными межзеренными границами. В рамках модели зарождение диполя решеточных дислокаций реализуется на аморфной межзеренной границе посредством локального пластического сдвига, который осуществляется вдоль сечения границы. Рассчитаны энергетические характеристики такого процесса зарождения дислокаций. Показано, что зарождение дислокаций на аморфных межзеренных границах энергетически выгодно и может осуществляться атермически (без энергетического барьера) в нанокристаллической фазе кубического карбида кремния 3C-SiC и нанокompозите TiN/*a*-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> в широком диапазоне значений их структурных характеристик и параметров механической нагрузки.

Работа выполнена при поддержке Федерального агентства по науке и инновациям (контракт 02.513.11.3190 Программы „Индустрия наносистем и материалов“ и грант НШ-4518.2006.1 поддержки ведущих научных школ), программы РАН „Структурная механика материала и элементов конструкций“, Фонда CRDF (грант N RUE2-2684-ST-05), Санкт-Петербургского научного центра РАН и Комитета по науке и высшей школе Санкт-Петербурга (грант PD07-1.10-71).

PACS: 61.46.-w, 62.25.+g, 81.05.Je

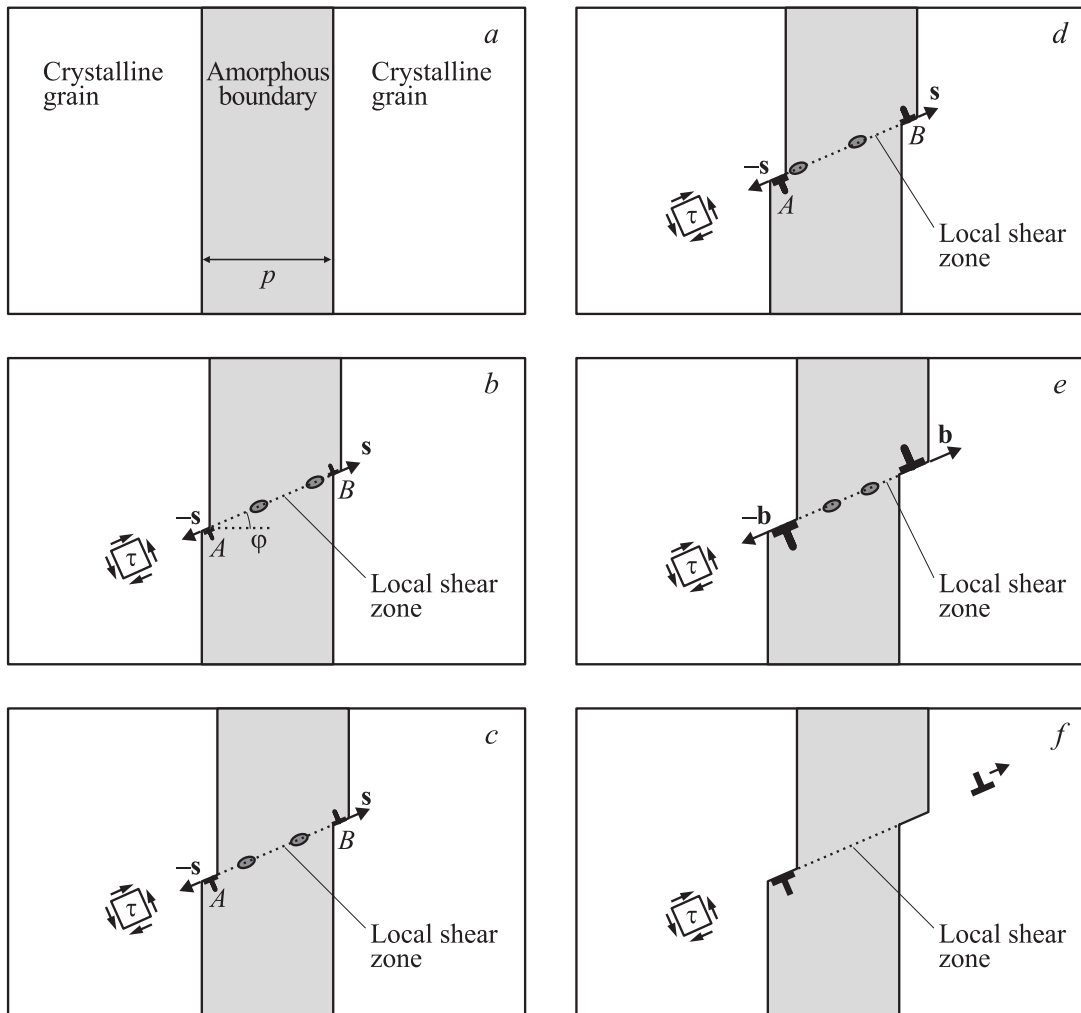
## 1. Введение

Дислокации представляют собой типичные дефекты в наноструктурных материалах и существенным образом влияют на их физические и механические свойства (см., например, [1–11]). В частности, дислокационная пластичность играет важную роль в формировании уникальных механических свойств нанокристаллических металлов и керамик [1–11]. Вместе с тем наномасштабные эффекты и влияние поверхностей раздела затрудняют, а нередко и полностью подавляют действие традиционных источников типа Франка–Рида в нанокристаллических материалах [11,12]. При этом наряду с решеточным дислокационным скольжением в пластическую деформацию нанокристаллических материалов значимый вклад вносят межзеренное скольжение и другие пластические процессы, реализующиеся в межзеренных и межфазных границах (см., например, [6,11–15]). В частности, межзеренное скольжение является одной из доминирующих мод пластической деформации в высокопрочных нанокристаллических керамиках (см. экспериментальные данные [13,14] и результаты компьютерного моделирования [15]), которые имеют большую технологическую значимость. Так, согласно данным компьютерной модели [15], пластическое течение в нанокристаллической фазе кубического карбида кремния (3C-SiC) с аморфными межзеренными границами реализуется путем межзеренного скольжения и решеточного дислокационного скольжения. При этом на первой стадии нагружения под действием индентера доминирует пластическая деформация в „мягкой“ аморфной межзеренной фазе, в то время как на второй стадии доминирует дислокационное

скольжение в более „жестких“ кристаллических нанозернах. В данном контексте с учетом неэффективности действия традиционных источников дислокаций в нанозернах значительный интерес представляет вопрос о физических микромеханизмах, которые ответственны за зарождение дислокаций в деформируемых нанокерамиках с аморфной межзеренной фазой. Представления о таких микромеханизмах чрезвычайно важны для развития физической теории уникальных механических свойств высокопрочных нанокерамик. Основная цель настоящей работы — разработка теоретической модели зарождения диполей решеточных дислокаций посредством локальной пластической деформации в аморфных межзеренных границах в нанокерамиках при механическом нагружении.

## 2. Модель зарождения решеточных дислокаций на аморфных межзеренных границах в нанокерамиках. Основные положения

Рассмотрим нанокристаллический керамический материал, состоящий из наномасштабных зерен — нанокристаллитов, разделенных аморфными межзеренными границами (межзеренные границы в нанокерамиках зачастую имеют аморфную структуру вследствие особенностей их получения [11]). Подобный материал представляет собой нанокompозит, кристаллические зерна и аморфные межзеренные границы которого являются отдельными фазами композита. В общем случае хими-



**Рис. 1.** Схема зарождения дислокаций на аморфной межзеренной границе (темная полоса) в деформируемой нанокерамике. *a* — исходное состояние; *b* — в точках *A* и *B* аморфной межзеренной границы зарождаются дислокации с малыми векторами Бюргера  $\pm s$  за счет локальной пластической деформации в сечении *AB* аморфной межзеренной границы, элементарными актами пластической деформации в аморфной межзеренной границе являются локальные пластические сдвиги, которые схематически изображены в виде эллипсов в сечении *AB* (см. текст); *c, d* — модуль вектора Бюргера *s* постепенно растет за счет локальной пластической деформации в сечении *AB* аморфной межзеренной границы; *e* — дислокационный диполь превращается в „обычный“ диполь решеточных краевых дислокаций с векторами Бюргера  $\pm b$ ; *f* — испускание одной из зародившихся дислокаций в соседнее зерно.

ческий состав этих фаз может быть одинаковым или разным в зависимости от конкретного керамического материала и способа его изготовления.

Согласно данным компьютерной модели [15], в нанокристаллической фазе кубического карбида кремния (3C-SiC) с аморфными межзеренными границами пластическая деформация на первой стадии нагружения реализуется путем межзеренного скольжения, а затем (на второй стадии) происходит переход к решеточному дислокационному скольжению в кристаллических нанозернах. При этом на второй стадии в нанозернах наблюдались частичные дислокации, соединенные дефектами упаковки с аморфными межзеренными границами [15]. На основе указанного наблюдения, а также учитывая

факт подавления действия традиционных источников дислокаций в нанозернах, мы полагаем, что дислокации в деформируемых нанокерамиках с аморфной межзеренной фазой могут эффективно зарождаться на аморфных межзеренных границах. Исследуем данное утверждение в рамках двумерной модели зарождения дислокационного диполя на аморфной границе, представляемой в виде прослойки толщиной *p*, в нанокерамическом материале (рис. 1). Согласно предлагаемой модели, две дислокации с противоположными по знаку и одинаковыми по модулю векторами Бюргера зарождаются на противоположных границах раздела между аморфной прослойкой и соседними кристаллическими нанозернами (рис. 1, *a-e*) за счет локальной пластиче-

ской деформации в некотором сечении  $AB$  аморфной прослойки. В общем случае после зарождения на аморфной межзеренной границе дислокации при определенных условиях (детальное изучение которых выходит за рамки настоящей работы) скользят внутри соседних нанозерен (рис. 1,  $f$ ) и таким образом обеспечивают их деформирование.

Рассмотрим особенности локальной пластической деформации в сечении  $AB$  аморфной межзеренной границы в нанокерамике. Пластическая деформация в металлических стеклах [16] при высоких температурах и аморфном кремнии [17–19] осуществляется за счет отдельных локальных пластических сдвигов. Такие сдвиги представляют собой локальные структурные трансформации и реализуются в атомных кластерах, имеющих избыточный объем и низкое сопротивление сдвигу по сравнению с таковыми окружающей аморфной структуры [16–19]. Аморфный кремний является типичной аморфной структурой с ковалентными межатомными связями и поэтому служит модельной системой для аморфных керамических структур с ковалентными межатомными связями [17–19]. В данном контексте мы, следуя [17–19], будем полагать, что локальная пластическая деформация в сечении  $AB$  аморфной межзеренной границы в нанокерамике также осуществляется за счет отдельных локальных пластических сдвигов. При этом локальные пластические сдвиги происходят пространственно-неупорядоченным образом во всем сечении  $AB$  и приводят к постепенному увеличению модуля  $s$  векторов Бюргера дислокаций в точках  $A$  и  $B$  в процессе их зарождения (рис. 1). Данный процесс подобен процессу зарождения дислокационных диполей в Гам-металле (Gum Metal) [20] и других дислокационных конфигураций в нанокристаллических материалах [21] и тонких пленках [22] посредством идеального наноскопического сдвига. При этом отличительной особенностью зарождения дислокаций является постепенное увеличение модуля их вектора Бюргера в процессе зарождения [20–22].

### 3. Расчет энергии зарождения решеточных дислокаций на аморфных межзеренных границах в нанокерамиках

Основные параметры, описывающие процесс зарождения дислокационного диполя на аморфных межзеренных границах, — это его энергия и критическое значение внешнего напряжения, необходимое для атермического (без какого-либо энергетического барьера) осуществления такого процесса зарождения (рис. 1,  $a-e$ ). Проведем расчет зависимости энергии зарождения дислокаций (рис. 1) в нанокерамиках с аморфными межзеренными границами от модуля  $s$  вектора Бюргера этих дислокаций.

Изменение энергии  $\Delta W$ , характеризующее зарождение дислокационного диполя по схеме, изображенной на рис. 1, представим в виде следующей суммы:

$$\Delta W = W_e - A, \quad (1)$$

где  $W_e$  — собственная энергия дислокационного диполя,  $A$  — работа внешнего напряжения  $\tau$  по зарождению диполя дислокаций. Строго говоря, необходимо также учитывать образование ступенек на границах раздела между кристаллической и аморфной фазами в результате сдвига (рис. 1), а следовательно, и изменение энергий таких границ в результате увеличения их площади. Однако на практике поверхности границ раздела между кристаллической и аморфной фазами не являются идеально ровными. Они изначально имеют неровности (рис. 2,  $a$ ), и локальная пластическая деформация в сечении  $AB$  аморфной межзеренной границы может реализоваться таким образом, что ступенька, зарождающаяся на одной стороне аморфной границы, исчезает на противоположной (рис. 2,  $b$ ). При этом суммарная площадь границ раздела между аморфной и кристаллической фазами не изменяется. Данное обстоятельство позволяет нам пренебречь возможным изменением суммарной площади границ раздела при расчете энергии  $\Delta W$ .

Проведем расчет энергии  $\Delta W$  в рамках изотропной теории упругости, полагая в первом приближении нанокерамику упруго изотропным твердым телом с модулем сдвига  $G$  и коэффициентом Пуассона  $\nu$ . При этом собственная энергия дислокационного диполя с учетом энергии ядер дислокаций задается известной формулой [23]

$$W_e = \frac{Gs^2}{2\pi(1-\nu)} \left( \ln \frac{p/\cos\varphi - s}{s} + 1 \right). \quad (2)$$

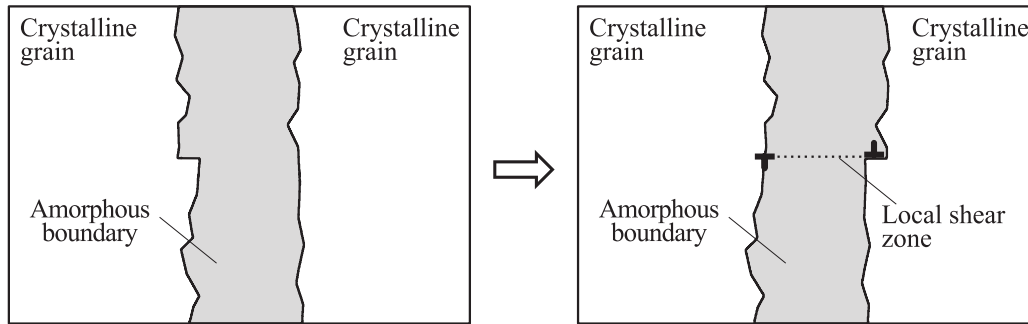
Здесь  $s$  — величина вектора Бюргера дислокаций диполя, изменяющаяся в диапазоне  $0 \leq s \leq b$  ( $b$  — модуль решеточного вектора Бюргера),  $p$  — толщина границы,  $\varphi$  — угол между направлением сдвига (осью диполя) и нормалью к границе,  $p/\cos\varphi$  — плечо диполя (рис. 1,  $b$ ). Работа внешних сдвиговых напряжений  $\tau$  рассчитывается по формуле

$$A = (\tau - \tau_a)sp/\cos\varphi. \quad (3)$$

Здесь предел текучести  $\tau_a$  аморфной фазы характеризует ее сопротивление пластическому сдвигу в сечении  $AB$ , имеющем длину  $p/\cos\varphi$ . Таким образом, из (1)–(3) имеем

$$\Delta W = \frac{Gs^2}{2\pi(1-\nu)} \left( \ln \frac{p/\cos\varphi - s}{s} + 1 \right) - (\tau - \tau_a)sp/\cos\varphi. \quad (4)$$

Полученная зависимость (4) энергии зарождения дислокаций (рис. 1) от модуля  $s$  вектора Бюргера этих дислокаций будет использована в следующем разделе



**Рис. 2.** Зарождение дислокационного диполя на аморфной межзеренной границе (темная полоса) с неровностями в деформируемой нанокерамике. *a* — исходное состояние аморфной межзеренной границы, границы раздела между аморфной и кристаллической фазами имеют шероховатости, в частности ступеньки; *b* — состояние границы после локальной пластической деформации в сечении *AB* аморфной межзеренной границы, в данном случае пластической деформации не возникает суммарной площади поверхностей границ раздела кристалл–стекло, так как на левой границе изначально существовавшая ступенька исчезает, а на правой границе, изначально ровной, ступенька появляется.

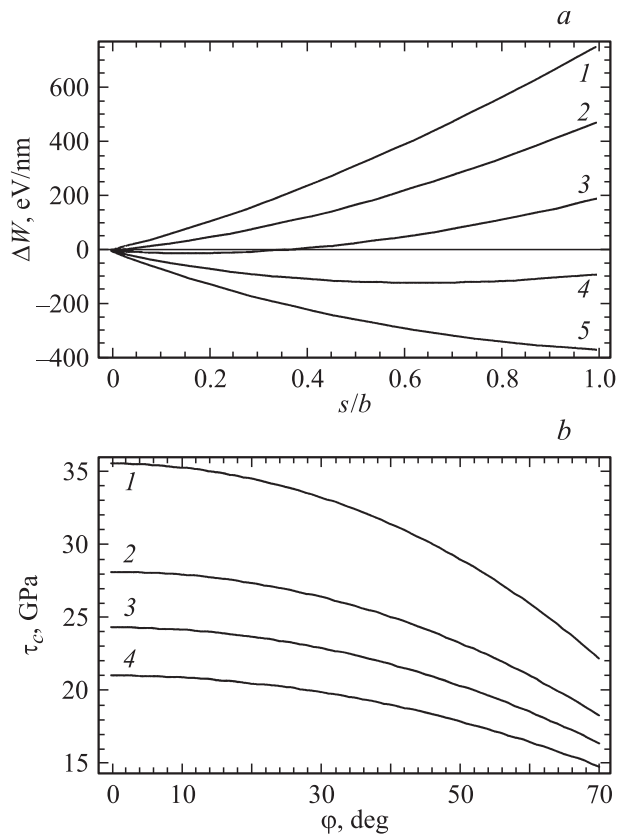
для оценки характеристических энергий и критического напряжения для безбарьерного зарождения решеточных дислокаций на аморфных межзеренных границах в нанокерамиках 3C-SiC и TiN/*a*-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>.

#### 4. Оценка характеристических энергий и критического напряжения для зарождения решеточных дислокаций на аморфных межзеренных границах в нанокерамиках 3C-SiC и TiN/*a*-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>

С помощью формулы (4) проведем оценку значения  $\Delta W$  в случаях нанокристаллического кубического карбида кремния (3C-SiC) и нанокompозита TiN/*a*-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>. В наших расчетах мы используем следующие типичные значения параметров 3C-SiC:  $G = 217$  GPa,  $\nu = 0.23$  [24], параметр решетки  $a = 4.36$  Å [25],  $b = a/\sqrt{2} = 3.08$  Å. Для нанокompозита TiN/*a*-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> используется усредненное значение упругих модулей с учетом объемных долей фаз нанокompозита. При этом для TiN характерны следующие значения параметров:  $G = 174$  GPa,  $\nu = 0.23$  [26], параметр решетки  $a = 4.24$  Å [27],  $b = a/\sqrt{2} = 3.00$  Å. Упругие константы аморфной фазы *a*-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> имеют следующие значения [28]:  $G \approx 119$  GPa,  $\nu = 0.2$ . Если обозначить объемную долю аморфной фазы *a*-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> как  $f$ , то упругие модули композита TiN/*a*-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> можно представить следующим образом:  $G_{\text{TiN}/a\text{-Si}_3\text{N}_4} = fG_{\text{Si}_3\text{N}_4} + (1-f)G_{\text{TiN}}$ ,  $\nu_{\text{TiN}/a\text{-Si}_3\text{N}_4} = f\nu_{\text{Si}_3\text{N}_4} + (1-f)\nu_{\text{TiN}}$ . Предполагая для простоты кубическую форму зерен, из элементарных геометрических соображений объемную долю  $f$  можно выразить через толщину границы зерна  $p$  и размер зерна  $d$  как  $f = \frac{1}{2} \left[ 1 - \left( \frac{d}{d+2p} \right)^3 \right]$ . Для определенности в настоящей работе мы полагаем  $d = 25$  nm.

Величина предела текучести  $\tau_a$  аморфной фазы (которая обычно имеет зависимость напряжение–деформация, близкую к таковой для идеального упругопластического материала) связана с твердостью материала по Викерсу  $H_V$  феноменологическим соотношением вида  $\tau_a \approx H_V/3$  [29]. Согласно данным экспериментов [30] и моделирования методами молекулярной динамики [31], твердость аморфного SiC  $H_V \approx 30$  GPa, что дает  $\tau_a \approx 10$  GPa. Для аморфного Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> мы используем величину предела текучести  $\tau_a \approx 7.7$  GPa, что соответствует экспериментальному значению твердости  $H_V \approx 23$  GPa аморфной фазы *a*-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> [32].

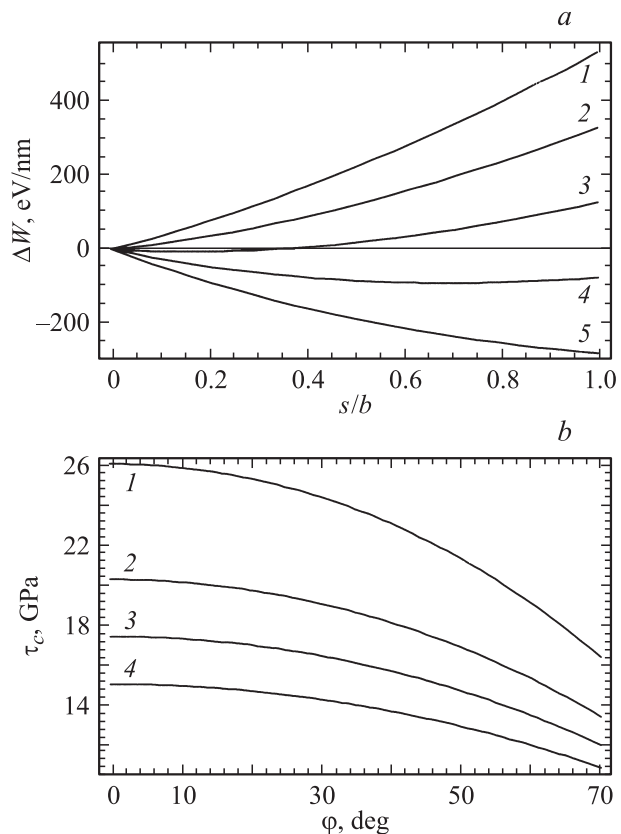
На рис. 3, *a* построены зависимости  $\Delta W(s)$  для случая зарождения дислокационного диполя в аморфной прослойке толщиной  $p = 10$  nm в нанокерамике 3C-SiC для разных значений напряжения  $\tau$  и угла  $\varphi = 45^\circ$ . Видно, что по достижении определенного критического напряжения  $\tau_c$  зависимость  $\Delta W(s)$  становится монотонно убывающей в диапазоне  $0 \leq s \leq b$ , т.е. реализуется безбарьерное зарождение диполя дислокаций на аморфной межзеренной границе. Основным геометрическим параметром, определяющим величину критического напряжения  $\tau_c$ , является длина  $p/\cos \varphi$  сечения аморфной межфазной границы, вдоль которой осуществляется пластический сдвиг. На рис. 3, *b* приведены зависимости  $\tau_c(\varphi)$  для разных величин  $p$ . Видно, что с ростом параметров  $p$  и  $\varphi$  в нанокерамике 3C-SiC происходит падение критического напряжения  $\tau_c$ . Анализ зависимости  $\tau_c(\varphi)$  позволяет сделать вывод, что зарождение дислокаций по рассматриваемому механизму (рис. 1) возможно только на достаточно толстых аморфных межзеренных границах. Так, для  $p = 10$  nm критическое напряжение  $\tau_c$  в зависимости от угла  $\varphi$  варьируется в диапазоне от 15 до 20 GPa. Хотя эти величины достаточно велики (в частности, превышают предел текучести  $\tau_a$  для аморфной фазы SiC), они достижимы в экспериментах по индентированию. Вместе



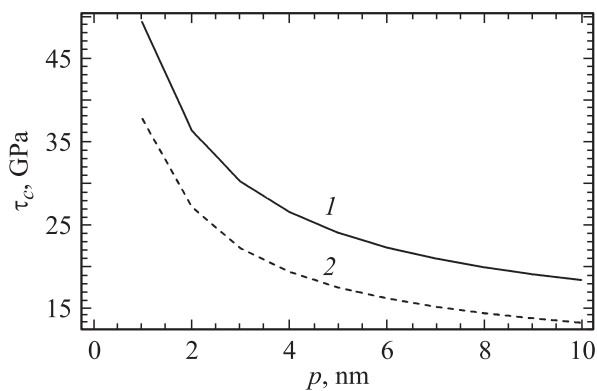
**Рис. 3.** Зависимости, характеризующие процесс зарождения диполя дислокаций на аморфной межзеренной границе в нанокерамике 3C-SiC. *a* — зависимость изменения энергии  $\Delta W$  системы (в результате зарождения дислокационного диполя) от модуля вектора Бюргерса  $s$  дислокаций для следующих значений параметров:  $p = 10$  nm,  $\phi = 45^\circ$ ,  $\tau = 4$  (1), 8 (2), 12 (3), 16 (4) и 20 GPa (5); *b* — зависимость критического напряжения  $\tau_c$  (при котором реализуется безбарьерное зарождение дислокационного диполя) от угла  $\phi$ , определяющего ориентацию плоскости действия максимальных касательных напряжений,  $p = 3$  (1), 5 (2), 7 (3) и 10 nm (4).

с тем для меньших значений  $p$  (кривые 1–3 на рис. 3, *b*) уровень напряжений, необходимых для зарождения дислокационного диполя, существенно выше (особенно при малых углах  $\phi$ ), т.е. такое зарождение, скорее всего, неосуществимо.

Рис. 4, *a, b* представляет зависимости  $\Delta W(s)$  (для  $p = 10$  nm,  $\phi = 45^\circ$  и разных значений внешнего напряжения  $\tau$ ) и  $\tau_c(\phi)$  (для разных значений  $p$ ) в случае нанокompозита TiN/*a*-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>. Выводы, сделанные выше для 3C-SiC, полностью справедливы и для TiN/*a*-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, т.е. генерация дислокационного диполя на аморфной межфазной границе происходит при реалистичных значениях внешнего напряжения, только если толщина  $p$  границы достаточно велика (10 nm и более). Например, при  $p = 10$  nm критическое напряжение лежит в диапазоне от 11 до 15 GPa в зависимости от величины угла  $\phi$ . Эти напряжения превышают величину предела текучести  $\tau_a$  для аморфной фазы Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, но



**Рис. 4.** Зависимости, характеризующие процесс зарождения диполя дислокаций на аморфной межзеренной границе в нанокompозите TiN/*a*-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>. *a* — зависимость изменения энергии  $\Delta W$  системы (в результате зарождения дислокационного диполя) от модуля вектора Бюргерса  $s$  дислокаций для следующих значений параметров:  $p = 10$  nm,  $\phi = 45^\circ$ ,  $\tau = 3$  (1), 6 (2), 9 (3), 12 (4) и 15 GPa (5); *b* — зависимость критического напряжения  $\tau_c$  (при котором реализуется безбарьерное зарождение дислокационного диполя) от угла  $\phi$ , определяющего ориентацию плоскости действия максимальных касательных напряжений,  $p = 3$  (1), 5 (2), 7 (3) и 10 nm (4).



**Рис. 5.** Зависимости критического напряжения  $\tau_c$  (при котором реализуется безбарьерное зарождение дислокационного диполя) для нанокерамик 3C-SiC (1) и TiN/*a*-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> (2) от толщины  $p$  аморфной межзеренной границы при  $\phi = 45^\circ$ .

достижимы в экспериментах по индентированию. Более детально зависимости  $\tau_c(p)$  для нанокерамик 3C-SiC и TiN/a-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> при  $\varphi = 45^\circ$  приведены на рис. 5. Хорошо видна тенденция к значительному росту  $\tau_c$  с уменьшением толщины границы  $p$  (а следовательно, и объемной доли  $f$  зернограничной аморфной фазы). Эта тенденция соответствует экспериментальным данным [32] для нанокомпозита TiN/a-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, указывающим на рост твердости с уменьшением объемной доли аморфной фазы.

Следует также отметить, что величины критического напряжения  $\tau_c$ , оценка которых приведена выше, весьма значительны. В частности, напряжение  $\tau_c$  превышает напряжение Пайерлса  $\tau_p$ , которое в керамиках имеет высокие значения (из-за высоких значений  $\tau_p$  движение дислокаций в кристаллических керамиках практически полностью подавлено при низких температурах [33]). В первом приближении напряжение Пайерлса можно считать равным пределу текучести  $\tau_p \approx H_V/3$  [33]. Тогда для 3C-SiC, твердость которого  $H_V \approx 42$  GPa [34], напряжение Пайерлса  $\tau_p \approx 14$  GPa. В случае TiN/a-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> напряжение Пайерлса  $\tau_p \approx 9$  GPa, поскольку для кристаллической фазы TiN твердость  $H_V \approx 27$  GPa [32]. Как следует из наших оценок, значения  $\tau_c$  выше  $\tau_p$  во всех диапазонах значений параметров исследуемых нанокерамик. Это означает, что после зарождения дислокаций на аморфных межзеренных границах эти дислокации достаточно легко скользят в кристаллической фазе. Иными словами, критическое напряжение  $\tau_c$  для зарождения дислокаций на аморфных межзеренных границах определяет переход от пластической деформации в аморфной фазе к решеточному скольжению в нанозернах.

## 5. Заключение

Таким образом, в настоящей работе предложена теоретическая модель, описывающая зарождение диполей решеточных дислокаций на аморфных межзеренных границах в нанокристаллических керамиках (рис. 1). Получены оценки энергии зарождения диполей дислокаций в нанокристаллических керамиках 3C-SiC и TiN/a-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> с аморфной межзеренной фазой. Показано, что зарождение дислокаций происходит без энергетического барьера в случае достаточно толстых аморфных межзеренных границ ( $p \geq 10$  nm) и уровне внешних напряжений, превышающих предел текучести  $\tau_a$  аморфной фазы. Рассчитано критическое напряжение  $\tau_c$ , обеспечивающее безбарьерное зарождение дислокационных диполей, в зависимости от толщины границы  $p$  и других параметров системы. Показано, что критическое напряжение  $\tau_c$  растет с уменьшением величины  $p$ . В случае нанокерамик 3C-SiC и TiN/a-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> напряжение  $\tau_c$  обычно превышает напряжение Пайерлса  $\tau_p$  во всех диапазонах значений параметров исследуемых нанокерамик. Поэтому критическое напряжение  $\tau_c$  определяет переход от пласти-

ческой деформации в аморфной фазе к решеточному скольжению в нанозернах в деформируемых нанокерамиках.

Отметим, что зарождение дислокаций на аморфных межзеренных границах является специфическим для нанокристаллических керамики, в которых действие традиционных дислокационных источников типа Франка-Рида подавлено из-за наномасштабных эффектов и влияния внутренних поверхностей раздела. Вместе с тем традиционные дислокационные источники эффективно „работают“ в обычных поликристаллических керамиках. При этом аморфные межзеренные границы не являются существенными факторами для генерирования решеточных дислокаций.

## Список литературы

- [1] K.S. Kumar, S.Suresh, H. Van Swygenhoven. *Acta Mater.* **51**, 5743 (2003).
- [2] О.В. Клявин, В.И. Николаев, Л.В. Хабарин, Ю.М. Чернов, В.В. Шпейзман. *ФТТ* **45**, 2187 (2003).
- [3] С.В. Бобылев, М.Ю. Гуткин, И.А. Овидько. *ФТТ* **46**, 1986 (2004).
- [4] Б.И. Смирнов, В.В. Шпейзман, В.И. Николаев. *ФТТ* **47**, 816 (2005).
- [5] B.Q. Han, E. Lavernia, F.A. Mohamed. *Rev. Adv. Mater. Sci.* **9**, 1 (2005).
- [6] D. Wolf, V. Yamakov, S.R. Phillpot, A.K. Mukherjee, H. Gleiter. *Acta Mater.* **53**, 1 (2005).
- [7] S.V. Bobylev, M.Yu. Gutkin, I.A. Ovid'ko. *Phys. Rev. B* **73**, 064 102 (2006).
- [8] В.В. Шпейзман, В.И. Николаев, Н.Н. Песчанская, А.Е. Романов, Б.И. Смирнов, И.А. Александров, Н.А. Еникеев, В.У. Казыханов, А.А. Назаров. *ФТТ* **49**, 644 (2007).
- [9] Г.А. Малыгин. *ФТТ* **49**, 961 (2007).
- [10] С.В. Бобылев, Н.Ф. Морозов, И.А. Овидько. *ФТТ* **49**, 1044 (2007).
- [11] C.C. Koch, I.A. Ovid'ko, S. Seal, S. Veprek. *Structural nanocrystalline materials: fundamentals and applications*. Cambridge University Press, Cambridge (2007). 364 p.
- [12] J. Weissmueller, J. Markmann. *Adv. Eng. Mater.* **7**, 202 (2005).
- [13] X. Zhou, D.M. Hulbert, J.D. Kunz, R.K. Sadangi, V. Shukla, B. Kear, A.K. Mukherjee. *Mater. Sci. Eng. A* **394**, 353 (2005).
- [14] X. Xu, T. Nishimura, N. Hirotsaki, R.-J. Xie, Y. Yamamoto, H. Tanaka. *Acta Mater.* **54**, 255 (2006).
- [15] I. Szlufarska, A. Nakano, P. Vashista. *Science* **309**, 911 (2005).
- [16] A.S. Argon. *Acta Mater.* **27**, 47 (1979).
- [17] M.J. Demkowicz, A.S. Argon. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 025 505 (2004).
- [18] M.J. Demkowicz, A.S. Argon. *Phys. Rev. B* **72**, 245 205 (2005).
- [19] M.J. Demkowicz, A.S. Argon. *Phys. Rev. B* **72**, 245 206 (2005).
- [20] M.Yu. Gutkin, T. Ishizaki, S. Kuramoto, I.A. Ovid'ko. *Acta Mater.* **54**, 2489 (2006).
- [21] M.Yu. Gutkin, I.A. Ovid'ko. *Appl. Phys. Lett.* **88**, 211 901 (2006).

- [22] I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinermann. *J. Phys.: Cond. Matter* **19**, 056 008 (2007).
- [23] Дж. Хирт, И. Лоте. Теория дислокаций. Атомиздат, М. (1972). 600 с.
- [24] Z. Ding, S. Zhou, Y. Zhao. *Phys. Rev. B* **70**, 184 117 (2004).
- [25] J. Kräußlich, A.J. Bauer, B. Wunderlich, K. Goetz. *Mater. Sci. Forum* **353–356**, 319 (2001).
- [26] A.S. Maxwell, S. Owen-Jones, N.M. Jennett. *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 970 (2004).
- [27] M. Marlo, V. Milman. *Phys. Rev. B* **62**, 2899 (2000).
- [28] A. Khan, J. Philip, P. Hess. *J. Appl. Phys.* **95**, 1667 (2004).
- [29] S. Veprek, S. Mukherjee, P. Karvankova, H.-D. Mannling, J.L. He, K. Moto, J. Prochazka, A.S. Argon. *J. Vac. Sci. Technol. A* **21**, 532 (2003).
- [30] M.A.E. Khakani, M. Chaker, A. Jean, S. Boily, J.C. Kieffer, M.E. O'Hern, M.F. Ravet, F. Rousseaux. *J. Mater. Res.* **9**, 96 (1994).
- [31] I. Szlufarska, R.K. Kalia, A. Nakano, P. Vashishta. *Appl. Phys. Lett.* **86**, 021 915 (2005).
- [32] J. Patscheider. *Mater. Res. Soc. Bull.* **28**, 180 (2003).
- [33] Yu.V. Milman. In: *Materials science of carbides, nitrides and borides* / Eds Yu.G. Gogotsi, R.A. Andrievskii. Kluwer, Dordrecht (1998). P. 323.
- [34] V.I. Ivashchenko, P.E. Turshi, V.I. Shevchenko. *Phys. Rev. B* **75**, 085 209 (2007).