

# САМОПОДОБНАЯ ТРАНСФОРМАЦИЯ РЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТИ НАПРЯЖЕННОЙ ФОЛЬГИ ИЗ АМОРФНОГО СПЛАВА

*Н. Н. Горобей, А. С. Лукьяненко, А. Е. Чмель\**

*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук  
194021, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 19 ноября 2004 г.

Представлена серия (временная последовательность) топограмм напряженной поверхности фольги из аморфного сплава  $Fe_{70}Cr_{15}V_{15}$ . Показано, что в отличие от фольги из обычного (поликристаллического) металла рельеф поверхности указанного материала изначально обладает фрактальными свойствами, что связано с неравновесными условиями его формирования. После создания на поверхности растягивающего напряжения около 500 МПа фрактальная размерность рельефа сначала возрастает с  $1.21 \pm 0.02$  до  $1.34 \pm 0.03$ , затем быстро убывает до  $1.12 \pm 0.03$  и, наконец, вновь постепенно увеличивается до  $1.22 \pm 0.02$ . Приблизительно через полтора часа на месте сложного рельефа с характерной глубиной в несколько десятков нанометров возникает система регулярных полос сдвига с амплитудой около 300 нм. Самоподобные изменения рельефа объяснены конкуренцией ряда процессов, таких как прорастание трещин, распрямление растягиваемой поверхности, самодиффузия.

PACS: 62.20.Mk, 05.40.-a, 61.43.Dg

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Пространственно-временное самоподобие процессов разрушения, экспериментально показанное на различных масштабных уровнях — наноскопическом [1], микроскопическом [2], лабораторном [3], геофизическом [4], — хорошо известно. Перераспределение энергии в результате локальных актов разрушения и деформаций под действием внешней силы создает динамическое взаимодействие дальнего порядка (т. е. радиус взаимодействия намного превышает размер структурных единиц данного масштабного уровня), в результате чего в открытой, динамически связанной статистической системе возникает фрактальная структура в количественном распределении компонент (в частности, продуктов разрушения) [5, 6], их геометрии [7, 8] и временных последовательностях актов разрушения всех масштабных уровней [9, 10]. Причина (движущая сила) фрактальности остается неясной. Периодически предлагаемые частные модели (например, скейлинг в микроструктуре напряженного металла как

аналог самоподобной агрегации [11], пространственно-инвариантные движения дислокаций в кристалле [12, 13], квантованные атомные перестроения в стекле [14]) используют в своей основе свойства конкретных материалов или условий разрушения и не выходят за рамки «ситуационных» механизмов. Поэтому самоподобие разрушения обычно рассматривается как обязательный, но второстепенный эффект, некий атрибут критического состояния многокомпонентной системы, и в стороне остается тот факт, что цепь актов разрушения на различных структурных уровнях ведет неупорядоченную (не имеющую периодичности) систему к регулярному (самоподобному) состоянию. Это особенно ясно при разрушении аморфных сплавов, где фрактальная структура возникает в весьма однородной среде, в которой изначальные структурные единицы отсутствуют. Наличие преимущественного геометрического порядка в первой координационной сфере металлических стекол (например, усеченных пирамид [15]) является отражением статистической конфигурации кластеров, а не жесткой воспроизводимости базовых структурных единиц (например, тет-

\*E-mail: chmel@mail.ioffe.ru

раздров), как это имеет место в оксидных стеклах.

Накопленные экспериментальные данные (см. обзор [7]) и ряд аналитических работ [4, 14, 16, 17] позволяют считать фрактальность не сопутствующим эффектом разрушения, а его обязательным условием: зарождение и развитие очага разрушения на том или ином структурном уровне возможны лишь тогда, когда возникают условия формирования самоподобной структуры. Этот процесс изучен в настоящей работе: прослежена трансформация поверхностного рельефа напряженной фольги из аморфного сплава. Подобные эксперименты ранее проводились на обычных металлах (Au, Cu, Mo и др.) [18–20], и эволюция рельефа напряженного образца была интерпретирована с точки зрения изменений в дислокационной структуре. Для аморфных сплавов известна методически близкая работа [21], в которой, впрочем, временные изменения деформированной поверхности не рассматривались.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Измерения выполнены с помощью туннельного профилометра, позволяющего получить наноскопические топограммы поверхности с разрешением 300 точек на один проход сканирования протяженностью 6 мкм. Ленточная фольга толщиной 0.03 мм из аморфного сплава  $Fe_{70}Cr_{15}V_{15}$ , полученного сверхбыстрым охлаждением на вращающемся диске, изгибалась и закреплялась на цилиндре диаметром 15 мм. При этом на ее наружной поверхности возникала растягивающая нагрузка около 500 МПа, что составляло приблизительно десятую часть от предельной прочности фольги на разрыв. Поверхность была нагружена достаточно неоднородно из-за естественной вариации толщины фольги, полученной в динамичных условиях. Однако размер областей неоднородности значительно превышал площадь доступной области сканирования, приблизительно 20 мкм<sup>2</sup>, т.е. макроскопическая неравномерность нагрузки не могла качественно влиять на изучаемый микропроцесс. Время одного продольного прохода зонда профилометра составляло 0.5 мин. После сканирования участка размером  $3 \times 6$  мкм<sup>2</sup> зонд возвращался в исходное положение и начиналась запись следующей топограммы. Первая топограмма записывалась через несколько минут после приложения нагрузки, и сканирование продолжалось до появления поперечных регулярных «борозд» (примерно через 1.5 ч при указанном режиме нагружения), геометрия которых не изменялась в течение последующих нескольких часов. В

работе изучался переходный процесс до возникновения этой стационарной структуры, которая в работах [22, 23] была отнесена к полосам сдвига.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Примеры топограмм, полученных до нагружения и через различные промежутки времени после нагружения, показаны на рис. 1. Видно, что растягивающие нагрузки вызывают немедленное увеличение глубины рельефа и постепенное усложнение профиля поверхности за счет исчезновения относительно ровных участков, характерных для ненагруженного образца. Для проведения статистического анализа, т.е. количественной оценки неровности исходной и модифицированной растяжением поверхностей, были выделены профили участков, записанные на различных стадиях нагружения. Универсальной характеристикой самоподобных объектов может служить их фрактальная размерность  $D$ , для определения которой были измерены малые приращения расстояния  $\Delta$  вдоль координаты  $r$  по ходу зонда профилометра. Анизотропия (самоафинная) структура должна удовлетворять степенному закону:

$$\langle |h(r + \Delta) - h(r)| \rangle \propto \Delta^H, \quad (1)$$

где  $h$  — высота профиля,  $H$  — показатель Херста,  $\Delta \rightarrow 0$ , а угловые скобки означают усреднение по всем парам экспериментальных точек. Как видно, показатель Херста характеризует неровность поверхности. Для двумерного профиля его величина связана с фрактальной размерностью простым соотношением:

$$D = 2 - H. \quad (2)$$

Величина  $H$  определялась из графиков зависимости  $|h(r + \Delta) - h(r)|$  от  $\Delta$  для усредненных по всему профилю (по всем экспериментальным точкам  $h_i$ ,  $i = 1, 2, \dots, 300$ ) абсолютных значений приращения  $\Delta$  (рис. 2). В двойном логарифмическом масштабе на большей части интервала значений  $h$ , определяемого глубиной рельефа, графики представляют собой прямую линию с наклоном  $H$ , отвечающую степенному закону (1). Отклонение от прямой в области малых значений  $\Delta$  связано с предельным разрешением профилометра, а в области наибольших значений — недостаточной статистикой глубоких «провалов» рельефа.

Степенной закон свидетельствует об отсутствии характеристической глубины, т.е. о самоподобии геометрических свойств рельефа [7] на различных масштабных уровнях. Изменение показателя Херста

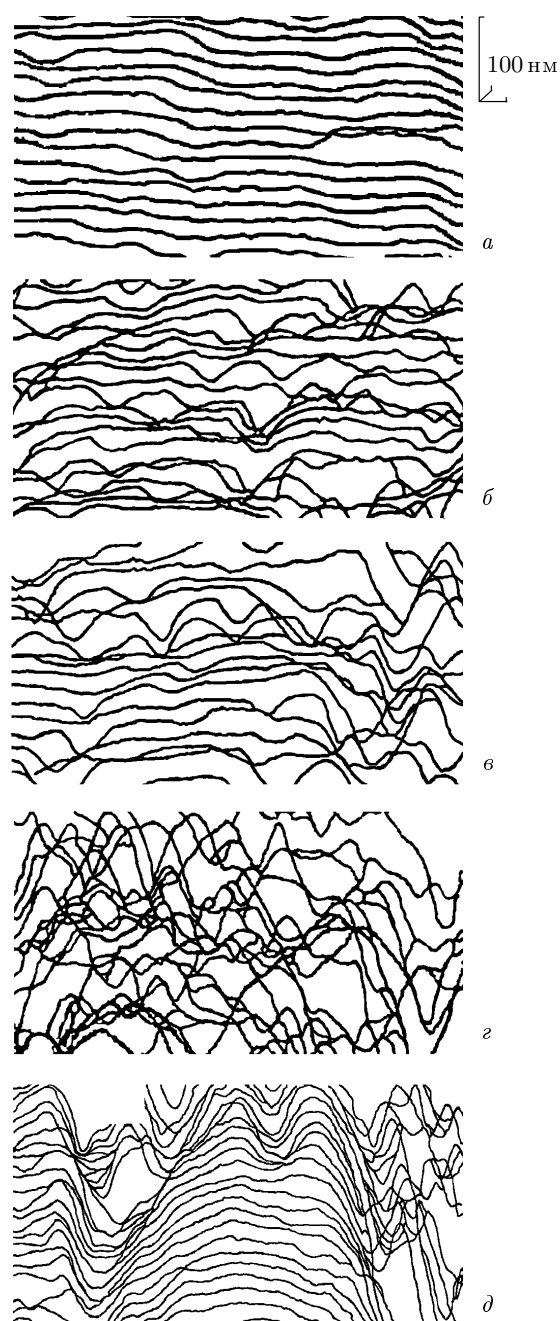


Рис. 1. Профили поверхности, записанные до приложения растягивающего напряжения (*a*) и через 9 мин (*б*), 31 мин (*в*), 79 мин (*г*), 150 мин (*д*) после нагружения

$H$  связано с непрерывной перестройкой структуры в рамках этого подобию. Для исходного (ненагруженного) образца определенная по формуле (4) фрактальная размерность оказалась равной  $D = 1.21 \pm 0.02$ .

Этот результат является неожиданным. Гладкой

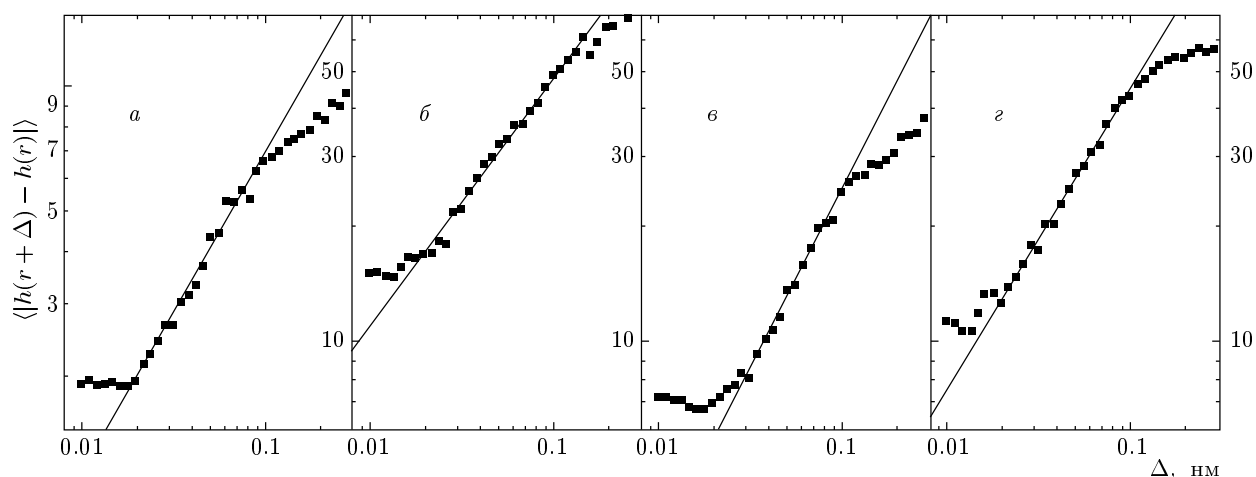
плоской поверхности отвечает предельное значение фрактальной размерности ( $D = 1$ ). Фрактальная размерность, превышающая единицу, указывает на самоподобие рельефа, что трудно было ожидать для естественно затвердевшей поверхности (в отличие от неравновесной поверхности разрушения [7–9, 17]). Например, в работе [20] для фрактальной поверхности фольги поликристаллической меди приведено значение  $D_{Cu} = 1.00 \pm 0.05$ .

По-видимому, отличие фрактальной размерности поверхности аморфного сплава от единицы (рис. 2*a*) связано со специфическими условиями формирования твердой границы при сверхбыстром охлаждении расплава. Неравновесное состояние системы нашло отражение в топологических свойствах объекта.

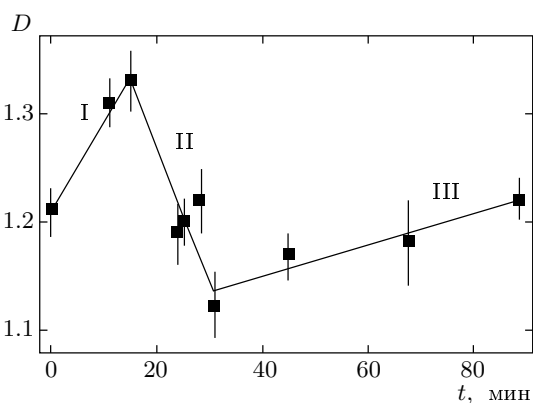
Изменение фрактальной размерности по мере увеличения времени изометрического нагружения фольг  $Fe_{70}Cr_{15}B_{15}$  показано на рис. 3. Можно видеть, что величина  $D$  в первые примерно 15 мин возрастает от 1.21 до 1.34, за последующие 10 мин уменьшается до 1.12, а затем постепенно увеличивается до 1.22. Эти три стадии трансформации поверхности связаны с наличием конкурентных процессов, по-разному влияющих на геометрию поверхности. «Немонотонное» поведение аморфных сплавов при деформации отмечалось ранее [23].

Первоначальный рост фрактальной размерности происходит в результате быстрого прорастания исходных дефектов с поверхности в глубь образца (этап I), что хорошо заметно даже при простом сравнении глубины рельефа до и после приложения нагрузки (см. рис. 1*a, б*). Затем величина  $D$  резко уменьшается (этап II), т. е. происходит выравнивание рельефа. Это явление — уменьшение  $D$  после приложения нагрузки — наблюдалось также в работе [21] в аморфном сплаве  $Fe_{77}Ni_1Si_9B_{13}$ , авторы которой объяснили выравнивание рельефа эффектом, подобным распрямлению смятого листа бумаги под действием растягивающей нагрузки. При этом о первоначальном росте величины  $D$  не сообщалось. По-видимому, этот этап в работе [21] не был зарегистрирован, поскольку временная эволюция рельефа не исследовалась, а только сравнивались поверхности до и после деформации, т. е. этап увеличения  $D$  из-за первичного роста трещин мог быть пропущен.

В нашем случае можно полагать, что непосредственно после нагружения уменьшение  $D$  за счет распрямления рельефа было подавлено ростом  $D$  из-за прорастания трещин. После стабилизации трещин на втором этапе эффект распрямления преобладает.



**Рис. 2.** Приращения высот, усредненные по всем парам точек профиля, в зависимости от расстояния  $\Delta$  между точками по горизонтали для фольги  $\text{Fe}_{70}\text{Cr}_{15}\text{V}_{15}$  до приложения растягивающего напряжения (*a*) и через 15 мин (*б*), 31 мин (*в*), 89 мин (*г*) после нагружения. Прямые линии соответствуют зависимости (1), где  $H = 0.79$  (*a*),  $0.66$  (*б*),  $0.88$  (*в*),  $0.78$  (*г*)



**Рис. 3.** Фрактальная размерность поверхностного рельефа фольги  $\text{Fe}_{70}\text{Cr}_{15}\text{V}_{15}$  на различных временных этапах нагружения, условно обозначенных отрезками прямых линий

Дальнейшая трансформация (этап III) ведет к очевидному усложнению рельефа поверхности (рис. 1*г*), сопровождаемому монотонным увеличением фрактальной размерности. Мы полагаем, что изменения на последнем этапе происходят за счет самодиффузии.

Этап III заканчивается быстрым формированием стационарной поперечно-ориентированной текстуры при достижении значения  $D = 1.22$ . Интересно, что в соответствии с соотношением (2) этому значению  $D$  отвечает  $H = 0.78$ . В ряде работ [7, 20, 24] высказывалось предположение, что, возможно,

величина показателя Херста  $H = 0.78-0.80$  имеет универсальный характер для поверхности разрушения твердых тел любой структуры как индикатор «быстрого» процесса. Тот факт, что показатель Херста для исходной поверхности быстро охлажденного аморфного сплава также оказался равным  $0.79$ , позволяет уточнить, что это значение может быть характерным для любой поверхности, сформировавшейся в неравновесных динамических условиях.

Авторы признательны А. М. Лексовскому за прочтение рукописи и обсуждение результатов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. A. Chmel and V. S. Shashkin, *Europhys. Lett.* **55**, 235 (2001).
2. J. J. Mecholsky, D. E. Passoja, and K. S. Feinberg-Ringel, *J. Amer. Ceram. Soc.* **72**, 60 (1989).
3. A. Zang, F. C. Wagner, S. Stanchits et al., *Geophys. J. Int.* **135**, 1113 (1998).
4. D. Sornette and C. G. Sammis, *J. de Phys. I* **5**, 607 (1995).
5. A. Petri, G. Paparo, A. Vespignani et al., *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3423 (1994).
6. A. Carpinteri, G. Lacidogna, and N. Pugno, *Int. J. Fracture* **129**, 131 (2004).

7. E. Bouchaud, *J. Phys.: Condens. Matter* **9**, 4319 (1997).
8. A. Chmel, G. T. Petrovsky, V. S. Shashkin, and A. N. Smirnov, *Int. J. Fracture* **101**, L41 (2000).
9. G. Caldarelli, C. Castellano, and A. Petri, *Phil. Mag. B* **79**, 1939 (1999).
10. R. Korsnes, S. R. Souza, R. Donangelo et al., *Physica A* **331**, 291 (2004).
11. D. A. Hughes, Q. Liu, D. C. Chrzan, and N. Hansen, *Acta Mater.* **45**, 105 (1997).
12. M.-C. Miguel, A. Vespignani, S. Zapperi et al., *Mater. Sci. Eng. A*, **309–310**, 360 (2001).
13. M.-C. Miguel, A. Vespignani, S. Zapperi et al., *Nature* **410**, 667 (2001).
14. J. K. West, J. J. Mecholsky, and L. L. Hench, *J. Non-Cryst. Sol.* **260**, 99 (1999).
15. D. B. Miracle, *J. Non-Cryst. Sol.* **317**, 40 (2003).
16. Я. Л. Кобелев, Л. Я. Кобелев, Е. П. Романова, *ДАН* **370**, 757 (2000).
17. P. G. Kapiris, G. T. Balasis, J. A. Koranas et al., *Nonlin. Proc. Geophys.* **11**, 137 (2004).
18. В. И. Веттегрень, С. Ш. Рахимов, В. Н. Светлов, *ФТТ* **40**, 3635 (1998).
19. А. Я. Башкарев, В. И. Веттегрень, В. Н. Светлов, *ФТТ* **44**, 1260 (2002).
20. M. Zaiser, F. Magdani, V. Koutsos, and E. Aifantis, E-print archives, cond-mat/0405069.
21. В. Л. Гиляров, В. Е. Корсуков, П. Н. Бутенко, В. Н. Светлов, *ФТТ* **46**, 1806 (2004).
22. А. М. Брагинский, А. Ю. Виноградов, А. М. Лексовский, Б. М. Медведев, *Письма в ЖТФ* **12**, 1111 (1988).
23. А. Ю. Виноградов, А. М. Лексовский, В. А. Берштейн и др., *ФТТ* **30**, 550 (1988).
24. A. Hansen, E. L. Himrichsen, K. J. Maloy, and S. Roux, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 205 (1993).