

Универсальность и масштабное подобие при неустойчивом пластическом течении

М. А. Лебедкин¹), Л. Р. Дунин-Барковский¹), Т. А. Лебедкина¹)

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 4 октября 2002 г.

Экспериментально исследованы статистические свойства скачкообразной деформации сплава Cu-Be, обусловленной низкотемпературной неустойчивостью пластического течения. При высокой скорости деформации найдены степенные корреляции параметров скачков нагрузки, отвечающие масштабнo-инвариантному поведению. Сопоставление с данными для другого механизма пластической неустойчивости – эффекта Портевена–Ле Шателье – свидетельствует о существовании универсальных закономерностей, определяющих динамику дислокационного ансамбля в условиях пластической неустойчивости.

PACS: 05.65.+b, 62.20.Fe, 81.05.Vx

Пластическое течение твердых тел представляет собой пример нелинейного динамического явления в распределенной диссипативной системе – ансамбле дефектов кристаллической структуры. Динамика таких систем подчиняется единым закономерностям и, в частности, ей свойственна самоорганизация на разных масштабных уровнях в пространстве и/или времени [1]. Поэтому в последнее время возник интерес к изучению пластического течения с точки зрения самоорганизации движения дислокаций – основных носителей пластичности [2, 3]. В некоторых случаях коллективные процессы в дислокационном ансамбле проявляются на макроскопическом уровне в виде скачкообразных деформационных кривых, отражающих сложную эволюцию напряжения течения [3, 4]. При этом самоорганизация во времени сопровождается пространственной самоорганизацией – локализацией пластического течения в деформационных полосах, которые могут быть неподвижными или распространяться вдоль кристалла в виде уединенных волн [3]. Такое сложное пространственно-временное поведение привлекает внимание к анализу кривых скачкообразной деформации с помощью методов теории динамических систем.

В последние годы (см., например, [5–9]) на основании статистического, динамического и мультифрактального анализов деформационных кривых были найдены сложные корреляции пластических процессов в условиях скачкообразной деформации сплавов, обусловленной динамическим взаимодействием дислокаций с атомами примеси – эффектом Портевена–Ле Шателье (ПЛШ) [3]. Оказалось, что

при невысоких скоростях деформации характер течения соответствует динамическому хаосу [10], а при повышении скорости происходит переход к самоорганизующейся критичности (СОК) [11]. В то же время, пластическая неустойчивость может иметь разную микроскопическую природу, благодаря чему появляется возможность изучать универсальные и уникальные динамические проявления физически различных механизмов. В данной работе исследована статистика низкотемпературной неустойчивости на примере скачкообразной деформации поликристаллов сплава Cu-Be, демонстрирующего большое число скачков нагрузки при гелиевых температурах.

Типичная экспериментальная схема, применяемая для таких исследований, заключается в растяжении (сжатии) образца с постоянной скоростью деформации $\dot{\epsilon}_a$ и регистрации необходимого для этого усилия (в определенном смысле она противоположна традиционной схеме физического эксперимента, когда задается внешнее воздействие и измеряется отклик системы). Деформация с заданной скоростью $\dot{\epsilon}_a$ осуществляется за счет пластической деформации образца со скоростью $\dot{\epsilon}$ и упругой деформации системы образец – деформирующая машина со скоростью $\dot{\sigma}/M$ (σ – механическое напряжение, M – жесткость системы): $\dot{\epsilon}_a = \dot{\epsilon} + \dot{\sigma}/M$. Отсюда следует скачкообразный характер деформации при неустойчивом пластическом течении: если при возникновении дислокационной лавины реализуется соотношение $\dot{\epsilon} \gg \dot{\epsilon}_a$, нагрузка на образце резко падает вследствие упругого отклика машины. Это, в свою очередь, приводит к прекращению лавинообразного процесса и повторению цикла возрастания нагрузки и возникновения неустойчивости.

¹) e-mail: lebedkin@issp.ac.ru, dbarkov@issp.ac.ru, tlebyod@issp.ac.ru

Поликристаллические образцы диаметром 0.5 мм и длиной 30 мм вырезали из проволоки сплава Cu-12 at.%Be-0.2 at.%Co и деформировали растяжением при 4.2 К ($M \approx 6.2 \cdot 10^6$ Н/м) в исходном состоянии или после гомогенизации с помощью отжига при 800 °С и закалки. Скорость деформации варьировали в диапазоне $\dot{\epsilon}_a = 2.7 \cdot 10^{-6} - 5.4 \cdot 10^{-2}$ с⁻¹. Кривые деформации $\sigma(t)$ (t – время) регистрировали в цифровом виде с частотой 5–50 Гц. Поскольку микроструктурное состояние кристаллов изменяется по мере деформирования, что находит отражение в изменении скорости деформационного упрочнения (рис.1), статистические выборки накапливали на

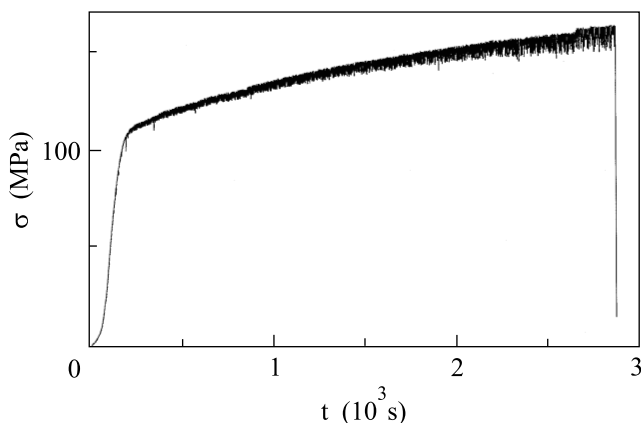


Рис.1. Пример кривой деформации отожженного образца Cu-Be ($\dot{\epsilon}_a = 2.7 \cdot 10^{-4}$ с⁻¹, $T = 4.2$ К)

стадии установившейся скачкообразной деформации ($\epsilon \geq 5-10\%$) и амплитуду скачков нагрузки нормировали на бегущее среднее (см. детали методики в [8, 12]).

Хотя микроструктурное состояние, а вместе с ним и форма кривых деформации не могут быть в точности идентичны для разных образцов, экспериментальные результаты позволяют выделить несколько закономерностей. При низких скоростях скачкообразные кривые носят относительно регулярный характер (см. рис.1), проявляющийся в существовании выделенного масштаба скачков нагрузки. Соответственно, гистограммы распределений амплитуд или длительностей скачков имеют форму пиков. При увеличении скорости деформации распределения становятся асимметричными: положение максимума постепенно смещается к оси ординат (увеличивается вероятность небольших скачков нагрузки), а в области скоростей выше $\sim 10^{-3}$ с⁻¹ гистограммы описываются монотонно спадающими кривыми.

Нормированные функции плотности распределения амплитуд δ и длительностей τ скачков нагрузки,

полученные при высоких скоростях деформации отожженных образцов, удовлетворительно описываются степенными зависимостями: $n_\delta \sim \delta^{-x}$, $n_\tau \sim \tau^{-y}$ (рис.2а). Величины δ и τ в этом случае оказываются связаны степенным соотношением $\delta \sim \tau^h$

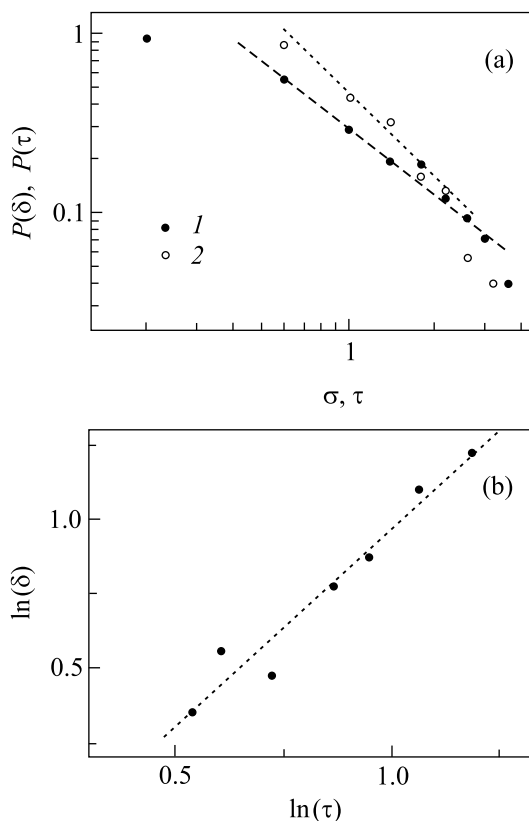


Рис.2. (а) Нормированные функции плотности распределения амплитуд δ (1) и длительностей τ (2) скачков напряжения при $\dot{\epsilon}_a = 2.7 \cdot 10^{-3}$ с⁻¹; (б) взаимосвязь между параметрами скачков (данные усреднены для близких значений τ). Соответствующие оценки показателей степени $x \approx 1.2$, $y \approx 1.4$, $h \approx 1.3$ (см. обозначения в тексте)

(рис.2б), где h характеризует сингулярность кривой деформации в момент скачка (при $h < 1$ скачок с длительностью $\tau \rightarrow 0$ имеет конечную величину). Для разных образцов показатели степени принимали значения между 1 и 1.5, а набор показателей для каждого образца удовлетворял соотношению $y = h(x - 1) + 1$ (см., например, подпись к рис.2), следующему из простых соображений скейлинга [13]. Отсутствие характерного масштаба деформационных процессов, проявляющееся в степенной статистике, свидетельствует о возможности самоорганизующейся критической динамики дислокационной системы. Отклонение от степенных зависимостей наблюдается на краях диапазонов, в которых изменяются ха-

рактические скачков, и, очевидно, связано с недостатком статистики для редких больших скачков и ограниченной чувствительностью измерений. Отметим, что аппроксимация зависимости для длительностей на рис. 2а менее убедительна, чем для амплитуд. Вообще говоря, даже при численном моделировании динамики СОК распределения τ отличаются более заметным разбросом [11]. В эксперименте это связано с меньшей точностью измерения τ . Независимой проверкой предположения о СОК может служить поведение энергетического спектра деформационной кривой. Согласно [13], при выполнении условия $2/h + x \leq 3$ низкочастотная часть спектра описывается зависимостью $S(f) \sim 1/f^2$, что также соответствует экспериментальным наблюдениям. Поэтому, несмотря на разброс данных и узкий диапазон изменения аргументов в экспериментальных зависимостях, предположение о СОК представляется весьма вероятным.

Еще одна закономерность связана с влиянием микроструктурного состояния кристаллов. Хотя переход от гистограмм с максимумом к монотонным распределениям наблюдается на всех образцах, в случае отожженных кристаллов он наступает при меньших значениях $\dot{\epsilon}_a$. Напротив, монотонные распределения, полученные на исходных образцах, заметно отклоняются от степенной зависимости даже при наиболее высоких скоростях деформации (см. [12]). Так как отжиг приводит к релаксации внутренних напряжений и разупрочнению кристаллов, это наблюдение согласуется с тем, что на начальной стадии деформации ($\epsilon \leq 5\%$) отожженных кристаллов асимметрия распределений выше, чем после деформационного упрочнения.

Таким образом, при определенных условиях статистика кривых скачкообразной деформации Cu-Be демонстрирует масштабную инвариантность, являющуюся признаком самоорганизации динамики дислокаций. Сопоставление с данными для эффекта ПЛШ показало, что типы распределений и переходы между ними при изменении экспериментальных условий качественно похожи для двух механизмов пластической неустойчивости [7–9]. Это свидетельствует о существовании общих закономерностей, управляющих динамикой неустойчивости. При этом проявление масштабно-инвариантного поведения зависит от материала, микроструктуры образцов и условий деформации. Поэтому представляет интерес рассмотреть полученные данные с точки зрения сходства и различия физических механизмов, приводящих к аналогичным статистическим свойствам скачкообразной деформации. Действительно, масштабная симмет-

рия часто связана с универсальным поведением, при котором показатели скейлинга определяются фундаментальными свойствами системы, в частности, ее размерностью и симметрией, а также видом нелинейного динамического закона.

Скольжение дислокаций не является непрерывным, а включает в себя движение и остановки на локализованных препятствиях. При термической активации движения дислокаций зависимость $\sigma(\dot{\epsilon})$ при постоянной температуре имеет монотонно возрастающий характер, так как время ожидания дислокаций на препятствиях, $t_w \sim 1/\dot{\epsilon}$, уменьшается с ростом σ . В сплавах может возникать дополнительное сопротивление пластическому течению, обусловленное диффузией атомов примеси к неподвижным дислокациям. Эта составляющая σ понижается при увеличении $\dot{\epsilon}$, так как меньше примесных атомов успевают диффундировать к дислокации. Из-за конкуренции двух вкладов зависимость $\sigma(\dot{\epsilon})$ приобретает N -образную форму с отрицательным наклоном в некотором интервале $\dot{\epsilon}$. Если скорость деформации $\dot{\epsilon}_a$, задаваемая деформирующей машиной, соответствует этому интервалу, возникает неустойчивость типа релаксационных колебаний, аналогично, например, эффекту Ганна в средах с отрицательной дифференциальной проводимостью [14]. Эти представления лежат в основе моделей эффекта ПЛШ. Низкотемпературная скачкообразная деформация, наблюдаемая на целом ряде материалов, включая чистые вещества, имеет другую микроскопическую природу. Теоретически наиболее подробно исследован механизм термомеханической неустойчивости, обусловленный взаимосвязью между скоростью деформации и тепловыделением. Действительно, при гелиевых температурах диссипация энергии при движении дислокаций может вызвать значительные локальные разогревы в деформируемом кристалле. Так как разогрев способствует активации дислокаций, это может привести к лавинообразному процессу. В литературе обсуждаются и альтернативные гипотезы, например, атермический механизм, связанный с механическим прорывом дислокационных скоплений через препятствия. Эти представления, однако, не получили достаточного теоретического развития. Экспериментально было показано, что низкотемпературная неустойчивость тоже связана с N -образной скоростной чувствительностью напряжения течения [15] (это также следует из тепловой гипотезы [16]). Поэтому, несмотря на отличие микроскопической природы, рассматриваемые механизмы пластической неустойчивости могут быть связаны с одинаковым типом нелинейности, характерным для возбуждаемых сред.

В идеальной ситуации однородной деформации неустойчивость типа релаксационных колебаний отвечала бы периодическим скачкам нагрузки с одинаковой амплитудой и длительностью. Сложное поведение реальных образцов обусловлено неоднородностью пластического течения. Поэтому наряду с N -образной функцией отклика фундаментальное значение имеет характер пространственной корреляции между локальными деформациями в образце. В случае эффекта ПЛШ корреляция в основном определяется упругими напряжениями, связанными с полем упругих деформаций, компенсирующих несоответствия пластических деформаций при неоднородном течении [7, 8]. По-видимому, этот механизм проявляется и при низкотемпературной деформации, так как экспериментально наблюдаемое влияние отжига кристаллов на гистограммы свидетельствует о важной роли пластической релаксации внутренних напряжений. В то же время очевидно, что при низких температурах существенную роль в формировании пространственных масштабов играют процессы распространения тепла. Наряду с другими особенностями условий движения и размножения дислокаций при низкой температуре, это может быть причиной различий в пространственной картине локализации деформации. Например, при невысокой скорости деформации каждый скачок нагрузки в условиях эффекта ПЛШ обычно связан с возникновением одиночной полосы деформации (упругие напряжения приводят к корреляции только на близких расстояниях вследствие экспоненциальной зависимости скорости пластического течения от напряжения). Напротив, при низкой температуре наблюдается множественное сдвигообразование в разных частях образца.

Возможное объяснение полученных результатов заключается в рассмотрении конкуренции характерных масштабов длины и времени, которые определяются свойствами материала и условиями деформации [9]. Приводимые аргументы носят общий характер и объединяют различные механизмы пространственной связи. При возникновении пластической неустойчивости в каком-либо месте кристалла скорость деформации в этой области (деформационной полосе) кратковременно оказывается выше, чем в остальном кристалле, приводя к формированию градиента деформации. При низкой $\dot{\epsilon}_a$ неоднородность существенно уменьшается за время между последовательными скачками нагрузки, так что корреляция между ними незначительна, а их параметры распределены вокруг средних, приблизительно соответствующих релаксационным колебаниям. При высоких ско-

ростях время между скачками недостаточно для релаксации градиентов деформации (напомним, что $\dot{\epsilon}_a$ варьировали в интервале, охватывающем несколько порядков величины). В результате длина корреляции увеличивается, и напряжение всегда близко к критическому значению для инициации пластического всплеска в каком-либо месте, что характерно для явления СОК. Это может привести к повторяющемуся формированию новых полос и иерархическому распределению параметров скачков нагрузки без характерного масштаба. Отметим, что в случае эффекта ПЛШ при повышении скорости деформации наблюдается переход от локализации к распространению деформационных полос вдоль кристалла [3]. Это согласуется с предположением об увеличении длины корреляции. Для низкотемпературной деформации такие данные пока отсутствуют. Подобие формы (см. [7, 17]) и статистики деформационных кривых для обоих механизмов неустойчивости является косвенным свидетельством возможности распространения деформационных полос в условиях низкотемпературной деформации.

Таким образом, полученные данные характеризуют пластически деформируемый кристалл как пример системы, в которой могут возникать сложные динамические режимы, причем переходом между ними можно управлять, меняя экспериментальные условия. Чтобы сделать более определенные выводы об универсальных свойствах пластической неустойчивости, представляет интерес применение методов динамического и мультифрактального анализа, реализованных на примере эффекта ПЛШ [9]. Эти результаты будут опубликованы отдельно.

Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проекты # 01-02-16461, # 01-02-16476, # 00-15-96703, # 02-02-06352) и INTAS (# YSF 01/1-47).

1. G. Nikolis and I. Prigogine, *Self-organization in Non-Equilibrium Systems*, N.Y., J. Wiley, 1977.
2. Г. А. Малыгин, УФН **169**, 979 (1999).
3. L. P. Kubin, C. Fressengeas, and G. Ananthakrishna, in *Dislocations in Solids*, Vol. 11, Eds. F. R. N. Nabarro and J. P. Hirth, Elsevier Science B.V., 2001, in press.
4. О. В. Клявин, *Физика пластичности кристаллов при гелиевых температурах*, М.: Наука, 1987.
5. M. A. Lebyodkin, Y. Bréchet, Y. Estrin, and L. P. Kubin, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4758 (1995).
6. G. Ananthakrishna, C. Fressengeas, M. Grosbras et al., *Scripta Metall. et Mater.* **32**, 1731 (1995).

7. М. А. Лебедкин, Л. Р. Дунин-Барковский, *ЖЭТФ* **113**, 1816 (1998).
8. M. A. Lebyodkin, L. R. Dunin-Barkowskii, Y. Brechet et al., *Acta Mater.* **44**, 2529 (2000).
9. M. S. Bharathi, M. A. Lebyodkin, G. Ananthakrishna et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 165508 (2001); *Acta Mat.* **50**, 2813 (2002).
10. D. Ruelle and F. Takens, *Comm. Math. Phys.* **20**, 167 (1971).
11. P. Bak, C. Tang, and K. Wiesenfeld, *Phys. Rev.* **A38(1)**, 364 (1988).
12. M. A. Lebyodkin, L. R. Dunin-Barkovskii, V. S. Bobrov, and V. Gröger, *Scripta Metall. et Mater.* **33**, 773 (1995).
13. J. Kertész and L. B. Kiss, *J. of Physics* **A23**, L433 (1990).
14. Дж. Ганн, *УФН* **89**, 147 (1966).
15. S. N. Komnik and V. V. Demirski, *Cryst. Res. Technol.* **19**, 863 (1984).
16. Г. А. Малыгин, *ФММ* **63**, 5, 864 (1987).
17. Z. Troyanovà, V. Gröger, J. Stelzhammer, and G. Bischof, *Mat. Sci. Eng.* **A234-236**, 449 (1997).