

УДК 539.374

ОСОБЕННОСТИ ЗАРОЖДЕНИЯ, РОСТА И САМООРГАНИЗАЦИИ ПОЛОС ДЕФОРМАЦИИ ПРИ ПРЕРЫВИСТОЙ ТЕКУЧЕСТИ

Криштал М. М.

Исследовательский центр ОАО «АВТОВАЗ», г. Тольятти, krishtal@dd.vaz.tlt.ru
ФТИ Тольяттинского государственного университета, krishtal@avtograd.ru

Многие особенности пластической деформации невозможно описать без учета всей иерархии масштабных уровней (микро, мезо и макро) [1, 2]. При этом ряд явлений, связанных с пластической деформацией, принципиально несводим к микроуровню. К таким явлениям относятся неустойчивости пластической деформации.

С учетом теории автоматического управления [3] в самом общем смысле можно выделить три типа неустойчивости: глобальная потеря устойчивости (соответствует высвобождению упругой энергии при образовании шейки перед разрушением); скачок из одного положения равновесия в другое (соответствует образованию зуба текучести); автоколебания (соответствуют прерывистой текучести) [4].

Прерывистая текучесть (ПТ), называемая также скачкообразной деформацией, – наиболее сложное и многогранное явление неустойчивости пластической деформации, которое обнаруживается практически на всех пластичных материалах в определенных температурно-скоростных областях деформирования [4]. ПТ проявляется на деформационных кривых в виде повторяющихся неоднородностей – ступенек или зубцов различного типа и имеет ряд общих закономерностей для различных материалов и температур. Практически всегда ПТ удается связать с макролокализацией деформации; которая для поликристаллов проявляется в виде полос деформации, соответствующих в условиях одноосного растяжения образцам участкам его локального утонения [4].

В настоящей работе приведены результаты исследования тепловизионным методом этапов зарождения и роста отдельных полос деформации и их самоорганизации в серии полос, а также термодинамический анализ условий появления критических зародышей макрофлуктуаций деформации.

I. Результаты тепловизионных исследований зарождения, роста и самоорганизации полос деформации при прерывистой текучести

Особенности макролокализации деформации исследовали при растяжении плоских образцов полунагартованного сплава АМг6 при комнатной температуре в области проявления прерывистой текучести (ПТ) с помощью тепловизионной съемки и анализа термограмм с использованием тепловизора ТКВр-ИПФ (степень дискретизации одного кадра – 128x128 пиксел, чувствительность – лучше 0,02 °С, частота съемки – 20 кадров в секунду).

При растяжении образцов сплава АМг6 наблюдали три типа зубцов ПТ: С, В и А, переход между которыми осуществляется последовательно с увеличением скорости растяжения $\dot{\epsilon}_0$. Зубцы типа С проявляются как одиночные крупные срывы напряжения, зубцы типа В – характеризуются группированием в пачки, зубцы типа А – отдельными всплесками напряжения. Наблюдением за полированной поверхностью образцов уста-

новлено, что каждый зубец типов С и В соответствует образованию одной полосы деформации (охватывающая все сечение образца область макролокализации деформации, ширина которой примерно равна толщине образца). Переход от зубчатости типа С к В связан с появлением пространственно-временной организации в распространении полос, а к зубчатости типа А – с компенсационным влиянием скорости деформирования (когда величина подгрузки образца за время релаксации, связанной с образованием полосы, приближается к величине релаксационного скачка напряжения, что вызывает сглаживание деформационной кривой, а при дальнейшем увеличении скорости растяжения – полное подавление ПТ).

Тепловизионным методом обнаружено, что возникающее при пластической деформации в области проявления ПТ тепловое поле деформируемых образцов и закономерности его эволюции играют активную роль в пространственной организации распространения полос (рис. 1). Степень релаксации температурной вспышки от образования одной до зарождения следующей полосы определяется величиной $\dot{\epsilon}_0$. При зубчатости типа С до зарождения новой полосы происходит полная релаксация температурной вспышки от предыдущей полосы (см. рис 1, а). При этом полосы типа С возникают хаотически по длине образца. При зубчатости типа А релаксация температурных вспышек от отдельных полос практически не наблюдается и деформация сопровождается непрерывным повышением температуры (см. рис. 1, в). Причем наибольшая температура наблюдается в месте только что образовавшейся полосы. Эволюция температурного поля при зубчатости типа В имеет промежуточный характер: наблюдается пульсирующий рост температуры по длине образца (см. рис. 1, б). При этом полосы типа А и В возникают рядом друг с другом, формируя серии полос. То есть локальный разогрев при образовании одной полосы деформации может активизировать появление рядом с ней следующей полосы, вызывая их организацию в серии.

Этот эффект усиливается с ростом уровня напряжений. При достаточно высокой скорости растяжения шейка перед разрушением образуется дискретно во времени путем повторного прохождения полос по одному и тому же месту образца (рис. 2). При $\dot{\epsilon}_0 = 8,33 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ наблюдали до 14 полос, формирующих шейку перед разрушением, которые возникали под углом $\sim 55^\circ$ к оси растяжения в плоскости широкой грани образца. При этом температура постоянно повышалась с очагом разогрева в шейке (на величину до $13,6^\circ\text{C}$), причем кривая распределения температуры вдоль центральной линии образца принимала пикообразный вид (см. рис. 2). То есть значительный локальный разогрев от полос деформации может активизировать их образование в одном и том же месте, приводя к дискретному во времени образованию шейки перед разрушением.

В целом, наблюдающийся с увеличением скорости деформирования переход от хаотического появления полос деформации к их пространственно-временной организации в серии, а также к дискретному характеру образования шейки перед разрушением обусловлен изменениями особенностей развития теплового поля, связанного с процессом деформации. Таким образом, при достаточно высокой скорости деформирования тепловые поля, формирующиеся в ходе пластической деформацией, оказываются фактором обратной связи, обеспечивающим самоорганизацию полос деформации.

При тепловизионных исследованиях обнаружен и зафиксирован этап зарождения полос при зубчатости типа А ($\dot{\epsilon}_0 = 8,33 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$). Полосы зарождаются на одной из граней образца в отдельных, существенно меньших, чем они сами, областях с повышенной интенсивностью протекания деформационных процессов, чему соответствует локальный разогрев образца (на величину до $0,07^\circ\text{C}$), а затем в результате роста выходят на его противоположную грань.

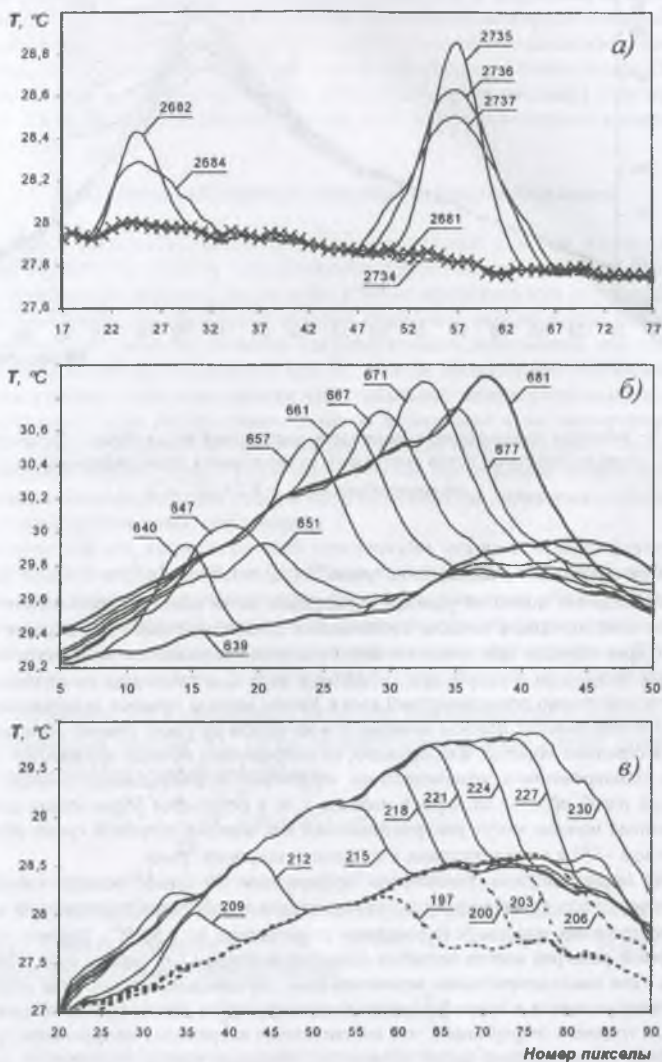


Рис. 1. Эволюция температурного поля вдоль центральной линии образца при растяжении образцов сплава AlMg6 (номер линии соответствует номеру кадра): $a - \dot{\epsilon}_0 = 1,67 \cdot 10^{-1} \text{ c}^{-1}$, зубцы типа С; $б - \dot{\epsilon}_0 = 1,67 \cdot 10^{-3} \text{ c}^{-1}$, зубцы типа В; $в - \dot{\epsilon}_0 = 8,33 \cdot 10^{-3} \text{ c}^{-1}$, зубцы типа А.

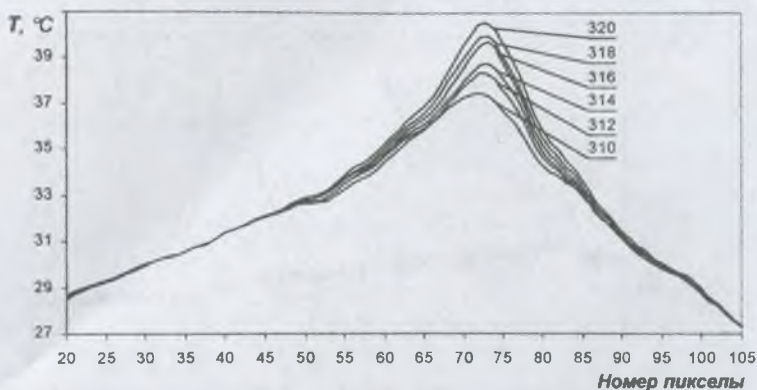


Рис. 2. Эволюция температурного поля вдоль центральной линии образца при формировании шейки перед разрушением путем повторного возникновения полос деформации в одном и том же месте образца ($\dot{\epsilon}_0 = 8,33 \cdot 10^{-3} \text{ c}^{-1}$).

При меньших $\dot{\epsilon}_0$ для зубцов типов В ($\dot{\epsilon}_0 = 1,67 \cdot 10^{-3} \text{ c}^{-1}$) и С ($\dot{\epsilon}_0 = 1,67 \cdot 10^{-4} \text{ c}^{-1}$) этап зарождения полос не удастся обнаружить из-за малой интенсивности выделения тепла в зоне зародыша полосы. Косвенными доказательствами зарождения и роста полос от края образца при этих скоростях растяжения являются возникновение незавершенных полос и их диполей при зубчатости типа С, а также при различных типах зубчатости монотонно неравномерный вдоль длины полосы прирост деформации.

Незавершенные полосы начинаются на одной из узких граней образца и обрываются в середине образца. Как правило, незавершенные полосы образуются при практически одновременном возникновении встречной незавершенной полосы, компенсирующей изгиб образца от первой полосы, т. е. в результате образования диполя. Незавершенные полосы могут распространяться как поперек широкой грани образца, так и под углом $\sim 55^\circ$ к оси растяжения в плоскости широкой грани.

О неравномерном увеличении деформации по длине полосы свидетельствует практически всегда наблюдаемое неравномерное возрастание температуры вдоль линии распространения полосы (с перепадами по величине до $0,50^\circ \text{C}$). Причем такой неравномерный разогрев всегда является однонаправленным (от одного края образца к другому). При последовательном возникновении параллельных полос (как отдельных, так и группирующихся в серии) различные полосы могут иметь противоположно направленный градиент деформации, что соответствует встречному направлению роста полос. Встречно-направленных полос образуется примерно равное количество, что обусловлено необходимостью компенсации изгиба, возникающего из-за появления полос с определенным градиентом деформации по их длине.

Такой характер образования полос деформации (в том числе их зарождение и рост, а также возникновение незавершенных полос и их диполей) позволяет интерпретировать полосы как некристаллографический макродефект дисклинационного типа, то есть дефект, создающий характерное для дисклинаций поле напряжений в объеме всего образца.

Также обнаружено, что при статическом нагружении в упругопластической области происходит обусловленное термоупругим эффектом равномерное снижение температуры рабочей части образца. Затем наблюдается равномерное повышение температуры образца, соответствующее макрооднородной деформации. Однако началу ПТ может предшествовать макронеоднородность деформации, не приводящая к потере устойчивости. Такая макронеоднородность проявляется как неравномерный разогрев образца по его длине.

II. Критический зародыш макрофлуктуации деформации

Полученные результаты тепловизионных исследований в целом подтверждают выдвинутую в работе [5] гипотезу о существовании критических зародышей полос деформации. В работе [4] показано, что отличия в типах неустойчивости деформации определяются кинетическими факторами, которые оказывают определяющее влияние на этапах закритического развития областей макрофлуктуации деформации, что приводит к их разделению на полосы деформации при ПТ, полосы Людерса при образовании зуба текучести и шейки перед разрушением при глобальной потере устойчивости. Переход от хаотического типа распространения полос деформации к их самоорганизации, как показано выше, обусловлен активной ролью тепловых полей, что может быть учтено в кинетической модели потери устойчивости. Ниже представлена модель критического зародыша макрофлуктуации деформации, объясняющая некоторые особенности, связанные с зарождением полос деформации.

В качестве дефекта, способного стать критическим зародышем макрофлуктуации деформации (полосы деформации, полосы Людерса или шейки перед разрушением), рассмотрим достаточно малую пластически продеформированную область образца, в которой действует концентратор напряжений и которая ограничена размерами куба со стороной a . Такой дефект развивается за счет избыточной упругой энергии W_1 , сконцентрированной в объеме a^3 . При этом возникает избыточная в объеме a^3 энергия объемного упрочнения W_2 и связанная с развитием рассматриваемого дефекта избыточная поверхностная энергия W_3 . Тогда, энергетическое условие начала самопроизвольного роста макрофлуктуации деформации:

$$\frac{\partial}{\partial a}(W_2 + W_3 - W_1) = 0. \quad (1)$$

В самом общем виде избыточную упругую энергию W_1 и избыточную энергию упрочнения W_2 в зародышевой области макрофлуктуации деформации a^3 можно выразить через их удельные значения W_1^* и W_2^* : $W_1 = W_1^* \cdot a^3$, $W_2 = W_2^* \cdot a^3$. Избыточную поверхностную энергию можно определить как

$$W_3 = [3\Delta a_e (\gamma^* + \Delta\gamma^*) + 2\Delta\gamma^*] a^2 \quad (2)$$

(γ^* и $\Delta\gamma^*$ – удельная эффективная поверхностная энергия и ее прирост при локализованной пластической деформации Δa_e). Приблизительно $W_3 \approx 3\Delta a_e \gamma^* \cdot a^2$. Тогда, для зародыша критических размеров $a = a_c$, из (1) получаем

$$a_c = \frac{6\Delta a_e (\gamma^* + \Delta\gamma^*) + 4\Delta\gamma^*}{3(W_1^* - W_2^*)} = \frac{2\Delta a_e \gamma^*}{W_1^* - W_2^*}. \quad (3)$$

Выражение, стоящее в скобках формулы (1) – избыточная свободная энергия W , связанная с зародышем макрофлуктуации деформации и определяемая из сравнения с осредненным по образцу исходным уровнем свободной энергии в области, равной по размерам зародышу макрофлуктуации деформации. До достижения критических размеров зародыша она растет, а далее падает, поскольку вторая производная от выражения в скобках формулы (1) при $a = a_c$ отрицательна, что соответствует максимуму энергии (рис. 3, а). Появление зародыша докритического размера термодинамически невыгодно, так как связано с ростом свободной энергии. Его закритический рост сопровождается уменьшением свободной энергии и поэтому термодинамически выгоден.

Введем в рассмотрение удельную энергию W^* распространения области макрофлуктуации деформации как

$$W^* = \frac{W}{a^3} = \frac{1}{a^3} (W_2 + W_3 - W_1). \quad (4)$$

Отсюда

$$\lim_{a \rightarrow \infty} W^* = W_2^* - W_1^* = W_3^* = \text{const} < 0. \quad (5)$$

То есть величина удельной энергии распространения области макрофлуктуации деформации будет изменяться, как показано на рис. 3б. Обозначим через a_b величину области макрофлуктуации деформации a , при которой

$$\frac{W_3}{a_b^3} = \frac{3\Delta a_r \gamma^*}{a_b} < (0,01 \dots 0,05) \cdot |W_2^* - W_1^*|. \quad (6)$$

что соответствует ситуации, когда стадия зарождения дефекта уже не оказывает существенного влияния на его рост, то есть дефект уже не является зародышем и его следует считать развитым. Тогда, с учетом (3),

$$a_b = (20 \dots 100) \frac{3\Delta a_r \gamma^*}{W_2^* - W_1^*} = (30 \dots 150) \cdot a_c \approx 10^2 \cdot a_c. \quad (7)$$

Знаменатель в формулах (3) и (7) – удельная упругая энергия, высвобождаемая за счет образования новой поверхности при макролокализации деформации за вычетом энергии объемного упрочнения (удельная высвобождаемая энергия). Ее можно определить через внутренние характеристики самого зародыша локализации деформации. Так, в соответствии с общими представлениями,

$$W_1 = \frac{\sigma^2 a^3}{2E} (k_{\text{max}}^2 - 1) \quad (E - \text{модуль упругости; } k_{\text{max}} -$$

эффективный коэффициент концентрации напряжений, усредненный по объему a^3 ; σ – внешнее напряжение), а $W_2 = G \cdot b^2 \cdot \Delta \rho \cdot a^3$ (G – модуль сдвига; b – вектор Бюргерса; $\Delta \rho$ – превышение плотности дислокаций в рассматриваемом объеме a^3 над их средней плотностью в материале). Тогда, с учетом (2), для критического зародыша из (1):

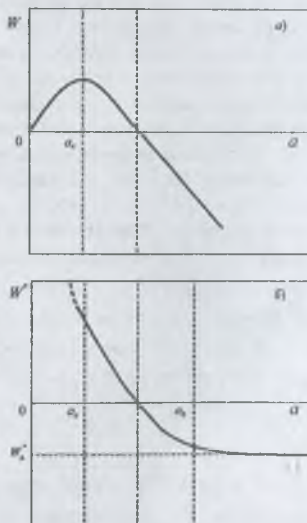


Рис. 3. Зависимости (а) избыточной свободной энергии W и (б) удельной свободной энергии W^* образования области макрофлуктуации деформации от ее размера a .

$$a_c = \frac{6\Delta a_r (\gamma^* + \Delta\gamma^*) + 4\Delta\gamma^*}{\frac{3\sigma^2}{2E} (k_{\max}^2 - 1) - 3Gb^2\Delta\rho} \quad (8)$$

То есть, возникновение критического зародыша макрофлуктуации деформации определяется общими и локальными характеристиками материала.

Для получения расчетных формул и количественных оценок определим критическую величину зародыша макрофлуктуации деформации с учетом особенностей кривой растяжения $\sigma - \epsilon$, которая является функцией упругой и пластической деформации образца. Будем учитывать, что полосы деформации и полосы Людерса задают два крайних случая. Для первых из них, при достаточно медленной скорости нагружения, когда наблюдаются резкие спады нагрузки при формировании зубцов ПТ, можно считать, что внешние силы не совершают работы при образовании полос деформации и при этом высвобождается запасенная упругая энергия. Тогда величину высвобождаемой энергии можно получить как изменение упругой энергии образца при образовании полосы деформации. Для полос Людерса при формировании площадки текучести наблюдается динамическое равновесие между уменьшением упругой энергии в результате роста полосы Людерса и ее увеличением за счет работы внешних сил. При этом величина высвобождаемой энергии по модулю оказывается равной величине работы внешних сил при постоянной нагрузке. Отсюда, учитывая (3) и геометрию областей макролокализации деформации, имеем для полос деформации и полос Людерса на плоском образце, соответственно,

$$a_c \approx \frac{4\Delta a_r \gamma^*}{(2\sigma_b' - \sigma_b'^2)} \frac{Ew}{l} \quad (9)$$

$$a_c \approx \frac{2\Delta a_r \gamma^* w_L}{\sigma_l \epsilon_l} \frac{w_L}{l} \quad (10)$$

где σ – среднее напряжение в образце, σ_b' – величина зубца ПТ, E – модуль упругости, l – длина образца, w – ширина полосы деформации, σ_l – напряжение распространения полосы Людерса (нижний предел текучести), ϵ_l – деформация на площадке текучести (длина площадки текучести), w_L – ширина полосы Людерса (если полоса распространяется на всю длину образца $w_L = l$).

Учитывая, что $\sigma_b' = M\epsilon_b \frac{w}{l} \approx (0,01 \dots 0,1)\sigma$ (где M – эффективный модуль упругости системы образец – машина, ϵ_b – избыточная деформация в полосе), и принимая $\epsilon_b = \Delta a_r$, из (9) получаем $a_c \approx \frac{2\gamma^* E}{\sigma M}$. При достаточно жесткой машине, когда $M \approx E$,

$$a_c \approx \frac{2\gamma^*}{\sigma} \quad (11)$$

Для критического зародыша полосы Людерса из (10) при $w_L = l$ и $\Delta a_r = \epsilon_l$ также получаем формулу (11).

Для АМг6 из (11), при типичных значениях вблизи предела прочности $\gamma^* = 7 \cdot 10^3$ Дж/м² и $\sigma = 300$ МПа, критический зародыш полосы деформации $a_c = 45$ мкм, что соответствует размеру зерна. Из (7) $a_b \approx 4$ мм, что соответствует толщине образца.

То есть, после дорастания флуктуации деформации до размера толщины образца, она становится практически нечувствительна к этапу своего зарождения.

Важно, что процесс образования полосы деформации или полосы Людерса можно рассматривать как зарождение и рост. Ранее многократно высказывались предположения о том, что полосы деформации и полосы Людерса зарождаются на концентраторах напряжений (например, [6]). В настоящей работе показано, что для развития локализации деформации необходима не только некоторая концентрация напряжений, но и образование зародышевой области определенных критических размеров. Условие существования критического зародыша макрофлуктуации деформации как условие максимума на кривой зависимости изменения свободной энергии от размера растущего дефекта, появляется вследствие того, что размер зародыша входит в слагаемые (1) в разных степенях. Таким образом, локализация деформации, как механизм создания новой поверхности, оказывается обязательным условием потери устойчивости пластической деформации, возникающей по причине самопроизвольного роста макрофлуктуации деформации. Существование этапа зарождения полос деформации подтверждается экспериментально с использованием тепловизионного метода.

Однако термодинамическое условие критического зародыша макрофлуктуации деформации является только необходимым, но недостаточным для потери устойчивости. Кроме того, между критическими зародышами полосы деформации и полосы Людерса, а также шейки перед разрушением, отсутствуют какие-либо принципиальные отличия. Поэтому появление различных типов неустойчивости пластической деформации обусловлено разными условиями за критического роста областей локализации деформации, то есть кинетикой процесса [4]. В то же время, формирующиеся в ходе макролокализации деформации тепловые поля оказываются фактором обратной связи, обеспечивающим самоорганизацию полос деформации.

Таким образом, результаты настоящей работы наглядно показывают, что масштабные уровни, отвечающие размерам зародыша макрофлуктуации деформации и собственно области макрофлуктуации деформации, являются определяющими для явлений неустойчивости пластической деформации.

Список литературы

1. Панин В.Е., Егорушкин В.Е., Макаров П.В. и др. Физическая мезомеханика и компьютерное конструирование материалов: в 2 т. – Новосибирск: Наука. Сибирская издательская фирма РАН, 1995. – Т. 1. – 298 с. – Т. 2. – 320 с.
2. Иванова В.С., Баланкин А.С., Бунин И.Ж., Оксогоев А.А. Синергетика и фракталы в материаловедении. – М.: Наука, 1994. – 383 с.
3. Сю Д., Мейр А. Современная теория автоматического управления и ее применение. – М.: «Машиностроение», 1972. – 544 с.
4. Криштал М.М. Взаимосвязь неустойчивости и мезоскопической неоднородности пластической деформации. Сообщения I, II. // ФММ. 2001. Т. 92. № 3. С. 89–112
5. Криштал М.М. Особенности образования полос деформации при прерывистой текучести // ФММ. 1993. Т. 75. Вып. 5. С. 31–35
6. Коттрел А.Х. Дислокации и пластическое течение в кристаллах. – М.: Гос. н.-т. изд. лит. по черной и цветной металлургии. 1958. – 267 с.