

01,07

Подавление прерывистой деформации Портевена–Ле Шателье постоянным электрическим током в алюминий-магниевом сплаве АМг5

© А.А. Шибков, А.А. Денисов, М.А. Желтов, А.Е. Золотов, М.Ф. Гасанов, С.С. Кочегаров

Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина,
Тамбов, Россия

E-mail: shibkov@tsu.tmb.ru

(Поступила в Редакцию 1 августа 2014 г.)

Экспериментально обнаружен эффект подавления прерывистой деформации Портевена–Ле Шателье постоянным электрическим током в алюминий-магниевом сплаве АМг5, который выражается в увеличении критической пластической деформации появлением первого деформационного скачка на диаграмме растяжения с ростом плотности тока в диапазоне 15–60 А/мм². Показано, что обнаруженный эффект не связан с джоулевым нагревом всего образца. Обсуждаются возможные механизмы явления.

Исследование проведено в рамках выполнения госзадания Министерства образования и науки РФ № 2014/285 (проект № 2476).

1. Введение

Наиболее известным и изученным эффектом влияния электрического тока на механические свойства металлов является электропластический эффект, обнаруженный Троицким в 1969 г. [1]. Эффект состоит в резком падении напряжения течения при пропускании через деформируемый образец коротких, длительностью $\sim 30\text{--}100\ \mu\text{s}$ импульсов тока большой плотности $\sim 10^3\text{--}10^4\ \text{A/mm}^2$ [2–6]. Предполагается, что импульсы тока являются триггерами развития дислокационных лавин с участием большого количества дислокаций в деформируемом металле, которые вызывают его временное разупрочнение, регистрируемое в виде скачков разгрузки в силовом отклике механической системы [5–7]. В результате пропускания последовательности импульсов тока (обычно с заданной скважностью) кривая деформации приобретает скачкообразный вид (см. рис. 1 в работе [1]), напоминающий низкотемпературную скачкообразную деформацию металлов [8] или прерывистое течение Портевена–Ле Шателье [9]. В этом аспекте принято считать, что „электрический ток... вызывает скачкообразную деформацию металлов“ (см. [5], с. 66).

В настоящее время электропластический эффект обнаружен и экспериментально исследован у многих металлов и сплавов, которые в отсутствие импульсов электрического тока демонстрируют гладкие (без скачков) кривые деформации, и несмотря на продолжающуюся дискуссию относительно механизмов этого явления импульсная электротоксовая обработка практически используется в технологии металлообработки: при прокатке, волочении, плющении и т.д. [10,11]. Вместе с тем, в литературе фактически отсутствуют данные о систематических исследованиях влияния тока на деформационное поведение металлов и сплавов, демонстрирующих скачкообразную деформацию в отсутствие тока. Настоящая работа посвящена экспериментальному изучению

влияния постоянного электрического тока на прерывистую деформацию Портевена–Ле Шателье (ПЛШ) в алюминий-магниевом сплаве АМг5. Выбор материала исследования определялся следующим обстоятельствами: 1) эффект ПЛШ наиболее исследован в поликристаллических сплавах системы Al–Mg с содержанием магния от 3 до 6% [12–24], которые проявляют прерывистое течение в технологически значимой области температур и скоростей деформирования, причем среди этих сплавов наибольшее количество работ посвящено сплаву АМг5; 2) сплав АМг5 используется при производстве летательных аппаратов и автомобилей, а также в судостроении.

Структура статьи состоит из следующих разделов: в разделе 2 кратко описаны основные теоретические представления о нормальном и инверсном эффектах ПЛШ, известные из литературы; в разделе 3 описана методика электротоксовых экспериментов; в разделе 4 — основные экспериментальные данные по влиянию постоянного тока на инверсный эффект ПЛШ в сплаве АМг5; в разделе 5 обсуждаются возможные механизмы обнаруженного эффекта подавления скачкообразной деформации ПЛШ электрическим током, а в разделе 6 кратко представлены выводы по работе.

2. Нормальный и инверсный эффекты Портевена–Ле Шателье

Эффект ПЛШ наблюдается во многих твердых растворах, в частности, в сплавах на алюминиевой основе, в определенной области температур и скоростей деформирования. Каждый сброс („зубец“) напряжения на кривой деформации соответствует зарождению и/или распространению одной или нескольких деформационных полос [21]. Важной характеристикой прерывистой деформации ПЛШ является первая критическая пластическая деформация ϵ_c , т.е. деформация появления

первого скачка напряжения, которая играет роль точки бифуркации между монотонным (без скачков) и прерывистым деформационным поведением. По характеру зависимости критической деформации ε_c от температуры испытания T и скорости деформирования $\dot{\varepsilon}_0$ прерывистое течение ПЛШ разделяют на „нормальное“, когда ε_c растет с ростом скорости деформирования и уменьшением температуры, и на аномальное или „инверсное“, когда, наоборот, критическая деформация уменьшается с ростом $\dot{\varepsilon}_0$ и уменьшением температуры испытания.

На микроскопическом уровне эффект ПЛШ, как предполагается, связан с динамическим деформационным старением (ДДС) дислокаций, обусловленным времязависимым взаимодействием между подвижными дислокациями, временно остановившимися на препятствиях (дислокациях леса или других дефектах) и диффундирующими атомами примеси, которые стремятся дополнительно закрепить дислокации [25–29]. ДДС, как показано в [27], уменьшает скоростную чувствительность напряжения течения ($S = \partial\sigma/\partial \ln \dot{\varepsilon}$), и прерывистое течение начинается, когда S становится отрицательной. С ростом скорости деформирования время ожидания t_W уменьшается как $t_W \sim \dot{\varepsilon}_0^{-1}$ и дислокации, не успевая закрепиться примесными атмосферами, движутся в среднем равномерно и критическая деформация ε_c растет с ростом скорости деформирования, что объясняет нормальное поведение критической деформации.

При низких скоростях деформирования и высоких температурах, особенно в алюминиевых сплавах, более типично инверсное поведение критической деформации, которая растет с ростом температуры и уменьшением скорости деформирования. Модель инверсного поведения, предложенная в [30–32], основана на наблюдениях, согласно которым все сплавы, демонстрирующие инверсный эффект ПЛШ находятся на ранних стадиях преципитации, когда частицы вторичной фазы (такие как зоны Гинье–Престона (ГП) в алюминиевых сплавах) еще очень малы (~ 10 nm) и легко перерезаются головными дислокациями временно заблокированных плоских дислокационных скоплений. Если после перерезания размеры частиц окажутся меньше критического, то эти частицы будут растворяться, что вызовет движение дислокаций с большей скоростью и уменьшит скоростную чувствительность напряжения течения до отрицательных значений. Помимо двух базовых моделей: модели ДДС и преципитатной модели, описывающих нормальный и инверсный эффекты ПЛШ соответственно, существуют многочисленные попытки объяснения инверсного поведения в рамках модели ДДС [33–38].

3. Методика

Поликристаллические образцы промышленного сплава АМг5 в форме двухсторонних лопаток с размерами рабочей части $6 \times 2 \times 0.5$ mm вырезали из листового проката вдоль направления холодной прокатки (степень

обжатия 0.3). Образцы отжигали в течение часа при температуре 450°C и закачивали на воздухе. После термообработки средний размер зерна составил $10 \mu\text{m}$. Испытания на растяжение с постоянной скоростью деформирования проводили в испытательной машине Instron (модель 3344). Данные измерения нагрузки записывались со скоростью 100 Hz. В качестве источника тока использовали низковольтный (5 В) источник постоянного тока SE-600-5 с ограничительным сопротивлением — балластным реостатом РБ-306П. Для охлаждения образца с током использовали массивные дюралюминиевые захваты длиной 150 mm, которые электрически изолировались от испытательной машины с помощью захватов из плавленого кварца. Температуру поверхности образца измеряли с помощью инфракрасного пирометра Testo-845 с точностью 0.5°C .

4. Результаты

В отсутствие электрического тока сплав АМг5 демонстрирует инверсный эффект ПЛШ: критическая пластическая деформация ε_c , которая предшествует началу скачков разгрузки на деформационной кривой, возрастает с увеличением температуры испытания выше 40°C (рис. 1, *a*) и с уменьшением скорости деформирования $\dot{\varepsilon}_0$ в диапазоне от $\sim 3 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ до $\sim 3 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ (рис. 1, *b*). Такое деформационное поведение сплава АМг5 типично для сплавов системы Al–Mg с содержанием магния от 3 до 5%, деформируемых при температурах выше комнатной с постоянной скоростью $\dot{\varepsilon}_0 = \text{const}$ [12–20]. Оно характеризуется появлением на деформационных кривых скачков типов *B* и *C*: скачки типа *B* связаны с колебаниями напряжения относительно осредненной огибающей кривой деформации, а скачки типа *C* — с так называемыми „скачками открепления“ — более крупными скачками разгрузки ниже огибающей деформационной кривой. Результаты настоящей работы показывают, что с ростом температуры испытания и уменьшением скорости деформирования происходит переход от скачков типа *B* к скачкам типа *C* (рис 1, *a* и *b*). Предварительные экспериментальные исследования влияния постоянного тока на прерывистое течение сплава АМг5 показали, что наибольший эффект подавления током деформационных скачков наблюдается в начале инверсного поведения критической деформации, а именно, при $\dot{\varepsilon}_0 \sim 3 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ и температуре образца $T \approx 55^\circ\text{C}$.

Следует отметить, что в условиях печного нагрева (в климатической камере) образцы сплава АМг5 демонстрируют абсолютно гладкие деформационные кривые при температурах выше 92°C , в то время как в условиях джоулевого нагрева гладкие кривые деформации наблюдаются при температуре образца приблизительно 55°C , когда плотность тока составляет около 60 A/mm^2 в экспериментах, выполненных при комнатной температуре (т. е. в отсутствие печного нагрева). Следовательно, печной и джоулевым нагревом образцов физически неэквивалентны и можно заключить, что подавление током прерывистой деформации обусловлено не столько джоулевым

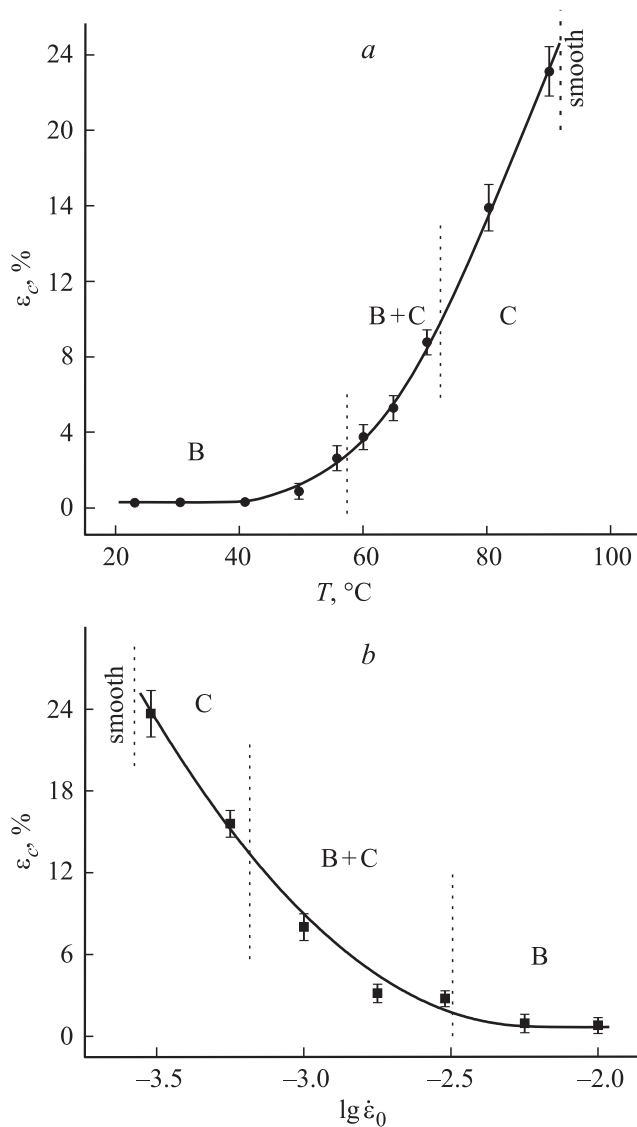


Рис. 1. Инверсное поведение критической пластической деформации ϵ_c сплава АМг5: *a* — зависимость ϵ_c от температуры образца T при $\dot{\epsilon}_0 = 3 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$; *b* — зависимость ϵ_c от скорости деформирования $\dot{\epsilon}_0$ при $T = 55^\circ\text{C}$. Штриховыми вертикальными линиями отмечены области, соответствующие различным типам пластических неустойчивостей.

нагревом, сколько действием собственно электрического тока. Этот вывод подтверждается серией квазиизотермических электротокowych экспериментов, выполненных для исследования зависимостей характеристик прерывистой деформации (критической деформации ϵ_c , общего количества скачков N , их средней амплитуды $\overline{\Delta\sigma}$) от плотности j постоянного электрического тока.

Схема квазиизотермических экспериментов состоит в следующем. Сначала образец нагревали постоянным током плотностью j до стационарной температуры $T = T_{th} + \Delta T_j$, где T_{th} — температура термостата (климатической камеры), ΔT_j — приращение температуры, связанное с джоулевым нагревом, и T ($\sim 55^\circ\text{C}$) —

температура испытания. Затем образец, через который протекает ток плотностью j , деформировали с постоянной скоростью $\dot{\epsilon}_0 = 3 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ до разрушения. В ходе деформирования с максимальной начальной плотностью тока ($\sim 60 \text{ A/mm}^2$) увеличение температуры образца, по данным измерения инфракрасным пирометром, не превышало 1.5°C за исключением стадии образования шейки перед разрывом, когда этот прирост достигал $\sim 10^\circ\text{C}$ и стадии загорания электрической дуги при разрыве образца.

Основные результаты экспериментов по влиянию постоянного электрического тока на прерывистую деформацию сплава АМг5 представлены на рис. 2 и 3. Кривые растяжения с одинаковой скоростью $3 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ и приблизительно одинаковой температурой 55°C , но с различной плотностью j постоянного тока, протекающе-

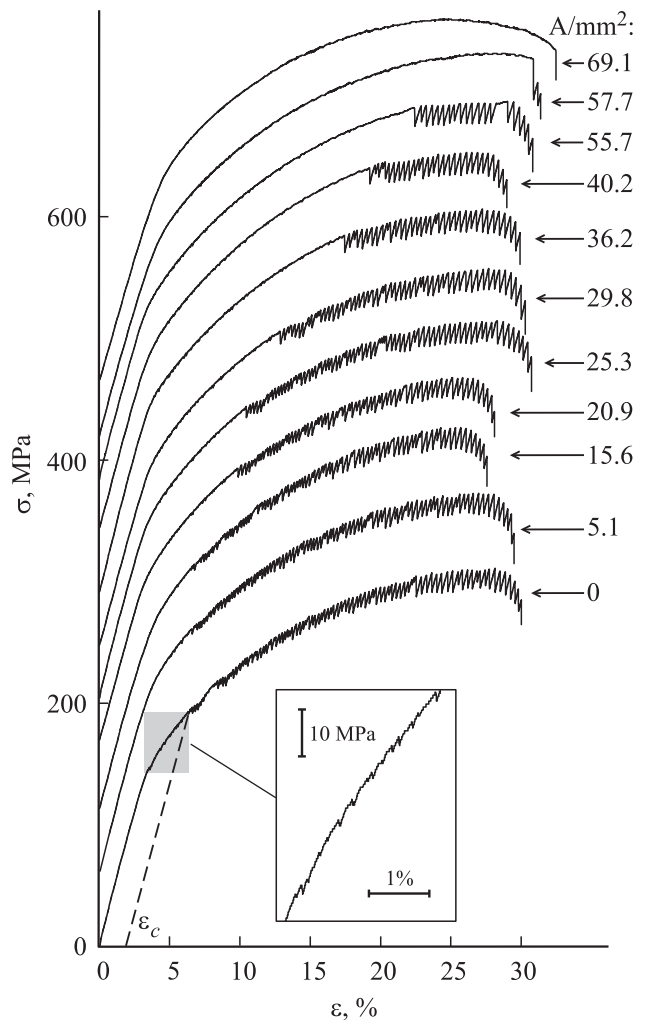


Рис. 2. Кривые растяжения при различных плотностях постоянного тока, но в одинаковых температурно-скоростных условиях деформирования ($T \approx 55^\circ\text{C}$, $\dot{\epsilon}_0 = 3 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$), демонстрирующие переход от прерывистого к монотонному пластическому течению с ростом плотности тока в сплаве АМг5. Кривые смещены друг относительно друга на постоянную величину 50 МПа по оси напряжения. На вставке показаны мелкие скачки, наблюдаемые до критической деформации.

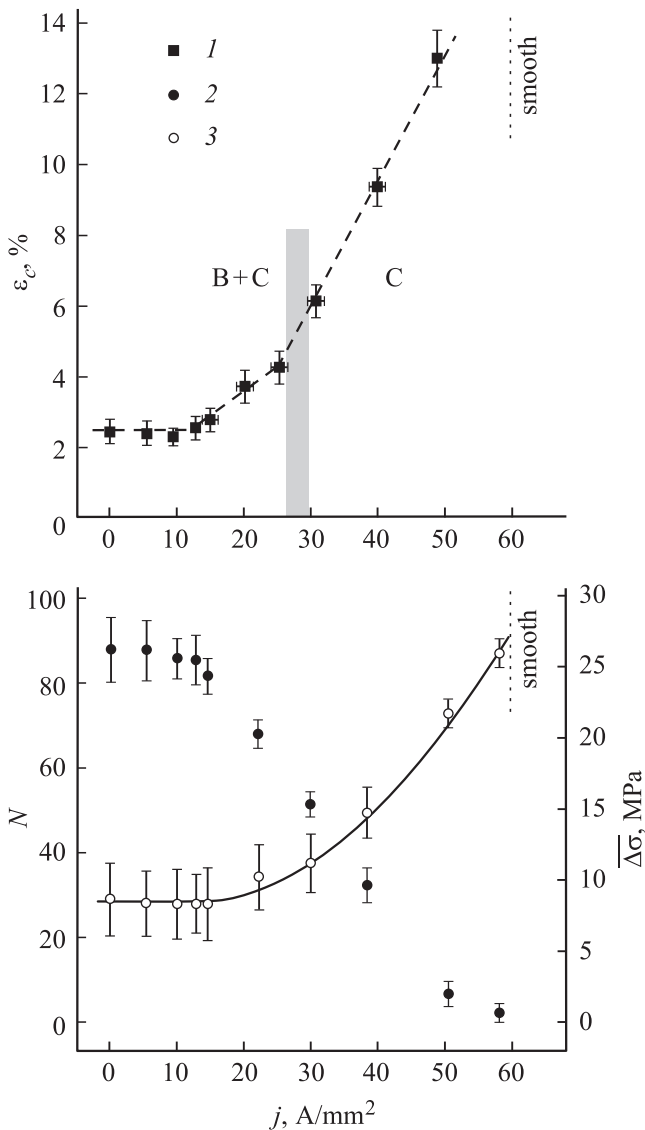


Рис. 3. Зависимости от плотности постоянного тока j критической пластической деформации ϵ_c (1), полного количества N (2) скачков и средней амплитуды $\overline{\Delta\sigma}$ (3) скачков на деформационной кривой. Серым тоном выделена узкая область перехода от скачков типа $B + C$ к скачкам типа C .

го через деформируемый образец, показаны на рис. 2. Кривые смещены на 50 МПа по оси ординат (оси напряжения) последовательно с ростом плотности тока от $j = 0$ (без тока) до $j = 70 A/mm^2$.

Как видно из рисунка, эффект ПЛШ наблюдается только в области плотности тока от 0 до около $55 A/mm^2$. Когда j превышает значение $55-58 A/mm^2$, повторяющиеся скачки разгрузки исчезают и сплав демонстрирует макроскопически однородное пластическое течение, характеризуемое гладкой кривой растяжения, в то время как в отсутствие тока ($j = 0$) большое количество скачков нагрузки ($N \sim 10^2$) наблюдается на кривой растяжения. Как отмечалось, в отсутствие электрического тока гладкая кривая растяжения наблюдается

при температуре около $92^\circ C$ (при $\dot{\epsilon}_0 = 3 \cdot 10^{-3} s^{-1}$, рис. 1, а). Поэтому подавление эффекта ПЛШ не связано непосредственно с джоулевым нагревом всего образца.

На рис. 3 представлены зависимости от плотности тока j критической деформации ϵ_c , общего количества скачков N на кривой деформации и средней амплитуды скачков напряжения $\overline{\Delta\sigma}$ для образцов сплава АМг5, деформируемых со скоростью $3 \cdot 10^{-3} s^{-1}$ при температуре около $55^\circ C$. Видно, что эффект подавления током прерывистой деформации ПЛШ носит пороговый характер: ниже некоторой критической плотности тока j_c эффект подавления не наблюдается, т.е. значения ϵ_c не зависят от плотности тока j . С ростом плотности тока выше $j_c \approx 15 A/mm^2$ критическая деформация ϵ_c линейно возрастает (рис. 3, кривая 1), причем коэффициент наклона k линейной зависимости зависит от типа скачков ПЛШ: в диапазоне плотности тока $15-25 A/mm^2$, в котором преобладает смесь типов скачков $B + C$, коэффициент наклона $k_{B+C} \approx 1.4 \cdot 10^{-3} mm^2/A$, а в диапазоне от $27 \pm 2 A/mm^2$ до $50 A/mm^2$, характеризующей скачками типа C , $k_C \approx 3.4 \cdot 10^{-3} A/mm^2$ при данной температуре и скорости деформирования.

Соответственно общее количество скачков на кривой растяжения падает с увеличением плотности тока в области от $j_c \approx 15$ до $50 A/mm^2$ (рис. 3, кривая 2). Это уменьшение сопровождается ростом амплитуды скачков разгрузки при одинаковых деформациях (рис. 2). Например, внутри интервала значений ϵ от 17 до 18% средняя амплитуда скачков напряжения составила 13 МПа (скачки типа $B + C$), если испытания на растяжение выполняли без электротокерной обработки ($j = 0$), а при плотности тока $j = 36.2 A/mm^2$ средняя амплитуда скачков разгрузки в том же диапазоне ϵ составила 15 МПа (скачки типа C).

На рис. 4 представлены типичные нормированные гистограммы амплитуд скачков напряжения $D(s) = N^{-1} \Delta N(s) / \Delta s$ при различных плотностях тока, где $s = \Delta\sigma$ — амплитуда скачка напряжения, $\Delta N(s)$ — число событий (скачков напряжения), попавших в интервал от s до $s + \Delta s$, N — размер статистической выборки — полное количество скачков на деформационной кривой после критической деформации, т.е. в интервале $\epsilon_c \leq \epsilon \leq \epsilon_{fr}$, где ϵ_{fr} — полная деформация образца до разрушения.

Анализ гистограмм показывает, что при малых плотностях тока $j < j_c$, при которых отсутствует влияние тока на прерывистую деформацию сплава АМг5, гистограмма амплитуд скачков имеет один максимум, а ее форма близка к распределению Пуассона. На деформационных кривых в этой области плотности тока преобладают скачки типа B , а скачки типа C характерны для больших степеней деформации $\epsilon > 23\%$, предшествующих разрушению образца. С ростом плотности тока в области $j > j_c$ критическая деформация ϵ_c возрастает сначала за счет подавления скачков типа B ; их доля начинает падать, соответственно относительная доля скачков типа C возрастает и нормированная

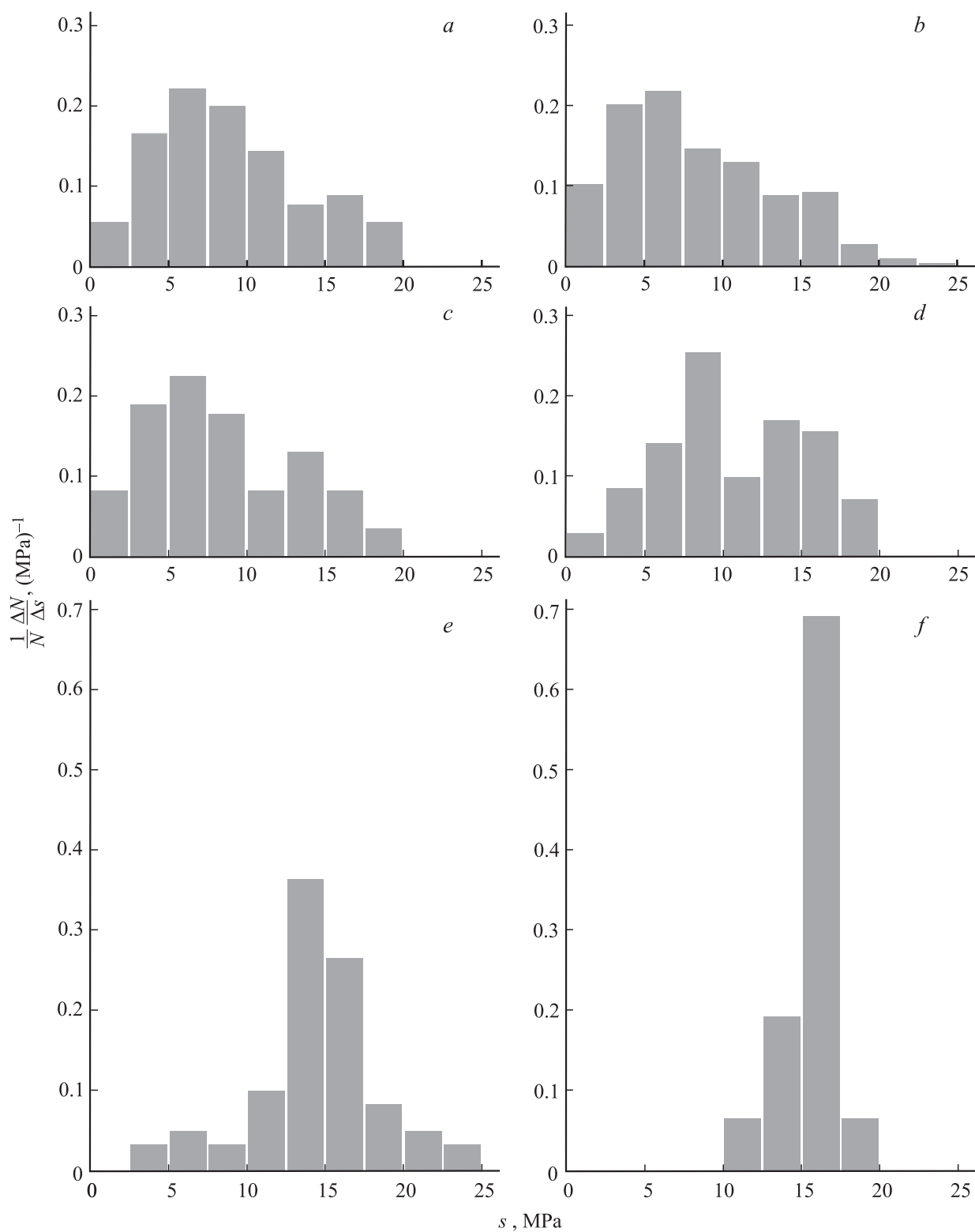


Рис. 4. Нормированные гистограммы амплитуд скачков напряжения при различных плотностях тока $j, \text{A/mm}^2$: a — 0, b — 10, c — 15, d — 25, e — 35, f — 55.

гистограмма скачков приобретает бимодальную форму: высокоамплитудный ее максимум соответствует скачкам типа C , а низкоамплитудный — скачкам типа B (рис. 4, c и d). Наконец, в области „больших“ плотностей

тока $30 < j < 55 \text{ A/mm}^2$ скачки типа B полностью подавляются током и остаются только скачки типа C , которые в среднем имеют большую амплитуду, чем скачки типа B . В результате на гистограмме остается

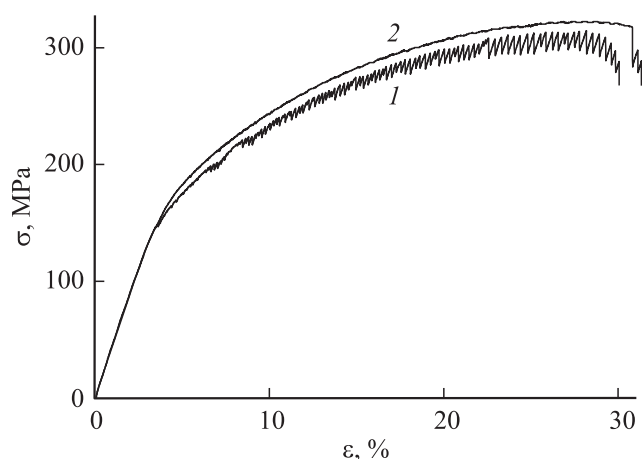


Рис. 5. Кривые растяжения с одинаковой скоростью $\dot{\varepsilon}_0 = 3 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ образцов без тока (1) и с током (2) плотностью 57.7 A/mm^2 при $T \approx 55^\circ\text{C}$. Помимо подавления скачков напряжения наблюдается небольшое увеличение напряжения течения на стадии параболического упрочнения.

только высокоамплитудный максимум, соответствующий скачкам типа *C*, а форма гистограммы оказывается близкой к гауссовой (рис. 4, *e* и *f*). В целом, средняя амплитуда скачков возрастает с ростом плотности тока выше критической $j_c \approx 15 \text{ A/mm}^2$, как показано на рис. 3 (кривая 3), в пределах от 10 до 25 МПа. Соответственно дисперсия величины *s* уменьшается от 20 (МПа)² для деформационной кривой в отсутствие тока до ≈ 4 (МПа)² при $j = 55 \text{ A/mm}^2$, поскольку происходит переход от смеси скачков *B* + *C* к скачкам одного типа — к скачкам типа *C*.

Помимо высокоамплитудных скачков напряжения типов *B* и *C* амплитудой $\Delta\sigma \sim 10\text{--}25 \text{ МПа}$, генерируемых после критической деформации, наблюдались также очень маленькие скачки напряжения с амплитудами меньше $\sim 1 \text{ МПа}$ почти сразу после начала пластической деформации (см. вставку на рис. 2). Подобные скачки наблюдали также в работе [39] при растяжении без электрического тока сплава Al–3% Mg. В сплаве АМг5, как обнаружено, такие скачки исчезают при плотностях тока выше приблизительно 70 A/mm^2 .

Таким образом, при данной скорости деформирования и температуре испытания области плотности тока, в которых происходит переход от прерывистых к гладким кривым растяжения, различны для разных типов пластических неустойчивостей: скачки напряжения типов *B* + *C* и *C* подавляются постоянным током в диапазонах $15\text{--}25$ и $25\text{--}50 \text{ A/mm}^2$ соответственно, а мелкие скачки исчезают в узком диапазоне $60\text{--}70 \text{ A/mm}^2$.

Отметим, что электропластический эффект проявляет себя обычно как вызванное импульсным током уменьшение напряжения течения и значительно реже — как упрочнение деформируемого металла электрическим током [1–6]. В настоящей работе обнаружен небольшой эффект упрочнения постоянным током в областях плотности тока, в которых происходит подавление прерывистой деформации.

На рис. 5 показаны две кривые растяжения образцов сплава АМг5 с током ($j \approx 57.7 \text{ A/mm}^2$) и без тока при одинаковых температурно-скоростных условиях деформирования: $T \approx 55^\circ\text{C}$ и $\dot{\varepsilon}_0 = 3 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Небольшое увеличение напряжения течения наблюдается на стадии параболического упрочнения (стадии III) помимо подавления деформационных скачков.

Таким образом, экспериментально обнаружено, что постоянный электрический ток влияет на деформационное поведение сплава АМг5 в двух основных аспектах: первый состоит в подавлении током прерывистой деформации, а второй — в упрочнении сплава, которое возрастает с увеличением плотности тока. Последний эффект может быть обусловлен растворением током небольших преципитатов $\beta(\text{Al}_3\text{Mg}_2)$ -фазы, поскольку примесные атомы в твердом растворе, как известно, являются основной причиной сопротивления движению дислокаций [40].

5. Обсуждение

Обсудим теперь возможные механизмы подавления эффекта ПЛШ электрическим током в сплаве АМг5. Как отмечалось, наиболее изученным эффектом влияния тока на механические свойства металлов является электропластический эффект. Для его объяснения обычно используют анализ соотношения силы электронного ветра, действующей на дислокации, а также на внутренние и внешние поверхности раздела, пинч-эффекта и джоулева нагрева [5,6,41]. Очевидно, что факторы, связанные с увлечением дислокаций электронами, механическими напряжениями вблизи поверхности раздела и пинч-эффектом, дают ничтожный вклад в эффект подавления прерывистой деформации из-за очень низкой плотности тока ($15\text{--}60 \text{ A/mm}^2$). Вместе с тем с помощью квазиизотермических экспериментов было установлено, что подавление пластической неустойчивости ПЛШ постоянным током не связано непосредственно с джоулевым нагревом всего образца (рис. 2). Можно предположить, что подавление током прерывистой деформации ПЛШ связано скорее с влиянием электрического тока на структуру сил закрепления дислокаций, чем с взаимодействием электронов проводимости с дислокационным ансамблем металла. Отметим здесь, что непосредственно после закалки сплав АМг5 представляет собой пересыщенный твердый раствор магния в алюминии. Несколько часов спустя микроструктурное состояние этого сплава в диапазоне температур испытания ($20\text{--}90^\circ\text{C}$) характеризуется ранними стадиями преципитации (формированием зон ГП [42]). Как отмечалось, один из обсуждаемых механизмов инверсного поведения критической деформации связан с взаимодействием дислокаций с малыми частицами вторичной фазы, растущих на ранних стадиях преципитации [30–32]. Другие механизмы связаны с модифицированными моделями динамического деформационного старения дислокаций [33–38]. Обсудим полу-

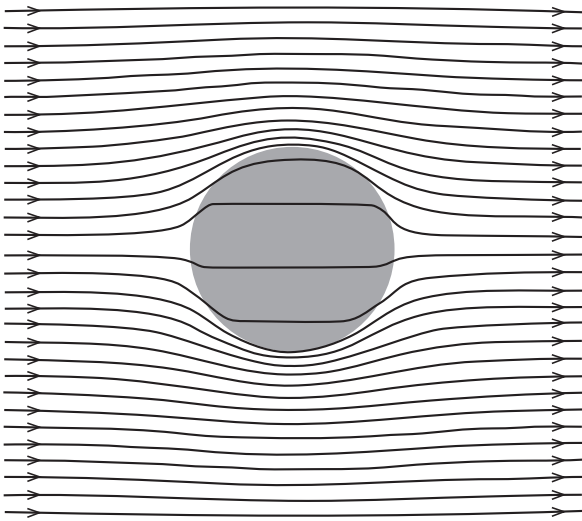


Рис. 6. Иллюстрация концентрации поля плотности постоянного тока вблизи сферического включения при $\lambda = 0.1$ и $L/r = 10$, где r — радиус включения, L — характерный размер „образца“ — стороны кубического бокса при моделировании.

ченные результаты в терминах возможных механизмов влияния постоянного электрического тока на преципитацию и ДДС.

1. Распределение плотности тока в проводнике с включениями неоднородно и контролируется в основном отношением проводимостей включения и матрицы $\lambda = \sigma_1/\sigma_0$, где σ_1 , σ_0 — электропроводность материала включения и матрицы соответственно. При увеличении λ ток будет втекать во включение с более высокой электропроводностью, а при уменьшении λ , наоборот, огибать включение с более высоким удельным сопротивлением. На рис. 6 представлена картина распределения поля плотности тока вблизи сферического включения с более высоким сопротивлением, полученная компьютерным моделированием с помощью программы COMSOL Multiphysics 4.4. Чем больше сопротивление материала включения, тем в большей степени линии тока будут концентрироваться вблизи включения. Очевидно, наибольший эффект концентрации тока будет соответствовать случаю диэлектрического включения, поры или микротрещины.

Изменение свободной энергии $\Delta\Phi$ в результате образования зародыша новой фазы с электропроводностью, отличной от электропроводности матрицы (в нашем случае это частицы вторичной $\beta(\text{Al}_3\text{Mg}_2)$ -фазы в α -твердом растворе Mg в Al) может быть записана в виде $\Delta\Phi = \Delta\Phi_0 + \Delta W$, где $\Delta\Phi_0$ — изменение свободной энергии в проводнике без тока, связанное с образованием зародыша, а ΔW — изменение энергии магнитного поля, обусловленное перераспределением плотности тока после образования зародыша новой фазы.

В общем случае, изменение энергии магнитного поля ΔW зависит от формы и размера зародыша и

его расстояния от поверхности проводника [43,44]. В работе [44] получено выражение для ΔW в предположении, что расстояние от зародыша до внешней поверхности проводника значительно превышает размер зародыша. Это выражение можно представить в виде: $\Delta W = (\mu/2\pi)\xi l(\Delta V/V)I^2 = \Delta LI^2/2$, где ΔV — объем зародыша новой фазы, V — объем образца, l — размер образца в направлении электрического тока I , $\Delta L = (\mu/\pi)\xi l(\Delta V/V)$ — изменение индуктивности системы, связанное с изменением геометрии поля плотности тока вследствие образования зародыша с более высоким электрическим сопротивлением, μ — магнитная проницаемость, предполагаемая одинаковой для включения и матрицы, ξ — геометрический коэффициент; в случае зародыша сферической формы $\xi = (\sigma_0 - \sigma_1)/(\sigma_1 + 2\sigma_0) = (1 - \lambda)/(2 + \lambda)$. Отметим, что удельное сопротивление равновесной $\beta(\text{Al}_3\text{Mg}_2)$ -фазы значительно выше матрицы: $\lambda \approx 0.1$ [45], так что $\xi > 0$ и, следовательно, изменение магнитной энергии ΔW положительно. Поэтому преципитат с более высоким удельным сопротивлением оказывается термодинамически неустойчивым в проводнике с током и будет стремиться раствориться.

Таким образом, если пренебречь джоулевым нагревом, то электрические токи в металлическом сплаве будут стимулировать растворение преципитатов с более высоким сопротивлением, чем матрица. Локальный джоулев разогрев, вызванный концентрацией поля плотности тока вблизи преципитатов, и возникновение термоупругих напряжений будут способствовать процессу растворения. Концентрация тока происходит у фазовой границы с более высокой кривизной. Поэтому, чем меньше частица, тем быстрее она растворится под действием тока. Это означает, что если преципитатная модель инверсного поведения критической деформации верна, то растворение током малых преципитатов должно привести к подавлению эффекта ПЛШ в температурно-скоростных условиях деформирования, соответствующих инверсному поведению.

Увеличение концентрации примесных атомов (Mg) в матрице (Al) из-за растворения током малых преципитатов $\beta(\text{Al}_3\text{Mg}_2)$ -фазы вызывает рост сил закрепления дислокаций. Следовательно, силы закрепления будут возрастать с ростом плотности тока, в результате будет расти амплитуда скачков, уменьшаться их количество и увеличиваться общий уровень деформирующего напряжения. Таким образом, растворение током малых преципитатов позволяет качественно объяснить и вызванное током упрочнение (рис. 5), наблюдаемое в сплаве AMg5 на стадии параболического упрочнения (стадии III), что подтверждает предположение относительно возможной преципитатной природы эффекта подавления током прерывистой деформации ПЛШ в условиях, соответствующих инверсному поведению критической деформации.

2. Рассмотрим теперь влияние постоянного электрического тока на динамическое деформационное старение дислокаций без учета преципитации и соответственно

концентрации тока вблизи преципитатов. Как отмечалось, при обычном термоактивационном движении дислокаций сила сопротивления возрастает с увеличением скорости дислокаций, поскольку время ожидания у препятствия τ_w уменьшается и, следовательно, вероятность его преодоления также уменьшается. В твердых растворах дополнительная сила торможения со стороны диффундирующих атомов наоборот уменьшается с ростом скорости деформирования $\dot{\epsilon}_0$, поскольку меньшее количество атомов примеси сегрегирует на дислокациях, временно остановившихся у препятствий (дислокациях леса). В результате конкуренции этих двух факторов скоростная чувствительность напряжения течения к скорости пластической деформации может оказаться отрицательной в некотором интервале скоростей деформации, когда $\tau_w \sim \tau_d$, где τ_d — характерное время восходящей диффузии примесных атомов к дислокациям, и возникает прерывистое течение [27].

Очевидно, примесный атом в металлическом сплаве ионизирован. В проводнике с током на примесный ион действуют две силы: кулоновская сила взаимодействия положительного иона с внешним электрическим полем, действующая в направлении поля и сила, возникающая из-за изменения импульса электрона проводимости при рассеянии его на ионе [46], которая действует в направлении потока электронов. Вследствие экранирования электронами кулоновская сила со стороны электрического поля незначительна по сравнению с силой „электронного ветра“, действующей на ион. Эта сила заставляет примесные ионы диффундировать в направлении электронного ветра, а вакансии — во встречном направлении. В соответствии с вакансионным механизмом диффузии примесных ионов электрический ток будет ускорять диффузию этих ионов в направлении электрического тока и уменьшать время их сегрегации на дислокациях и поэтому $\tau_d \ll \tau_w$. В этом случае дислокации будут двигаться с примесными атмосферами и, следовательно, напряжение течения будет увеличиваться, что может объяснить упрочнение током сплава АМг5. В сплаве с высокой концентрацией вакансионных стоков (таких как ГП-зоны, границы зерен и другие дефекты) диффузионная подвижность примесных атомов может быть сильно подавлена вследствие заметания избыточных деформационных вакансий в эти стоки и $\tau_d \gg \tau_w$. В обоих случаях значения τ_d и τ_w сильно различаются, и следовательно, дислокационное движение будет макроскопически монотонным и прерывистое течение будет подавлено.

На настоящей стадии изучения обнаруженного явления подавления током прерывистой деформации пока нельзя отдать предпочтение одному из обсуждаемых механизмов и необходимы дальнейшие исследования, учитывающие микроструктурные изменения, вызванные прохождением электрического тока в сплаве, такие как изменение формы преципитатов в ходе их растворения током [47], изменение размера зерна вследствие увеличения скорости зародышеобразования [48–50], ускоре-

ние коалесценции субзерен [51,52], залечивание микропор [53,54] и т.д.

6. Заключение

Основные результаты, полученные в работе, состоят в следующем.

1. Обнаружено, что прохождение постоянного электрического тока плотностью 15–60 А/мм² через деформируемые образцы сплава АМг5 подавляет скачки напряжения ПЛШ на деформационных кривых в температурно-скоростных условиях растяжения, соответствующих инверсному поведению критической деформации.

2. Подавление током эффекта ПЛШ проявляется в увеличении критической деформации ϵ_c с увеличением плотности постоянного тока выше критического значения $j_c \approx 15$ А/мм². При $j > j_c$ происходит переход от прерывистого к монотонному пластическому течению.

3. Подавление прерывистого течения электрическим током сопровождается ростом напряжения течения. Установлено, что критическая пластическая деформация и упрочнение током возрастают с увеличением плотности тока.

4. Предполагается, что обнаруженный эффект связан с подавлением током процесса динамического деформационного старения дислокаций из-за изменения подвижности примесных ионов, вызванного электромиграцией. Другой возможный сценарий состоит в том, что стимулированное током растворение малых преципитатов (ГП-зон) может вызвать подавление прерывистой деформации в рамках преципитатной модели инверсного поведения критической деформации.

В заключении отметим, что проблема подавления прерывистой деформации имеет большое практическое значение, поскольку полосы ПЛШ ухудшают качество поверхности промышленных изделий и провоцируют преждевременное разрушение сплавов системы Al–Mg, используемых в авиакосмической отрасли и автопроме. Новое явление подавления током прерывистой деформации ПЛШ может быть использовано для разработки технологии электротокковой обработки металлов, позволяющей увеличить эксплуатационный ресурс промышленных сплавов системы Al–Mg.

Список литературы

- [1] О.А. Троицкий. Письма в ЖЭТФ. **10**, 18 (1969).
- [2] K. Okazaki, M. Kagawa, H. Conrad. *Scr. Metall.* **12**, 1063 (1978).
- [3] K. Okazaki, M. Kagawa, H. Conrad. *Scr. Metall.* **13**, 277 (1979).
- [4] S. Varma, L. Coruwell. *Scr. Metall.* **13**, 733 (1979).
- [5] В.И. Спицын, О.А. Троицкий. Электропластическая деформация металлов. Наука, М. (1985). 160 с.
- [6] H. Conrad, A.F. Sprecher, F.R.N. Nabarro. *Dislocation in Solids*. Elsevier Science, NY (1989). 497 p.

- [7] А.М. Рошупкин, И.Л. Батаронов. Изв. ВУЗов. Физика **39**, 57 (1996).
- [8] О.В. Клявин. Физика пластичности кристаллов при гелиевых температурах. Наука, М. (1987). 255 с.
- [9] A. Portevin, F. Le Chatelier. Seances Acad. Sci. **176**, 507 (1923).
- [10] О.А. Троицкий, Ю.В. Баранов, Ю.С. Авраамов, А.Д. Шляпин. Физические основы и технологии обработки современных материалов. Теория, технология, структура и свойства. Т. 1. Институт компьютерных исследований, Москва-Ижевск (2004). 590 с.
- [11] О.А. Троицкий, Ю.В. Баранов, Ю.С. Авраамов, А.Д. Шляпин. Физические основы и технологии обработки современных материалов. Теория, технология, структура и свойства. Т. 2. Институт компьютерных исследований, Москва-Ижевск (2004). 468 с.
- [12] K. Chihab, C. Fressengeas. Mater. Sci. Eng. A **356**, 102 (2003).
- [13] R. Kral, P. Lukas, M. Janecsek. Mater. Sci. Forum. **217-222**, 1025 (1996).
- [14] H. Louche, K. Bouabdallah, P. Vacher, T. Coudert, P. Balland. Exp. Mechanics **48**, 41 (2008).
- [15] H. Ait-Amokhtar, C. Fressengeas. Acta Mater. **58**, 1342 (2010).
- [16] R. Codes, O.S. Hopperstad, O. Engler, O.G. Lademo, J.D. Embury, A. Benallal. Metall. Mater. Transactions, A **42**, 3358 (2011).
- [17] S.H. Fu, Q.C. Zhang, Q. Hu, M. Gong, P.T. Cao, H.W. Liu. Science China Technol. Sci. **54**, 1389 (2011).
- [18] T.A. Lebedkina, M.A. Lebyodkin. Acta Mater. **56**, 5567 (2008).
- [19] M.A. Lebyodkin1, T.A. Lebedkina. Phys. Rev. E. **77**, 026 111 (2008).
- [20] M.A. Lebyodkin, N.P. Kobelev, Y. Bougherira, D. Entemeyer, C. Fressengeas, V.S. Gornakov, T.A. Lebedkina, I.V. Shashkov. Acta Mater. **60**, 844 (2012).
- [21] K. Chihab, Y. Estrin, L.P. Kubin, J. Vergnol. Scr. Metall. **21**, 203 (1987).
- [22] А.А. Шибков, А.Е. Золотов. Письма в ЖЭТФ **90**, 412 (2009).
- [23] А.А. Шибков, А.А. Мазилкин, С.Г. Протасова, Д.В. Михлик, А.Е. Золотов, М.А. Желтов, А.В. Шуклинов. Деформация и разрушение материалов **5**, 24 (2008).
- [24] А.А. Шибков, М.А. Желтов, Р.Ю. Кольцов, А.В. Шуклинов, М.А. Лебедкин. Изв. РАН. Сер. физ. **70**, 1372 (2006).
- [25] P.G. McCormick. Acta Metall. **20**, 351 (1972).
- [26] A. van den Beukel. Phys. Status. Solidi. A **39**, 197 (1975).
- [27] Y. Estrin, L.P. Kubin. Continuum models for materials with microstructure / Ed. H.-V. Muhlhaus. Wiley & Sons, NY (1995). P. 395.
- [28] G.A. Malygin. Phys. Status. Solidi A **15**, 51 (1973).
- [29] G.A. Malygin. Phys. Status. Solidi A **72**, 493 (1982).
- [30] Y. Brechet, Y. Estrin. Scr. Metall. Mater. **31**, 185 (1994).
- [31] Y. Brechet, Y. Estrin. Key Eng. Mater. **97-98**, 235 (1994).
- [32] Y. Brechet, Y. Estrin. Acta Metall. Mater. **43** (3), 955 (1995).
- [33] Г.А. Малыгин. ФММ, **74**, 11 (1992).
- [34] Г.А. Малыгин. ФТТ **34**, 2356 (1992).
- [35] P. Hahner. Acta Mater. **45**, 3695 (1997).
- [36] P. Hähner, A. Ziegenbein, A. Rizzi, H. Neuhauser. Phys. Rev. B **65**, 134 109 (2002).
- [37] T. Bohlke, G. Bondar, Y. Estrin, M.A. Lebyodkin. Comp. Mater. Sci. **44**, 1076 (2009).
- [38] J. Balik, P. Lukas, L.P. Kubin. Scr. Mater. **42**, 465 (2000).
- [39] M.A. Lebyodkin, N.P. Kobelev, Y. Bougherira, D. Entemeyer, C. Fressengeas, V.S. Gornakov, T.A. Lebedkina, I.V. Shashkov. Acta Mater. **60** 3729, (2012).
- [40] B. Tian. Mater. Sci. Eng. A **349** (2003) 272.
- [41] В.Я. Кравченко. ЖЭТФ. **51**, 1676 (1966).
- [42] Металловедение алюминия и его сплавов / Под ред. А.И. Беляев, О.С. Бочвар, Н.Н. Буйнов. Металлургия, М. (1983). 280 с.
- [43] Yu. Dolinsky, T. Elperin. Phys. Rev. B **47**, 14 778 (1993).
- [44] Yu. Dolinsky, T. Elperin. Phys. Rev. B **50**, 52 (1994).
- [45] Б.Г. Лившиц, В.С. Крапошин, Я.Л. Линецкий. Физические свойства металлов и сплавов. Металлургия, М. (1980). 320 с.
- [46] K.N. Tu, J.W. Majer, H.C. Feldman. Electronic Thin Film Science. Ch. 14. Macmilan, NY (1992).
- [47] E.C. Yeh, K.N. Tu. J. Appl. Phys. **88**, 5680 (2000).
- [48] H. Conrad, N. Karam, S. Mannan. Scr. Metall. **17**, 411 (1983).
- [49] I.Sh. Valeev, N.P. Barykin, V.G. Trifonov, A.Kh. Valeeva. J. Mater. Eng. Perform. **14**, 236 (2005).
- [50] R.S. Qin, B.L. Zhou. Inter. J. Nonequibr. Proc. **11**, 77 (1998).
- [51] S.H. Xiao, J.D. Guo, S.X. Li. Philos. Mag. Lett. **82(11)**, 617 (2002).
- [52] S.H. Xiao, J.D. Guo, S.D. Wu, G.H. He, S.X. Li. Scr. Metall. **46**, 1 (2002).
- [53] H. Conrad, W.D. Cao, S.P. Lu, A.F. Sprecher. Mater. Sci. Eng. **138**, 247 (1991).
- [54] G.X. Cai, F.G. Yuan. Inter. J. Fract. **96**, 279 (1999).