

Оценка влияния импульсного электрического тока высокой плотности на скорость пластической деформации металлов

Г. В. Степанов, А. И. Бабуцкий

Институт проблем прочности им. Г. С. Писаренко НАН Украины, Киев, Украина

Приведена оценка непосредственного (нетеплового) влияния импульсного электрического тока высокой плотности на скорость пластической деформации металла под действием механической нагрузки и релаксацию в нем упругих напряжений. Оценка выполнена с использованием существующих представлений о механизме электронной проводимости металлов и механизме пластической деформации, контролируемой термоактивируемым движением дислокаций. Показано, что влияние электрического тока на скорость пластической деформации возрастает с повышением плотности тока, уровня упругих напряжений и температуры, при низких плотностях тока и приложенных нагрузках его влияние незначительно.

Ключевые слова: импульсный электрический ток высокой плотности, скорость пластической деформации, релаксация упругих напряжений, энергия термической активации.

Обозначения

U – электрический потенциал, В

E – напряженность электрического поля, В/м

ρ – удельное электрическое сопротивление, Ом · м

i – плотность тока, А/м²

n – число атомов в единице объема, 1/м³

n_0 – число электронов проводимости в единице объема, 1/м³

b – валентность

\bar{v} – средняя скорость движения электронов, м/с

v – скорость направленного движения (дрейфа) электронов, м/с

l_0 – средняя длина свободного пробега электронов, м

t_0 – среднее время свободного пробега электронов, с

t_r – время термодинамической релаксации, с

Q – энергия термоактивации, эВ/атом

Универсальные физические постоянные, использованные в расчетах [1]:

A – число Авогадро, $A = 6,022 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹

k – постоянная Больцмана, $k = 1,380 \cdot 10^{-23}$ Дж · (К)⁻¹

m_e – масса покоя электронов, $m_e = 9,1081 \cdot 10^{-31}$ кг

Введение. Влияние импульсного электрического тока (ИЭТ) высокой плотности на напряженно-деформированное состояние (НДС) и механическое поведение металлов исследовалось с использованием физических и феноменологических моделей и подробно описано в литературе [2–10].

Однако к настоящему времени еще нет ясного представления о физических процессах, определяющих изменение НДС металла при пропускании электрического тока. Действие ИЭТ на металл на макроуровне сопровождается рядом физических явлений:

- изменением сопротивления пластической деформации и характеристик пластичности в результате непосредственного (нетеплового) действия ИЭТ;
- неоднородным нагревом материала в областях с концентраторами электрического тока (трещины и др.) в результате теплового действия ИЭТ;
- развитием неоднородного пластического деформирования и, в конечном счете, созданием полей локальных остаточных напряжений в результате действия и последствия ИЭТ.

На микроуровне имеют место следующие явления:

- изменение температуры и напряжений вблизи микродефектов в результате теплового и нетеплового действия ИЭТ на металл;
- микроструктурные изменения, включая залечивание микротрещин и перестройку границ зерен в результате интенсивной термоактивации.

В данном сообщении анализируется механизм непосредственного (нетеплового) действия электрического тока высокой плотности на изменение НДС металла и релаксацию упругих напряжений. Для качественной оценки такого влияния использованы существующие представления о механизме электронной проводимости металлов [11, 12] и о контролируемом движением дислокаций механизме пластической деформации [13, 14].

Оценка воздействия ИЭТ на кристаллическую решетку металла.

Основные соотношения, определяющие кинетику взаимодействия электронов проводимости с узлами кристаллической решетки в соответствии с существующими представлениями о механизме электронной проводимости металлов [11, 12], используются для определения плотности тока, напряженности электрического поля и электрического сопротивления:

$$\begin{aligned} i &= evn_0; \\ \frac{dU}{dx} &= E = \rho i; \\ \rho &= \frac{2m_e \bar{v}}{n_0 e^2 l_0} = \frac{2m_e}{n_0 e^2 t_0}. \end{aligned} \quad (1)$$

На основании уравнений (1) можно получить выражение для кинетической энергии направленного движения электронов под действием электрического поля:

$$K_e = \frac{1}{2} m_e v^2 = eE(t_0 v) = \rho i (evn_0) \frac{t_0}{n_0} = \rho i^2 \frac{t_0 b}{n_0}. \quad (2)$$

Согласно уравнению (2) кинетическая энергия направленного движения электронов пропорциональна квадрату плотности тока, что не противоречит полученному ранее выводу о зависимости силы, действующей на дисло-

кации, от интегрального произведения скоростей \bar{v} и v [8], поскольку влияние электрического поля на повышение кинетической энергии электронов в единице объема определяется только скоростью v [12]:

$$\sum_{n_0} \left[\frac{m(\bar{v} + v)^2 - m\bar{v}^2}{2} \right] \approx \sum_{n_0} \frac{mv^2}{2},$$

учитывая, что $\sum_{n_0} \bar{v}v \approx 0$.

При заданных плотности тока и электрическом сопротивлении параметры взаимодействия электронов с узлами кристаллической решетки могут быть определены по уравнениям (1) и (2). Для количественной оценки этого взаимодействия достаточно знать среднее время свободного движения электронов между столкновениями t_0 и плотность электронов проводимости n_0 . Например, принимая $n_0 = bn$, $t_0 = 4 \cdot 10^{-15}$ с, получаем расчетное удельное электрическое сопротивление железа $\rho = 1,06 \cdot 10^{-7}$ Ом·м, близкое к значениям, приведенным в литературных источниках.

Увеличение кинетической энергии электрона за период свободного пробега, рассчитанное по (2) при плотности тока 10^{10} А/м², составит $K_e = 3,15 \cdot 10^{-12}$ эВ/атом, что намного меньше изменения энергии теплового движения атома при повышении температуры на один градус, равного $8,62 \cdot 10^{-5}$ эВ/К. Следовательно, единичное взаимодействие электрона с атомом не оказывает существенного влияния на движение атома в области совершенной кристаллической решетки. Однако при оценке влияния ИЭТ на динамику дислокаций следует учитывать преимущественное взаимодействие потока электронов с атомами в окрестности дислокаций и других дефектов.

При отношении общей плотности атомов n к плотности “дефектных” атомов n_d (атомов в окрестности дефектов – границ зерен, дислокаций, вакансий и др.), равном $\approx 2 \cdot 10^6$, что соответствует плотности дислокаций $\approx 10^9$ 1/м², получим среднее эффективное повышение кинетической энергии дефектных атомов $K_{eff} = 6,2 \cdot 10^{-6}$ эВ/атом. Следовательно, при взаимодействии электронов с дефектными атомами за время термодинамической релаксации $t_r \approx 2,2 \cdot 10^{-10}$ с (t_r – время сохранения направленного движения атомов дислокационных линий, характеризующее их демпфирование) повышается энергия направленного движения атомов вблизи дефектов под действием потока электронов на $\Delta Q_e = (t_r/t_0)K_{eff} = 0,333$ эВ/атом, что уже существенно стимулирует движение дислокаций и развитие пластического сдвига при наличии достаточного уровня механической нагрузки.

Из приведенного анализа следует, что эффект нетеплового действия ИЭТ на динамику дислокаций возрастает пропорционально квадрату его плотности, плотности дефектных атомов и времени термодинамической релаксации. Ниже приведена количественная оценка нетеплового влияния ИЭТ на скорость пластической деформации.

Оценка влияния ИЭТ на скорость пластической деформации.

Согласно кинетической теории прочности энергия активации разрушения $Q(\sigma)$ понижается с ростом уровня напряжений [15]:

$$Q(\sigma) = Q_f - \gamma\sigma = Q_f(1 - \beta\sigma); \quad \beta = \gamma/Q_f; \quad \tau = \tau_0 \exp\left(\frac{Q_f(1 - \beta\sigma)}{kT}\right), \quad (3)$$

где Q_f , γ и τ_0 – параметры материала; σ – уровень эффективного напряжения; τ – время до разрушения.

Аналогично уравнениям (3), характеризующим процесс разрушения, для оценки влияния механических напряжений на скорость пластической деформации используется уравнение [13, 14]

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_0 \exp\left(-\frac{Q_0(1 - \beta\sigma)}{kT}\right). \quad (4)$$

Для качественной оценки процесса деформирования малоуглеродистой стали в уравнении (4) принимаем $Q_0 = 80$ ккал/моль = 3,45 эВ/атом, $\beta = 2,88 \cdot 10^{-9}$ Па⁻¹, что соответствует снижению энергии активации пластической деформации до нуля, т.е. повышению скорости деформации $\dot{\varepsilon}$ до максимального значения, при критическом напряжении $\sigma_{cr} = 1/\beta \approx 350$ МПа.

Принимая зависимость энергии активации от уровня напряжения линейной в уравнении (4), можно оценить влияние электрического тока на активацию дислокационного механизма деформации металла:

$$Q_*(\sigma) = Q_0 - \gamma\sigma - \Delta Q_e = Q_0 \left(1 - \beta\sigma - \frac{\Delta Q_e}{Q_0}\right) = Q_0 [1 - \beta(\sigma + \sigma_{eff}^e)];$$

$$\sigma_{eff}^e = \frac{1}{\beta} \frac{\Delta Q_e}{Q_0}. \quad (5)$$

Для приведенных выше значений параметров β и Q_0 определим величину эффективного механического напряжения в металле, вызванного действием электрического тока (электронов проводимости):

$$\sigma_{eff}^e = \frac{1}{\beta} \frac{\Delta Q_e}{Q_0} = \frac{1}{2,88 \cdot 10^{-9}} \frac{0,393}{3,45} \approx 40 \text{ МПа.}$$

Таким образом, зависимость скорости пластической деформации от уровня механической нагрузки и плотности тока определяется экспоненциальным уравнением

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_0 \exp\left(-\frac{Q_0(1 - \beta(\sigma + \sigma_{eff}^e))}{kT}\right), \quad (6)$$

где $\dot{\varepsilon}_0$ – предельная скорость пластической деформации, которая соответствует нулевому уровню потенциальных барьеров на пути движения дислокаций при напряжениях $\sigma_{cr} = \sigma + \sigma_{eff}^e$.

Увеличение скорости пластической деформации при повышении уровня растягивающих напряжений, рассчитанное по уравнению (6) при различных значениях эффективного напряжения σ_{eff}^e , иллюстрируют графики, приведенные на рис. 1. Видно, что при фиксированной величине σ_{eff}^e скорость пластической деформации быстро повышается с ростом механической нагрузки. По результатам расчетов, например, повышение напряжений σ с 306 до 348 МПа вызывает рост скорости деформации с 10^{-3} до 10^4 с $^{-1}$.

Аналогично этому при заданном уровне нагрузки скорость пластической деформации резко увеличивается при повышении уровня эффективного напряжения σ_{eff}^e (рис. 2). Причем действие ПЭТ существенно только при напряжениях, близких к пределу текучести. Повышение температуры также интенсифицирует термоактивируемые процессы пластической деформации (рис. 3), что увеличивает эффект действия ПЭТ (его влияние на скорость пластической деформации). Таким образом, повышение σ_{eff}^e и T обеспечивает поддержание заданной скорости деформации при снижении нагрузки (рис. 2, 3). Отметим также, что при понижении Q_0 возрастает влияние скорости деформации на сопротивление материала деформации.

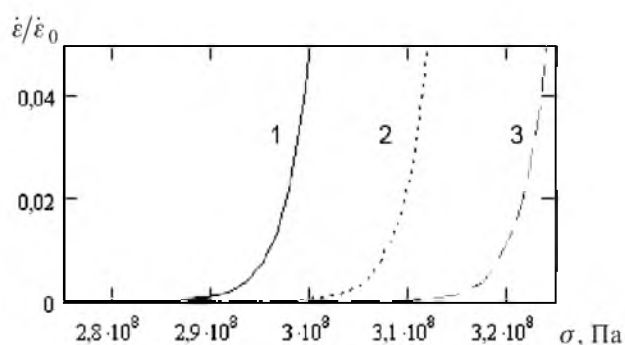


Рис. 1. Изменение относительной скорости пластической деформации в зависимости от уровня напряжений σ при $\sigma_{eff}^e = 40$ (1), 28 (2) и 16 МПа (3).

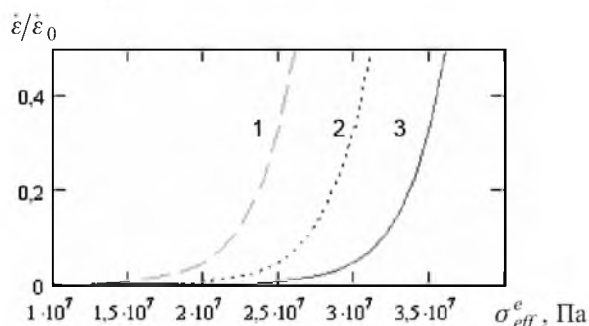


Рис. 2. Изменение относительной скорости пластической деформации в зависимости от уровня эффективного напряжения σ_{eff}^e при $\sigma = 320$ (1), 315 (2) и 310 МПа (3).

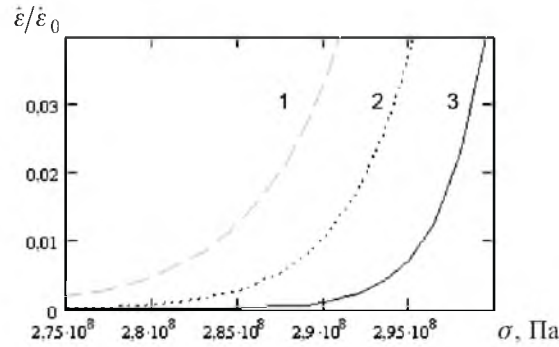


Рис. 3. Изменение относительной скорости пластической деформации в зависимости от уровня напряжения σ при $\sigma_{eff}^e = 40$ МПа и температуре 600 (1), 450 (2) и 300 К (3).

Оценка процесса релаксации напряжений. Используя уравнение (6), можно рассчитать релаксацию упругих напряжений, вызванных растягивающей нагрузкой, при действии ИЭТ.

В процессе релаксации напряжений, т.е. при неизменной общей деформации, скорость пластической деформации равна скорости снижения упругой деформации с обратным знаком:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = -\frac{1}{E} \frac{d\sigma}{dt} \quad \text{при} \quad \varepsilon + \varepsilon_e = \text{const.} \quad (7)$$

Из зависимостей (6) и (7) с учетом возможности обратного движения дислокаций (в противоположных направлениях) получим дифференциальное уравнение релаксации напряжений:

$$\frac{d\sigma}{dt} = -\dot{\varepsilon}_0 \left[\exp\left(-\frac{Q_0(1-\beta)(\sigma + \sigma_{eff}^e)}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{Q_0(1+\beta)(\sigma + \sigma_{eff}^e)}{kT}\right) \right]. \quad (8)$$

При интегрировании (8), пренебрегая вторым слагаемым в уравнении вследствие его малого влияния и учитывая начальные условия ($\sigma = \sigma_0$ при $t = 0$), получаем приближенное уравнение, определяющее изменение напряжений во времени в процессе релаксации:

$$\sigma(t) = \sigma_0 - \frac{kT}{Q_0\beta} \ln \left[1 + \dot{\varepsilon}_0 E \frac{Q_0\beta}{kT} t \exp\left(Q_0 \frac{1-\beta(\sigma_0 + \sigma_{eff}^e)}{kT}\right) \right]. \quad (9)$$

Отметим, что зависимость (9) применима в период действия тока постоянной плотности при незначительном повышении температуры в результате его теплового действия.

Результаты расчетов релаксации упругих напряжений в полосе из малоуглеродистой стали с использованием уравнения (9) для базовых параметров $E = 200$ ГПа; $\sigma_0 = 300$ МПа; $\sigma_{eff}^e = 40$ МПа; $\dot{\varepsilon}_0 = 10^4$ с⁻¹; $T = 300$ К;

$Q_0 = 3,45$ эВ/атом, а также для повышенной температуры, пониженных уровня упругих напряжений и эффективных напряжений приведены на рис. 4.

Из результатов расчетов следует, что релаксация напряжений пренебрежимо мала без действия ИЭТ. Так, снижение уровня эффективного напряжения σ_{eff}^e , вызванного пропусканием тока, с 40 до 30 МПа приводит к резкому замедлению процесса релаксации напряжений (рис. 4).

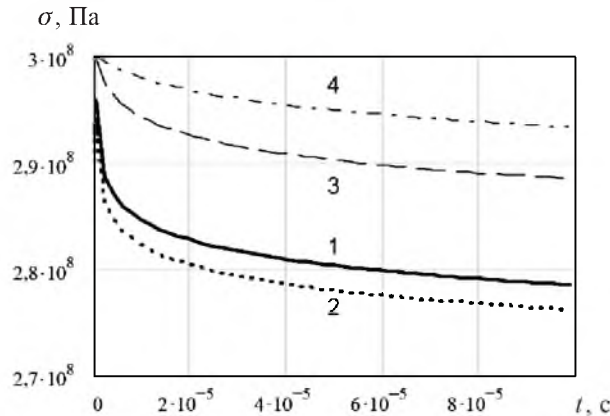


Рис. 4. Изменение напряжений во времени в процессе релаксации: 1 – базовые параметры в уравнении (9); 2 – повышенная температура, $T = 600$ К; 3 – пониженное эффективное напряжение, $\sigma_{eff}^e = 30$ МПа; 4 – пониженное упругое напряжение, $\sigma_0 = 285$ МПа.

Таким образом, результаты проведенных расчетов показывают, что повышение уровня растягивающих напряжений, температуры и уровня эффективных напряжений, пропорциональных квадрату плотности тока, ускоряет процесс релаксации напряжений. Кроме того, в соответствии с уравнением (9) скорость процесса релаксации зависит от длительности ИЭТ.

Следует отметить, что релаксация при действии ИЭТ существенна только при начальном суммарном напряжении $\sigma_0 + \sigma_{eff}^e$, близком к пределу текучести. Например, при понижении напряжений на 5% с $\sigma_0 = 300$ МПа в базовом варианте расчета до 285 МПа и неизменном $\sigma_{eff}^e = 40$ МПа скорость пластической деформации снижается в несколько раз. Скорость пластической деформации в процессе релаксации при кратковременном действии ИЭТ определяется величиной суммарного напряжения $\sigma(t) + \sigma_{eff}^e(t)$. При дальнейшем процессе релаксации (после прекращения действия ИЭТ) скорость пластической деформации определяется только величиной $\sigma(t)$ и снижается до нуля.

Заключение. Нетепловое воздействие ИЭТ на НДС в металле эквивалентно повышению уровня приложенных механических напряжений на величину, пропорциональную квадрату плотности тока. Эффект нетеплового воздействия ИЭТ на динамику дислокаций возрастает пропорционально квадрату его плотности, плотности дефектных атомов и времени термодинамической релаксации.

Воздействие ИЭТ на нагруженный материал проявляется в резком увеличении скорости пластической деформации, возрастающей с повышением приложенной механической нагрузки, плотности тока и температуры.

Влияние ИЭТ на скорость пластической деформации существенно при напряжениях, близких к пределу текучести металла, при низких плотностях тока и низких напряжениях скорость пластической деформации пренебрежимо мала.

Воздействие ИЭТ на релаксацию упругих напряжений, близких к пределу текучести, возрастает при повышении температуры, плотности тока и его длительности.

Для уточненной оценки процессов релаксации напряжений с учетом нетеплового воздействия ИЭТ требуется экспериментальное определение параметров, характеризующих механизмы пластической деформации, контролируемой термоактивируемым движением дислокаций.

Исследования выполнены при поддержке European Research Office of the US Army по контракту № N62558-03-M-0809.

Резюме

Наведено оцінку безпосереднього (нетеплового) впливу імпульсного електричного струму високої густини на швидкість пластичної деформації металу під дією механічного навантаження і релаксацію в ньому пружних напружень. Оцінку виконано з використанням існуючих уявлень про механізм електронної провідності металів та механізм пластичної деформації, контрольованої термоактивованим рухом дислокацій. Показано, що вплив електричного струму на швидкість пластичної деформації збільшується зі зростанням густини струму, рівня пружних напружень та температури, за низьких густини струму і прикладених навантажень його вплив несуттєвий.

1. Яворский Б. М., Детлаф А. А. Справочник по физике. – М.: Наука. – 1971. – 939 с.
2. Спицин В. И., Троицкий О. А. Электропластическая деформация металлов. – М.: Наука, 1985. – 160 с.
3. Беклемшиев Н. Н., Корягин Н. И., Шапиро Г. С. Влияние импульса тока на ресурс пластичности проводящих материалов // Изв. АН СССР. Сер. Техн. науки. – 1985. – 38, № 4. – С. 25 – 28.
4. Климов К. М., Новиков И. И. К вопросу об “электроннопластическом эффекте” // Пробл. прочности. – 1984. – № 2. – С. 98 – 103.
5. Барышев Г. А., Головин Ю. И., Киперман В. А. и др. Структурные изменения в металле вблизи отверстий и включений под влиянием импульса тока // Физ. и хим. обраб. материалов. – 1980. – № 4. – С. 12 – 15.
6. Громов В. Е., Зуев Л. Б., Базаикин В. И., Целлермаер В. Я. Закономерности электростимулированной пластической деформации металлов и сплавов на разных структурных уровнях // Изв. вузов. Физика. – 1996. – № 3. – С. 66 – 96.

7. Сидоренков В. В., Семенцов Д. И., Корнев Ю. В. О механизме разупрочнения при электропластической деформации металлов // Докл. АН СССР. – 1989. – **310**, № 6. – С. 1371 – 1374.
8. Фикс В. Б. О взаимодействии электронов проводимости с одиночными дислокациями в металлах // Журн. exper. и теорет. физики. – 1981. – **80**, вып. 6. – С. 2313 – 2316.
9. Копанев А. А. К вопросу о природе электропластического эффекта в металлах // Пробл. прочности. – 1991. – № 1. – С. 47 – 51.
10. Степанов Г. В., Бабуцкий А. И. Воздействие электрического тока на релаксацию напряжений в металле // Там же. – 1996. – № 2. – С. 125 – 128.
11. Christy R. W. and Pytte A. The Structure of Matter: An Introduction to Modern Physics. – New York; Amsterdam: W. A. Benjamin, Inc., 1965. – 598 p.
12. Карякин Н. И., Быстров К. Н., Киреев П. С. Краткий справочник по физике. – М.: Высш. шк., 1962. – 560 с.
13. Campbell J. D. and Ferguson W. G. The temperature and strain-rate dependence of the shear strength of mild steel // Phil. Mag. – 1970. – **21**, No. 1. – P. 63 – 82.
14. Степанов Г. В. Упругопластическое деформирование и разрушение материалов при импульсном нагружении. – Киев: Наук. думка. – 1991. – 288 с.
15. Регель В. Р., Слуцкер А. И., Томашевский Э. В. Кинетическая природа прочности твердых тел. – М.: Наука, 1974. – 560 с.

Поступила 21. 06. 2004