УДК 621.7.044.7

Кузнецов Н. Н.

ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА РАЗУПРОЧНЕНИЯ ИМПУЛЬСНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ И МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ ПРИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ МЕТАЛЛОВ

Внешнее импульсное токовое воздействие, как и магнитное, может быть универсальным инструментом в обработке металлов давлением, а также и для изменения физико-механических свойств металлов и сплавов [1–6]. Однако, при растущем использовании этих воздействий для интенсификации различных технологических процессов холодной обработки, физическая природа пластификации металлов и сплавов изучена недостаточно. Закономерности воздействия сильных токовых импульсов и импульсов магнитного поля изучаются как на макро так и на микро уровнях.

Электромагнитные воздействия на металл заготовки можно рассматривать как непосредственное энергетическое действие на атомы решетки, которые связанны силами электромагнитного происхождения. Это воздействие во время деформирования влияет на прочностные и пластические характеристики металла через микродефекты и макродефекты, которые присутствуют в любом реальном металле.

Целью данного исследования является анализ процессов, происходящих на микро- и макроуровне, которые в совокупности дают регистрируемое разупрочнение и повышение пластичности. При воздействии на кристаллическую структуру металла электромагнитного поля возможно появление следующих эффектов:

– скин-эффект, пинч-эффект;

– прямое силовое воздействие электрического и магнитных полей на дислокации, а также влияние на состояние стопоров, тормозящих движение дислокаций.

Рассмотрим процесса разупрочнения с точки зрения термоупругих напряжений, возникающих в металле при воздействии на него одиночными импульсами тока и магнитного поля. В этом случае плотность тока по сечению образца распределяется неравномерно, а это приводит к неравномерному нагреванию образца, причем, максимальное значение температуры достигается на его поверхности. Как показывает расчет и экспериментальные данные [4–8], температура поверхности образца может достигать несколько сот градусов, вопреки широко распространенному мнению, что процесс электростимулирования металлов и сплавов происходит практически изотермически. Этот разогрев образца, в свою очередь, и ведет к появлению термоупругих напряжений, которые могут быть причиной рассматриваемого эффекта. Как будет показано ниже время релаксации температуры в металлах много больше времени диффузии электромагнитного поля в металл. Поэтому можно считать, что процесс разогрева образца происходит в течение времени действия импульса тока или поля, а время существования термоупругих напряжений будет определяться процессом релаксации температуры.

Распределение электрических и магнитных полей в образце описывается уравнениями Максвелла, в которых пренебрегаем токами смещения по сравнению с токами проводимости:

$$\Delta\vec{E} = \hat{\sigma}\mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}; \quad \Delta\vec{H} = \hat{\sigma}\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \tag{1}$$

где $\vec{E}$ и $\vec{H}$ – напряженность электрического и магнитного полей соответственно;

$\mu_o = 4\pi\cdot10^{-7}$ [Гн/м] – магнитная постоянная;

$\hat{\sigma}$ – электропроводность материала образца.

Плотность тока, возникающая в образце, связана с $\vec{E}$ и $\vec{H}$ уравнениями: $\vec{j} = \hat{\sigma}\vec{E}$ – в случае воздействия импульсного тока, и $\vec{j} = rot\vec{H}$ – в случае импульсного магнитного поля. Используя эти зависимости, уравнения (1) и (2) можно свести к одному уравнению для вектора $\vec{j}$:

$$\Delta\vec{j} = \hat{\sigma}\mu_0 \frac{\partial \vec{j}}{\partial t}. \qquad (2)$$

Распределение температуры в образце описывается уравнением теплопроводности:

$$\rho C_P \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\vec{j}^{\,2}}{\hat{\sigma}} + \lambda \Delta T , \qquad (3)$$

где ρ – плотность материала;

C_P – удельная теплоемкость;

λ – коэффициент теплопроводности;

Δ – оператор Лапласа (задача решается в цилиндрических координатах и ось Z направлена вдоль оси образца).

Для дальнейшего анализа удобно ввести безразмерные переменные: $\xi = r/R$ – безразмерная координата, где R – радиус образца; $\tau = t/t_0$ – безразмерное время, $t_0 = \mu_0 \hat{\sigma} R^2$ – постоянная, определяющая время проникновения электромагнитного поля в металл; $\Theta = T/T_0$ – безразмерная температура, где $T_0 = j_0^2 \mu_0 R^2 / \rho C_P$; $\tilde{\varepsilon} = \lambda \mu_0 \hat{\sigma} / \rho C_P$ – безразмерный параметр; $i = j(\xi, t)/j_0$ – безразмерная плотность тока (для импульса тока $j_0 = I_{MAX} / \pi R^2$; для магнитного поля $j_0 = 2H_{MAX}/R$). В этих переменных уравнение теплопроводности запишется в виде:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = i^2(\xi, t) + \tilde{\varepsilon}\, \Delta_\xi \Theta . \qquad (4)$$

В правой части уравнения (4) слагаемым $\tilde{\varepsilon}\, \Delta_\xi \Theta$ ответственным за теплопроводность можно пренебречь, т. к. в металлах время релаксации температуры $t_{ТЕПЛ} = \rho C_P R^2 / \lambda$ много больше времени проникновения электромагнитного поля в образец. Параметр $\tilde{\varepsilon} = t_0 / t_{ТЕПЛ}$ для некоторых материалов следующий: алюминий – $3{,}7 \cdot 10^{-3}$, медь – $2{,}8 \cdot 10^{-4}$, сталь – $8 \cdot 10^{-3}$.

В этом приближении распределение температуры в образце в результате действия импульса магнитного поля или тока будет описываться формулами:

$$\rho C_P \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\vec{j}^{\,2}}{\hat{\sigma}} + \lambda \Delta T ; \qquad (5)$$

$$\Theta(\xi) = \int_0^\tau i^2(\xi, u)\, du ,$$

где $i\ (\xi, u)$ – решение уравнения (2), записанное в безразмерных переменных (u – переменная, имеющая смысл времени).

Остывание образца после прохождения импульса магнитного поля или тока описывается уравнением:

$$\rho C_P \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \Delta T .$$

Истинная температура может быть вычислена как:

$$T = \Theta(\xi, \tau) T_0 .$$

Чтобы рассчитать распределение температуры по сечению цилиндра нужно вычислить распределение плотности тока $i(\xi,\tau)$ в цилиндре при воздействии током и полем.

Как уже отмечалось выше, токовое и магнитное воздействие отличается направлением вихревых токов, возникающих в цилиндре. Поэтому рассмотрим отдельно распределения плотности тока по сечению цилиндра при воздействии тока и магнитного поля.

Решая уравнение (1) в цилиндрических координатах, получаем распределение плотности тока в случае воздействия магнитным полем на образец:

$$j(\xi,\tau)_{\varphi}=\frac{2H_0}{R}\left\{\sum\frac{\mu_k J_1(\mu_k\cdot\xi)}{\mu_k J_1(\mu_k)}\exp\left(-\mu_k^2\tau^*\right)-\Phi(t-\tau^*)\sum\frac{\mu_k J_1(\mu_k\cdot\xi)}{\mu_k J_1(\mu_k)}\exp\left(-\mu_k^2(t-\tau^*)\right)\right\}.$$

Распределение плотности тока в цилиндре при токовом воздействии следующее:

$$j_z(\xi,t)=j_0\left[\left(\left(\Phi(\tau)-\Phi(\tau-\tau^*)\right)\right)+\frac{J_0(\gamma_k\xi)}{J_0(\gamma_k)}\left(1-\Phi(\tau-\tau^*)\exp\left(\gamma_k^2\tau^*\right)\right)\right]\exp\left(-\gamma_k^2\tau\right).$$

Максимальное значение плотности тока находится в поверхностном слое цилиндра как для случая с током, так и для случая с магнитным полем.

Распределение температуры по сечению образца при воздействии импульса магнитного поля и тока соответственно описываются следующими выражениями:

$$T_H(\xi)=T_0^H\sum_{k,l=1}^{\infty}\frac{J_1(\mu_k\xi)J_1(\mu_l\xi)}{J_1(\mu_k)J_1(\mu_l)(\mu_k^2+\mu_l^2)}=T_0^H\Theta_H(\xi);$$

$$T_I(\xi)=2T_0^T\cdot\left[\sum_{k,l=1}^{\infty}\frac{J_0(\gamma_k\xi)J_0(\gamma_l\xi)}{J_0(\gamma_k)J_0(\gamma_l\cdot)\left(\gamma_k^2+\gamma_l^2\right)}+t^*+\sum_{l=1}^{\infty}\frac{J_0(\gamma_l\xi)}{J_0(\gamma_l)\cdot(\gamma_l)^2}\right]=T_0^I\Theta_I(\xi),$$

где $T_0^H=\dfrac{4H_0{}^2\mu_0}{\rho C_P}$ – характеристическая температура для случая воздействия магнитным полем, которая определяется параметрами импульса и свойствами материала: $T_0^I=\dfrac{I_0^2\mu_0}{\rho C_P R^2\pi^2}$ – характеристическая температура для случая воздействия электрическим током, которая определяется параметрами импульса и свойствами материала: $J_0(x)$ – функция Бесселя нулевого порядка; $J_1(x)$ – функция Бесселя первого порядка; μ_K – нули функции Бесселя нулевого порядка $J_0(x)$; γ_K – нули функции Бесселя первого порядка $J_1(x)$; $t^*=\dfrac{t_i}{t_0}$.

Распределение температуры по сечению образца для различных моментов времени при воздействии магнитным полем и током соответственно описываются выражениями:

$$T_0^H(\xi,\tau)=T_0\sum_{n=1}^{\infty}C_n^H J_1(\mu_n\xi)\cdot\exp\left[-\gamma_n^2\cdot\tilde{\varepsilon}\cdot\tau\right];\quad T_0^I(\xi,\tau)=T_0\sum_{n=1}^{\infty}C_n^I J_0(\gamma_n\xi)\cdot\exp\left[-\gamma_n^2\cdot\tilde{\varepsilon}\cdot\tau\right].$$

а термоупругие напряжения, возникающие в этом случае [2], имеют вид:

$$\sigma_{\varphi\varphi}=\sigma_{rr}=\sigma_{r\varphi}=0;$$

$$\sigma_{ZZ}^I=-E\alpha T_0^I(\xi,\tau);$$

$$\sigma_{ZZ}^{H} = -E\alpha T_0^{H}(\xi,\tau),$$

где E – модуль Юнга.

Для сплошного цилиндра выше приведенные условия являются полными и можем сделать вывод, что при стационарном состоянии двумерной теплопередачи не будет температурных напряжений, за исключением осевого напряжения σ_Z, которое служит для выполнения условия $\varepsilon_Z = 0$ плоской деформации [3].

Вышесказанное хорошо согласуется с результатами работы [4, 8], в которой наблюдалась пластическая деформация меди только под воздействием внешнего магнитного поля (при температурах Т = 4,2 К, Т = 77 К). Отсюда можно сделать вывод, что при воздействии внешних магнитных, токовых и механических напряжений результирующее напряжение можно представить в виде:

$$\sigma = \sigma_{MEX} + \sigma_{ZZ},$$

где σ_{MEX} – напряжения, развиваемые растягивающей машиной;

σ_{ZZ} – термоупругие напряжения, вызываемые воздействием магнитного поля или тока.

Полученное разупрочнение [9] под воздействием импульса магнитного поля по рассмотренной модели составляет около 20 % при поле с напряженностью $H = 0{,}25 \cdot 10^7$ МА/м и говорит о том, что термоупругие напряжения можно рассматривать в качестве основной причины рассматриваемого эффекта разупрочнения.

С другой стороны, эти явления можно объяснить [10] действием импульсов на ядра дислокаций с помощью экситонной модели ядра дислокации [11], где

а) на единицу длины краевой дислокации приходится дипольный момент:

$$P \sim (n_e e\pi r_0^2 / a_0^3) a^*,$$

где a_0 – параметр решётки; r_0 – радиус ядра дислокации; n_e – число электронов проводимости на один атом; a^* – эффективный радиус экситона; e – заряд электрона;

б) электроны и дырки движутся вдоль оси дислокации как частицы ферми-газа в условиях детального равновесия;

в) перегибы и примесные атомы являются потенциальными барьерами для движущихся электронов и дырок;

г) перегибы преодолеваются электронами и дырками с выделением низкоэнергетичных фононов;

д) примесные атомы отражают электроны и дырки с выделением фононов отдачи, возбуждающих экситоны ядра дислокации.

В данной работе ограничимся ранними этапами ПД, где дислокации имеют вид дислокационных петель. Согласно [11] можно найти силу, действующую на единицу длины дислокационной линии внутри скин-слоя:

$$F_i^n = (P_m \nabla_m) E_i,$$

где $\nabla_m \equiv \dfrac{\partial}{\partial x_m}$ оператор набла; E_i – вектор напряженности электрического поля.

Другими словами дислокационная линия будет вести себя подобно электрическому диполю в неоднородном поле: линия будет двигаться в сторону больших значений поля.

При $R \approx 5 \cdot 10^{-3}$м,$c_l \approx 5 \cdot 10^3$м/с длительность импульса $\Delta t_{im} \approx 10^{-5} - 10^{-4}$с. В тоже время силу, действующую на единицу длины дислокационной линии хорошего кристалла, можно найти в рамках теории индивидуальных дислокаций [10]:

$$F_i^{gc} = \sigma_{ij} b_j = e_{ilm} l_l \sigma_{mk} b_k ,$$

где σ_{ij} – тензор приложенных механических напряжений; b_j вектор Бюргерса; e_{ilm} – тензор Леви-Чивита; l_l – единичный вектор вдоль линии дислокации. Величину компонент $\hat{\sigma}$, приводящих к скольжению дислокации, можно найти с помощью эмпирического соотношения Холла-Петча для поликристаллов [9, 12]:

$$\sigma_{0.2} = \sigma_0 + k_b d^{-1/2} ,$$

$\sigma_{0.2}$ – предел текучести поликристалла; σ_0 – стартовое напряжение для поддержания скольжения в действующей плоскости скольжения внутри зерна или напряжение трения; k_b – постоянная, характеризующая трудность возбуждения скольжения в соседнем зерне. Если пренебречь взаимодействием электрического поля с мультиполями ядра дислокации высшего порядка и фриделевскими осцилляциями плотности электронов проводимости [11], то работа δA сил F_i^n и F_i^{gc} на перемещении дислокации δx приближенно равна сумме вариаций потенциальной энергии взаимодействия U_{rec} электрического поля с ядром и внутренней энергии U_{int} хорошего кристалла дислокации:

$$\delta A = (F_i^n + F_i^{gc}) \delta x_i \approx \delta U_{\text{int}} + \delta U_{rec} = \delta U_{\text{int}} + \delta (P_m D_m) = \delta U_{\text{int}} + P_m \delta D_m + D_m \delta P_m .$$

Рассмотрим движение дислокационной петли в виде совокупности перегибов без точек закрепления (примесных атомов и узлов сетки). Существование экситонов с переносом заряда в ядре дислокации и наличие перегибов, как потенциальных барьеров для движения электронов и дырок, позволяет рассматривать взаимодействие магнитного поля с дислокационной петлей с помощью:

а) выражения

$$\vec{F} = (\vec{p}_m \nabla) \vec{B} = p_{mx} \nabla_x \vec{B} + p_{my} \nabla_y \vec{B} + p_{mz} \nabla_z \vec{B} ,$$

где p_{mx}, p_{my}, p_{mz} – проекции магнитного момента дислокационной петли на координатные оси;

б) появление токов вдоль линии дислокации в её ядре возможно при некотором пороговом значении магнитного поля B_{01};

3) суммарный ток в петле в виде двух токов от электронов и дырок со скоростями, противоположно направленными и равными по величине, будет нулевым.

В этом случае роль силы F_i^{gc} играет сила Лоренца:

$$F_i^{Lrc} = e e_{imk} v_m B_k ,$$

где e – заряд электрона. Если поле $\vec{B}$ является однородным, то на ядро дислокации действует пара сил: $F_e \sim N_e v_e B$ и $F_h \sim N_h v_h B$, где N_e и N_h количества электронов и дырок на единицу длины дислокации; $v_e, v_h \le v_F$ скорости электронов и дырок. В случае неоднородного поля имеет место приращение силы ΔF :

$$\Delta F \approx N_e e v_F \left(\frac{B_a 2r_0}{\delta}\right),$$

где B_a амплитуда поля B_k в импульсе. Отсюда можно оценить порядок B_a. При той же частоте f и относительной магнитной проницаемости $\mu = 1000$ амплитуда B_a для стального образца составляет $10^3 - 10^4$ Тл ($H_a = 10^6 - 10^7$ А/м). При частотах 0,5 МГц ($\delta = c(2\pi\sigma\mu f)^{-1/2}$, где c – скорость света; $\hat{\sigma}$ – электропроводность) амплитуда снижается на два порядка. Влияние силы Лоренца на два замкнутых контура этих токов приведёт к конгруэнтному расширению одного контура из одних квазичастиц и такому же сужению другого контура из квазичастиц другого рода. Здесь отметим, что для дислокационной петли в переменном во времени магнитном поле выполняется закон индукции Фарадея: в петле наводится продольное электрическое поле, снижающее потенциальные барьеры.

ВЫВОДЫ

Результаты анализа механизмов разупрочнения металлов в ходе пластической деформации с наложением импульсов магнитного поля и тока, основанных на возникновении термоупругих напряжений и воздействии на скопление дислокаций, позволяют считать, что они являются основной причиной наблюдаемого эффекта.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Беклемешев Н. Н. Влияние локально неоднородного импульсного электромагнитного поля на пластичность и прочность проводящих материалов / Н. Н. Беклемешев, Н. И. Корягин, Г. С. Шапиро // Изв. АН СССР Металлы. – 1984. – № 4. – С. 184–187.

2. Гудьер Дж. Теория упругости / Дж. Гудьер; пер. с англ. С. П. Тимошенко. – М. : Наука, 1975. – 576 с.

3. Воробьев Е. В. О влиянии импульсных магнитных полей на закономерности деформирования металлов при низких температурах / Е. В. Воробьев // Проблемы прочности. – 1986. – № 4. – С. 42–45.

4. Стрижало В. А. Скачкообразная деформация металла в условиях воздействия импульсного магнитного поля и криогенных температур / В. А. Стрижало, Е. В. Воробьев // Проблемы прочности. – 2003. – № 1. – С. 137–139.

5. Троицкий О. А. Электропластическая деформация стали растяжением и волочением / О. А. Троицкий // Сталь. – 1974. – № 5. – С. 450–459.

6. Громов В. Е. О механизмах электропластического эффекта в металлах / В. Е. Громов // Известия высших учебных заведений. Черная металлургия. – 1989. – № 10. – С. 71–75.

7. Климов К. М. Особенности пластической деформации металлов в электромагнитном поле / К. М. Климов, И. И. Новиков // Докл. АН СССР. – 1980. – Т.253. – С. 603–610.

8. Кузнецов Н. Н. Растяжение тонкой медной проволоки под воздействием сильного магнитного поля / Н. Н. Кузнецов, Л. Н. Соколов, В. Н. Тулупенко // Сб. науч. ст. ДГМА. – Краматорск. – 1994. – Вып. 2. – С. 72–74.

9. Курдюмов Г. В. Превращения в железе и стали / Г. В. Курдюмов, Л. М. Утевский, Р. И. Энтин. – М. : Наука, 1977. – 236 с.

10. Бусов В. Л. О влиянии импульсных электрических и магнитных полей на спектр структурных уровней деформации / В. Л. Бусов, Н. Н. Кузнецов, Д. В. Бусов // Обработка материалов давлением : сб. науч. тр. – Краматорск : ДГМА, 2008. – № 1 (9). – 2008. – С. 159–162.

11. Abramov V. S., Busov V. L. About electron-hole (exciton) model of dislocation nucleus, first post on 2nd International Conference on Materials Science and Condensed Matter Physics, September 21–26, 2004, Chisinau, Moldova.

12. Иванова В. С. К вопросу зависимости предела текучести от размера зерна / В. С. Иванова, Л. Р. Ботвина, Н. Р. Белан // Физические процессы пластической деформации при низких температурах. – К. : Наукова думка, 1974. – С. 282–286.

Кузнецов Н. Н. – канд. техн. наук, ст. преп. кафедры ОМД ДГМА.

ДГМА – Донбасская государственная машиностроительная академия, г. Краматорск.

E-mail: omd@dgma.donetsk.ua

Статья поступила в редакцию 14.05.2012 г.