

УДК 669.2/8:620.178.6

РАСЧЕТ ПОНДЕРОМОТОРНЫХ ФАКТОРОВ В УСЛОВИЯХ ЭЛЕКТРОПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ МЕТАЛЛОВ

В. С. САВЕНКО, Е. Н. ГАЛЕНКО, Д. А. ЗЕРНИЦА

*Учреждение образования «Мозырский государственный педагогический университет имени И. П. Шамякина»,
Республика Беларусь*

Представлены результаты исследования физических условий возникновения пондеромоторных эффектов в условиях электропластической деформации. Показано, что при электропластической деформации происходит реализация оптимальных значений пондеромоторных факторов при таких частотах, когда магнитное поле в материал проникает несущественно, а скорость диффузии зависит от проводимости и частоты пропускаемого через материал тока. Выявлено, что скин-эффект, возникающий от высокочастотного тока, вызывает вихревые токи, препятствующие равномерному распределению плотности по поперечному сечению проводника, а возникающий при этом скин-слой имеет меньшую плотность тока на оси, по сравнению с поверхностью. Установлено, что электромагнитные поля смещаются к поверхности образца с ростом частоты импульсов тока, а с увеличением диаметра образца преувалирует уменьшение плотности тока и рост напряженности магнитного поля.

Ключевые слова: электропластическая деформация, пондеромоторное действие тока, импульсный ток, скин-эффект, пинч-эффект, собственное магнитное поле, вихревое электрическое поле, поле Холла, микротвердость.

CALCULATION OF PONDEROMOTOR FACTORS IN CONDITIONS OF ELECTROPLASTIC DEFORMATION METALS

V. S. SAVENKO, E. N. GALENKO, D. A. ZERNITSA

*Educational Institution “Mozyr State Pedagogical University
named after I. P. Shamyakin”, Republic of Belarus*

Authors present the results of investigation of physical conditions of occurrence of ponderomotor effects in conditions of electroplastic deformation. It has been shown that with electroplastic deformation, optimal values of ponderomotor factors are realized at such frequencies when the magnetic field penetrates the material insignificantly, and the diffusion rate depends on the conductivity and frequency of current passed through the material. It was revealed that the skin effect arising from the high-frequency current causes eddy currents that prevent uniform distribution of density over the cross section of the conductor, and the resulting skin layer has a lower current density on the axis compared to the surface. It was found that electromagnetic fields are shifted to the surface of the sample with increasing frequency of current pulses, and with increasing diameter of the sample, a decrease in current density and an increase in magnetic field strength are surpassed.

Keywords: electroplastic deformation, ponderomotor action of current, pulse current, skin effect, pinch effect, own magnetic field, eddy electric field, Hall field, micro-hardness.

Введение

Создание высокоинтенсивных технологий, внедрение инновационных методов получения материалов, обладающих целым комплексом высоких служебных, эксплуатационных характеристик и физико-механических свойств, в настоящее время возможно благодаря активно развивающемуся материаловедению и физики твердого тела.

Возбуждение электронной подсистемы металлов высокоэнергетическими импульсами тока при реализации электропластической деформации (ЭПД) дает возможность программно управлять процессами деформации и, соответственно, модифицировать свойства материалов [1]. Высокоэнергетическое воздействие ЭПД за счет возникающих пондеромоторных факторов открывает новые возможности управления процессами деформации металлов методами, отличными от традиционных.

Электропластическая деформация является одним из наиболее эффективных подходов для реализации ряда задач. Данный метод обработки представляет собой возбуждение электронной подсистемы металлов высокоэнергетическими воздействиями, ведущей целью которой является возможность управлять процессами деформации. Так, при нагружении исследуемого образца выше предела текучести и пропускании через зону деформации коротких импульсов электрического тока длительностью 10^{-4} с и плотностью $J_m = 10^3$ А/мм², происходит активизация электропластического эффекта (ЭПЭ) в зоне деформаций вследствие возбуждения электронной подсистемы металла. Эффект, как показывают ряд исследований [2]–[5], протекает в виде колебаний деформирующих усилий, без тепловой дилатации и существенного теплового эффекта (рис. 1).

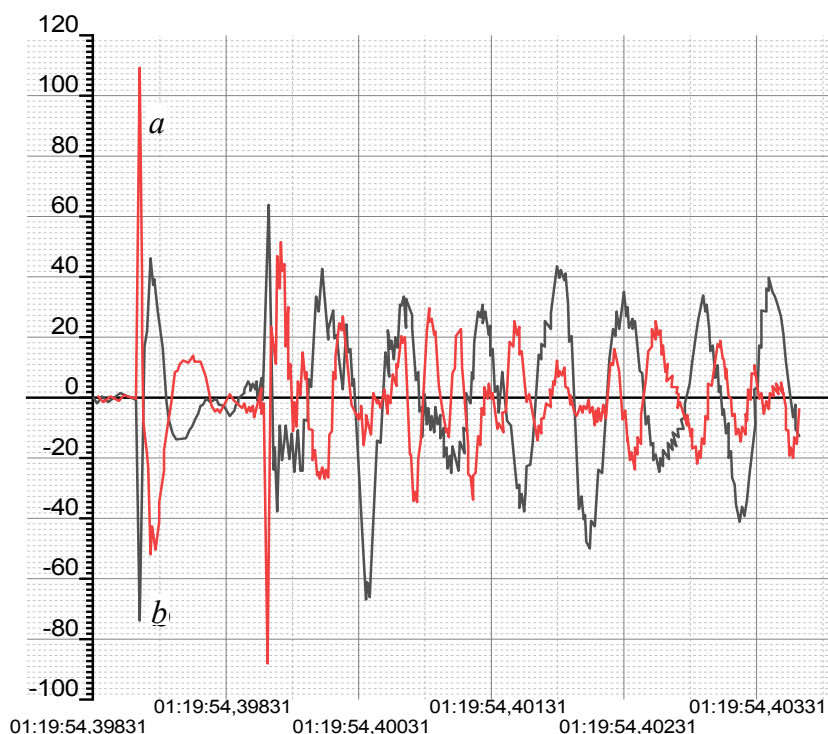


Рис. 1. Импульсы ускорения в радиальном и осевом направлении при периодическом возбуждении импульса тока:
a – осевое; *b* – радиальное

Возбуждение электронной подсистемы металла, возникающее при активизации ЭПЭ, способствует возникновению в кристаллической решетке виброакустических колебаний за счет пондеромоторных эффектов, приводя к снижению усилий деформаций, интенсификации технологического процесса и улучшению служебных характеристик [6]–[8].

В литературе ряд авторов [9]–[11] объясняют механизмы ЭПД рядом факторов, к числу которых можно отнести электронно-дислокационное взаимодействие, давление «электронного ветра» на скопление точечных дефектов и дислокаций, умень-

шение стартовых напряжений для срыва дислокаций со стопоров, а также действие термических и нетермических эффективных напряжений.

Объектом исследования является алюминиевая катанка марки АКЛП-5ПТ (рис. 2, а) полутвердая с максимальным сечением 196 мм^2 (диаметр составляет $d = 14 \text{ мм}$). Электропластическая деформация волочением производилась на волочильном стане СМВ-1-9М4 (рис. 2, б), на котором устанавливалось максимальное число волок (9 шт.), согласно технологическому маршруту волочения. Воздействие тока на проволоку обеспечивалось подводом импульсного тока к каждой волоке с помощью генератора мощностью 70 кВт. В процессе электропластического волочения, при натянутой алюминиевой проволоке, электрическое сопротивление каждого контактного узла не превышало $R = 0,005 \text{ Ом}$.

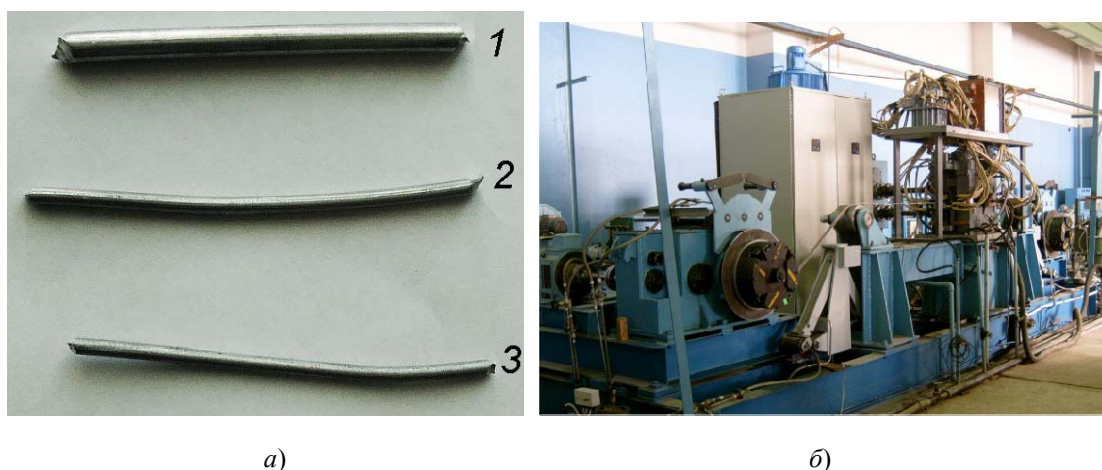


Рис. 2. Опытные образцы:

- а – фотография образцов алюминиевой катанки различного диаметра, полученных в процессе электропластического волочения (1 – 5 мм, 2 – 2,5 мм, 3 – 2,25 мм);
б – общий вид опытно-промышленного волочильного стана марки СМВ-1-9М4 для получения алюминиевой катанки

Исследуемые образцы подвергались обычному волочению без подвода тока и электропластическому волочению с током. Импульсный ток плотностью до $J = 1000 \text{ А/мм}^2$ пропусклся через зону деформации при плюсовой полярности источника тока до зоны деформации, и, аналогично, с минусовой полярностью источника тока до зоны деформации [6].

Отметим, что важную роль в исследовании физических условий создания пондеромоторных эффектов, применительных к технически важным материалам при деформировании в условиях электропластичности, играют расчеты и моделирование с использованием различных математических пакетов программ и изображений. К сожалению, в работах по данной тематике уделяется мало внимания изучению математической модели реализации пондеромоторных эффектов с учетом основных параметров, определяющих формирование токов (магнитная проницаемость, электрическая проводимость материала образца, частота тока), что и определяет актуальность и цель настоящей работы.

Основные результаты

При пропускании через металл импульсов тока большой плотности и деформировании выше предела текучести возникает ЭПД, при которой происходит воздействие на ионный остов кристаллической решетки металла дополнительных механических напряжений, под воздействием пондеромоторных эффектов. Деформационные напряже-

ния, возникающие в образцах за счет электронно-дислокационного взаимодействия и пондеромоторных факторов, обуславливают виброакустические колебания кристаллической решетки в различных направлениях. При этом в месте приложения скалывающих напряжений возникает ультразвуковая вибрация остова, соответствующая периодичности подачи импульсов тока, на фронте их нарастания, которая модифицирует служебные характеристики металла посредством активного влияния на кинетику процесса пластической деформации [7], [8], [12], [13].

В электропроводящем материале, находящемся под воздействием механических напряжений, в области деформации электропластичность способствует перераспределению плотности носителей тока по сечению проводника. В начале импульса тока максимум плотности смещается к поверхности, после чего переходит к оси, что вызывает возбуждение импульсов ускорения в радиальном и осевом направлениях [14]. На рис. 1 продемонстрировано ускорение для импульса тока с интервалом частот 2–20 кГц при длительности 1 мс.

Скин-эффект, возникающий от высокочастотного тока, вызывает вихревые токи, которые препятствуют равномерному распределению плотности по поперечному сечению проводника. Возникающий при этом скин-слой имеет меньшую плотность тока на оси по сравнению с поверхностью.

Если при деформировании к металлу прикладываются механические напряжения выше предела текучести, импульсы тока в нем обуславливают пондеромоторное действие, характеризующееся периодическим радиальным сжатием образцов под воздействием собственного магнитного поля тока и возбуждением упругих колебаний в них, соответствующих частоте следования импульсов. Появляющееся при этом поперечное электрическое поле является следствием поляризации электронной подсистемы металла, вызванной собственным магнитным полем тока, кольцевыми линиями охватывающим образец [15]–[17].

Возникающие пондеромоторные явления, протекающие в виде динамического пинч-эффекта, являются причиной дополнительных напряжений за счет ультразвуковой вибрации решеточной системы металла. Результатом этого взаимодействия является увеличение амплитуды дислокационных колебаний с периодическим изменением позиции дислокационных петель. Это является стимулирующим фактором для отрыва дислокаций от стопоров и изменения кинетики протекания пластической деформации.

Пусть $H_m(x, t)$ – собственное магнитное поле в образце. Рассмотрим уравнение вида:

$$H_m(x, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(x, x', t) f(x') dx', \quad (1)$$

где $G(x, x', t) = (4\pi Dt)^{-\frac{1}{2}} \exp\left[-\frac{(x' - x)^2}{4Dt}\right]$.

$$H_m(x, t) = (4\pi Dt)^{-\frac{1}{2}} \int_0^{\infty} \left\{ f(x') \exp\left[-\frac{(x' - x)^2}{4Dt}\right] + f(-x') \exp\left[-\frac{(x' + x)^2}{4Dt}\right] \right\} dx'. \quad (2)$$

Удовлетворяя граничному условию, будем иметь:

$$H_m(0, t) = (4\pi Dt)^{-\frac{1}{2}} \int_0^{\infty} \exp\left[-\frac{x'^2}{4Dt}\right] \{f(x') - f(-x')\} dx'. \quad (3)$$

Условие будет выполнено, если $f(-x') = -f(x')$ ($0 \leq x' \leq \infty$).

Подставим (3), с учетом условия, в (2) и получим:

$$H_m(x, t) = (4\pi Dt)^{-\frac{1}{2}} \int_0^\infty f(x') \left\{ \exp\left[-\frac{(x'-x)^2}{4Dt}\right] - \exp\left[-\frac{(x'+x)^2}{4Dt}\right] \right\} dx'. \quad (4)$$

Подставим (3) в (4) и получим:

$$H_m(x, t) = \frac{H_0}{\sqrt{4\pi Dt}} \int_0^\infty \left\{ \exp\left[-\frac{(x'-x)^2}{4Dt}\right] - \exp\left[-\frac{(x'+x)^2}{4Dt}\right] \right\} dx'. \quad (5)$$

Разобьем интеграл на два слагаемых и введем новые переменные интегрирования:

$$\alpha = \frac{x' - x}{\sqrt{4Dt}}, \quad \beta = \frac{x' + x}{\sqrt{4Dt}}, \quad (6)$$

получим:

$$H_m(x, t) = \frac{H_0}{\sqrt{\pi}} \left[\int_{-\frac{x}{\sqrt{4\pi Dt}}}^{\infty} e^{-\alpha^2} d\alpha - \int_{-\frac{x}{\sqrt{4\pi Dt}}}^{\infty} e^{-\beta^2} d\beta \right] = \frac{H_0}{\sqrt{\pi}} \int_{-\frac{x}{\sqrt{4\pi Dt}}}^{\frac{x}{\sqrt{4\pi Dt}}} e^{-\alpha^2} d\alpha = \frac{2H_0}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{x}{\sqrt{4\pi Dt}}} e^{-\alpha^2} d\alpha,$$

или

$$H_m(x, t) = H_0 \theta\left(\frac{x}{\sqrt{4\pi Dt}}\right), \quad (7)$$

где $\theta(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-\alpha^2} d\alpha$.

Тогда (7) – вещественное магнитное поле в образце.

Выделим элементарный участок $d\vec{l}$, и так как для всех элементарных участков импульсный ток имеет одно значение, то полная напряженность магнитного поля \vec{H} равна:

$$\vec{H} = \frac{1}{4\pi} I \int \frac{\sin \alpha}{r^2} d\vec{l}, \quad (8)$$

где r – сечение образца, в котором определяется напряженность поля.

Из (8) следует:

$$\frac{d\vec{l}}{r^2} = \frac{d\vec{\alpha}}{r \cdot \sin \alpha}, \quad (9)$$

но, учитывая $r \cdot \sin \alpha = R$:

$$\frac{d\vec{l}}{r^2} = \frac{d\vec{\alpha}}{R}. \quad (10)$$

Подставляя в (10) формулу (9) и переходя к интегрированию по углу α в пределах от α_1 до α_2 :

$$\vec{H} = \frac{1}{4\pi} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{\sin \alpha}{R} d\vec{\alpha} = \frac{1}{4\pi R} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \sin \alpha \cdot d\vec{\alpha} = -\frac{1}{4\pi R} (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1), \quad (11)$$

что в итоге

$$\vec{H} = \frac{1}{4\pi R} (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1). \quad (12)$$

Электромагнитное поле для неподвижных тел описывается системой уравнений Максвелла, законом Ома и уравнениями связи, а ток изменяется по гармоническому закону, с учетом $i = \int \vec{j} dS$, H также изменяется гармонически:

$$H = \int dH_r. \quad (13)$$

Согласно (13):

$$H_r = dH \cos \theta = \frac{R}{r} dH. \quad (14)$$

Используя закон Био–Савара–Лапласа, получим:

$$dH = \frac{Idl \sin \alpha}{4\pi r^2}, \quad (15)$$

можем переписать

$$dH_r = \frac{IRdl}{4\pi r^3}. \quad (16)$$

Подставляя последнее выражение в формулу (15):

$$\vec{H}_0 = \frac{IR}{4\pi r^3} \int d\vec{l} = \frac{IRdl}{4\pi r^3}. \quad (17)$$

Подставляя (17) в (7), мы получим значение напряженности магнитного поля в образце:

$$\vec{H} = \frac{IRdl}{4\pi r^3} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-a^2} d\vec{a} \left(\frac{x}{\sqrt{4\pi Dt}} \right). \quad (18)$$

Рассчитаем плотность тока j в образце. В данном случае импульсный ток в образце имеет только одну направляющую $Ax(y, z)$, $Iy = 0$, $Iz = 0$. Тогда можно использовать решения для потенциала собственного магнитного поля в трех областях:

– для верхней области:

$$\vec{A}_1 = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left(e^{-\lambda|z-h|} + \vec{J}_1 e^{-\lambda|z+h|} \right) \frac{e^{2j\lambda y}}{\lambda} d\lambda; \quad (19)$$

– для второй области:

$$\vec{A}_2 = \frac{\mu_0 \mu_2 I}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left(e^{q_2 z} + \vec{J}_2 e^{-q_2 z} \right) \frac{e^{\lambda(2jy-h)}}{\lambda} d\lambda; \quad (20)$$

– для нижней области:

$$\vec{A}_3 = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{J}_3 \frac{e^{\lambda(2jy+z-h)}}{\lambda} d\lambda. \quad (21)$$

Решение уравнений (19)–(21) возможно с учетом:

$$k^2 = -J\sigma\omega\mu\mu_0; \quad q^2 = \lambda^2 - k^2; \quad (22)$$

$$\vec{J}_1 = \frac{(\lambda^2\mu_2^2 - q_2^2)(e^{q_2T} - e^{-q_2T})}{(\lambda\mu_2 + q_2)^2 e^{q_2T} - (\lambda\mu_2 - q_2)^2 e^{-q_2T}}; \quad (23)$$

$$\vec{J}_2 = \frac{2q_2(q_2 - \lambda\mu_2)e^{-q_2T} + 2q_2(q_2 + \lambda\mu_2)e^{q_2T}}{(\lambda\mu_2 + q_2)^2 e^{q_2T} - (\lambda\mu_2 - q_2)^2 e^{-q_2T}}; \quad (24)$$

$$\vec{J}_3 = \frac{4\lambda q_2 \mu_2 e^{\lambda T}}{(\lambda\mu_2 + q_2)^2 e^{q_2T} - (\lambda\mu_2 - q_2)^2 e^{-q_2T}}. \quad (25)$$

Плотность токов можно определить через потенциал:

$$\vec{j} = -j\sigma\omega A_2. \quad (26)$$

Как видно из уравнений (19)–(26), основными параметрами, определяющими формирование токов, являются магнитная проницаемость, электрическая проводимость материала образца и частота тока.

В соответствии с графиком на рис. 3 в образце деформационного алюминия наблюдается изменение магнитного поля, характеризующееся увеличением напряженности магнитного поля при движении от центра к поверхности образца вплоть до значения в 225 Э, а также значением напряженности магнитного поля в 25 Э на расстоянии в 1 мм от центра поперечного сечения образца.

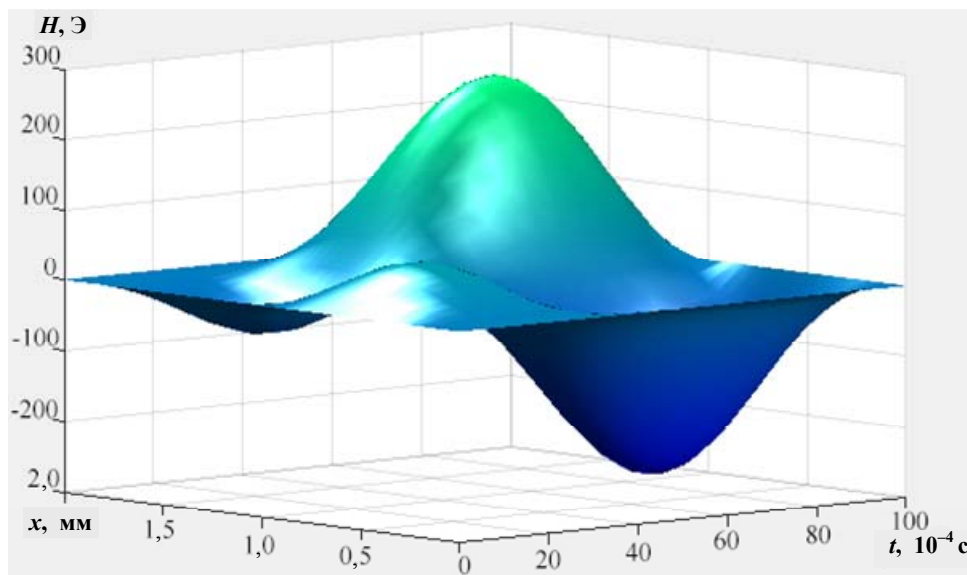


Рис. 3. Изменение магнитного поля в образце

Заключение

Таким образом, при пропускании импульсного тока через металл, находящийся под воздействием механических напряжений выше предела текучести, возникает явление электропластичности, одновременно обуславливая электропластическое действие и пондеромоторные эффекты, являющиеся причиной изменения механических напряжений. Напряжения возникают по причине воздействия поперечного поля Холла,

соответствующего периодичности подачи импульсов тока на фронте импульса, на ионный остов кристаллической решетки металла, возбуждая в нем ультразвуковые колебания. Ультразвуковая вибрация остова кристаллической решетки, создаваемая пондеромоторными явлениями в виде динамического пинч-эффекта, обуславливает увеличение амплитуды колебаний точечных дефектов и дислокаций и периодическое изменение положения дислокационных петель, увеличивая при этом вероятность отрыва дислокаций от стопоров, соответственно изменяя кинетику процесса пластического деформирования, проявляющегося в стимулировании пластичности без заметного изменения прочности.

Литература

1. Физические основы электроимпульсной и электропластической обработок и новые материалы / Ю. В. Баранов [и др.]. – М. : МГИУ, 2001. – 844 с.
2. Физические основы и технологии обработки современных металлов : в 2 т. / О. А. Троицкий [и др.]. – Ижевск–Москва : Ин-т компьютер. исслед., 2004. – Т. 1. – 590 с.
3. Molotskii, M. Dislocation paths in a magnetic field / M. Molotskii, V. Fleurov // J Phys. Chem. B. – 2000. – Vol. 104. – P. 3812–3816.
4. Структура и свойства перспективных металлических материалов / А. Я. Багаутдинов [и др.]. – Томск : Изд-во НТЛ, 2007. – 575 с.
5. Электротермическая резка листового металла электромагнитным полем / Ю. И. Головин [и др.] // Физика и химия обработки материалов. – 1985. – № 1. – С. 13–19.
6. Троицкий, О. А. Фундаментальные и прикладные исследования электропластической деформации металлов / О. А. Троицкий, В. С. Савенко. – Минск : ИВЦ Минфина, 2013. – 375 с.
7. Новые исследования вибрации металлов с помощью пьезометрических преобразователей под влиянием импульсов тока в статических и динамических условиях / В. И. Стащенко [и др.] // Фундаментальные исследования и инновационные технологии в машиностроении : IV Междунар. науч. конф., Москва, 24–26 нояб. 2015 г. / Ин-т машиноведения им. А. А. Благонравова РАН. – М. : Спектр, 2015. – С. 242–244.
8. Савенко, В. С. Вклад пондеромоторных факторов в реализацию электропластической деформации / В. С. Савенко, О. А. Троицкий, А. Г. Силивонец // Изв. НАН Респ. Беларусь. Сер. физ.-техн. наук. – 2017. – № 1. – С. 85–91.
9. Савенко, В. С. Физические и технологические основы электропластической деформации металлов / В. С. Савенко, О. А. Троицкий. – Мозырь : МГПУ им. И. П. Шамякина, 2016. – 208 с.
10. Рощупкин, А. М. О влиянии электрического тока и магнитного поля на взаимодействие дислокаций с точечными дефектами в металлах / А. М. Рощупкин, И. Л. Батаронов // Физика твердого тела. – 1988. – Т. 30, №11. – С. 3311.
11. Савенко, В.С. Механическое двойникование и электропластичность металлов в условиях внешних энергетических воздействий : монография / В. С. Савенко. – 2-е изд., доп. и перераб. – Минск : БГАФК, 2003. – 203 с.
12. Savenko, V. S. Electroplastic deformation by twinning metals / V. S. Savenko // Actamechanicaet automatic. – 2018. – Vol. 12, № 4. – P. 6–12.

13. Троицкий, О. А. Фундаментальные и прикладные исследования электропластической деформации металлов / О. А. Троицкий, В. С. Савенко. – Минск : ИВЦ Минфина, 2013. – 375 с.
14. Влияние высокоэнергетических воздействий на модификацию физико-механических характеристик стали / В. С. Савенко [и др.] // Журн. Белорус. гос. ун-та. Физика. – 2020. – № 3. – С. 65–75.
15. Savenko, V. S. Electroplastic effect under the simultaneous superposition of electric and magnetic fields // V. S. Savenko // Journal of applied physics. – 1999. – № 5. – P. 1–4.
16. Арцимович, Л. А. Элементарная физика плазмы / Л. А. Арцимович. – Изд. 3-е. – М., 1969. – 192 с.
17. Стил, М. Взаимодействие волн в плазме твердого тела / М. Стил, Б. Вюраль. – М. : Атомиздат, 1973. – 248 с.

Получено 15.09.2021 г.