

УДК 539.3

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕФОРМИРОВАНИЕ ТОКОНЕСУЩЕГО МИКРОЭЛЕМЕНТА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*Индиаминов Р.Ш.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup> Самаркандский филиал Ташкентского университета информационных технологий имени Мухаммада ал-Хорезми, Самарканд, Узбекистан  
r\_indiaminov@mail.ru

**Аннотация.** Динамика электропроводных сред в электрических и магнитных полях в настоящее время представляет собой обширную и хорошо развитую науку, образовавшуюся на стыке механики и электродинамики. При построении таких моделей механики деформируемого твердого тела влияние электромагнитного поля на термомеханическое поведение тела реализуется через пондеромоторные силы и их моменты, а также через источники дополнительной энергии, возникающие при взаимодействии тела с внешним электромагнитным полем. При этом формулируются макроскопические уравнения электродинамики Максвелла, описывающие поле во внешней среде и в теле с учетом характеристик поля, таких как токи проводимости, поляризация и намагничивание. В работе математически моделировано нелинейное деформирование токонесущего микроэлемента находящейся под воздействием нестационарных электромагнитных сил. Получены численные результаты и проведены анализ электромагнитных эффектов.

**Ключевые слова:** токонесущее тело, деформация, напряжение, электромагнитное поле, магнитоупругость.

### I. ВВЕДЕНИЕ

Важное место в механике сопряженных полей занимают вопросы изучения движения сплошной среды с учетом электромагнитных эффектов. Потребности техники привели к задачам, в которых рассматривается движение сложных механических систем с электропроводными и намагниченными областями в электрических и магнитных полях. В результате синтеза микроэлектроники и интегральных магниточувствительных элементов (преобразователей магнитного поля) возникло новое научно-техническое направление – микромагнитоэлектроника. Развитие микромагнитоэлектроники позволяет разрабатывать и производить, современные магнитоэлектронные устройства и приборы [1-3].

Развитие науки и новых технологий ставят более тонкие конкретные и детальные требования при решении технических и технологических задач различных областей как машиностроение, приборостроение, электротехника, микроэлектроника микромагнито-электроники и др. Научно-технический прогресс постоянно требует постановки и решения новых все более сложных модельных задач [4-6].

Во всех деформируемых и покоящихся средах в зависимости от их электромагнитных свойств наблюдаются более или менее сильные влияния электромагнитного поля на движение и макроскопическое состояние сред и обратное

влияние движения сред на электромагнитные поля. Объекты, реализующие макровзаимодействие электромагнитного поля и среды, — это электрические заряды среды и проходящие в ней токи, и потому взаимодействия существенно различны в средах — проводниках, полупроводниках и диэлектриках.

Движение упругой токопроводящей среды в магнитном поле описывается совместной системой уравнений электродинамики медленно движущейся среды и уравнений динамической теории упругости с учетом пондеромоторных сил.

Методы моделирования широко применяются при решении различных технических задач, актуальной из которых является моделирование магнитоупругого деформирования тонкостенных токонесущих элементов микроэлектронных устройств, микро- и наносистемы и обеспечение электромагнитной совместимости микроэлектронных средств [7].

Интерес к исследованиям в этой области связан с важностью количественного изучения и оценки наблюдаемых эффектов взаимосвязи нестационарных механических, тепловых и электромагнитных процессов и их практическим применением в различных областях современной техники при разработке новых микротехнологий, а также в области микронанотехнологии и микроэлектроники, а также современных измерительных системах и т.д. [1-11].

## II. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. МОДЕЛИ МАГНИТОУПРУГОСТИ

Пусть неферромагнитное токонесущее тело находится в магнитном поле, создаваемом как электрическим током в самом теле, так и источником, находящимся вдали от тела. Примем также, что тело служит проводником электрического тока, который подводится к торцам тела от внешнего источника. Предполагается, что сторонний электрический ток в невозмущенном состоянии равномерно распределен по телу. Плотность тока не зависит от координат. Тело обладает конечной токопроводностью и не обладает свойством самовольной поляризации и намагничиваемости. Уравнения магнитоупругости в области, занимаемой телом, представим в виде [3– 5]:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; \\ \operatorname{rot} \vec{H} &= \vec{J} + \vec{J}_{cm}; \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{B} &= 0, \operatorname{div} \vec{D} = 0; \\ \rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} &= \rho (\vec{f} + \vec{f}^{\wedge}) + \operatorname{div} \hat{\sigma} \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\vec{J}_{cm}$  – плотность стороннего электрического тока,  $\vec{f}$  – объемная сила,  $\vec{f}^{\wedge}$  – объемная сила Лоренца,  $\vec{J}$  – плотность электрического тока,  $\hat{\sigma}$  – тензор внутренних напряжений.

Также предполагаем, что относительно напряженности электрического поля  $\vec{E}$  и напряженности магнитного поля  $\vec{H}$  выполняются электромагнитные гипотезы [1]:

$$\begin{aligned} E_1 &= E_1(\alpha, \beta, t); E_2 = E_2(\alpha, \beta, t); \\ E_3 &= \frac{\partial u_2}{\partial t} B_1 - \frac{\partial u_1}{\partial t} B_2; \\ J_1 &= J_1(\alpha, \beta, t); \\ J_2 &= J_2(\alpha, \beta, t); J_3 = 0; \\ H_1 &= \frac{1}{2}(H_1^+ + H_1^-) + \frac{z}{h}(H_1^+ - H_1^-); \\ H_2 &= \frac{1}{2}(H_2^+ + H_2^-) + \frac{z}{h}(H_2^+ - H_2^-); \\ H_3 &= H_3(\alpha, \beta, t). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $u_i$  – компоненты пространственного вектора перемещений;  $B_i$  – компоненты индукции магнитного поля;  $H_i^{\pm}$  – известные компоненты вектора напряженности магнитного поля на поверхностях оболочки;  $E_i$  – компоненты вектора напряженности электрического

поля;  $J_i$  – компоненты вектора плотности электрического тока;  $\alpha, \beta, \gamma$  – смешанная ортогональная криволинейная координат.

Эти допущения являются некоторым электродинамическим аналогом гипотезы недеформируемых нормалей и вместе с последней составляют гипотезы магнитоупругости тонких токонесущих тел. Принятие этих гипотез позволяет свести задачу о деформации трехмерного тела к задаче о деформации выбранной произвольным образом координатной поверхности.

Рассмотрим токонесущей микроэлемент типа оболочки находящиеся переменных электромагнитных полей. Процессами поляризации и намагничивания пренебрегаем. Срединную поверхность оболочки в недеформированном состоянии отнесем к криволинейной ортогональной системе координат  $\alpha = s, \beta = \theta$ , где  $s$  – длина дуги образующей (меридиан), измеряемая от некоторой фиксированной точки,  $\theta$  – центральный угол в параллельном круге. Координатные линии  $s = const$  и  $\theta = const$  являются линиями главных кривизн срединной поверхности оболочки. Отсчитывая по нормали к этой поверхности координату  $\gamma$ , отнесем всю оболочку к ортогональной пространственной системе координат  $s, \theta, \gamma$ . Следуя работы [2-8], модель магнито-упругости токонесущего микроэлемента в магнитном поле запишем в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial s}(rN_s) - \cos \phi N_\theta + \frac{\partial S}{\partial \theta} + \frac{1}{R_s} \frac{\partial H}{\partial \theta} + \\ + \frac{r}{R_s} Q_s + r(p_s + \rho F_s^{\wedge}) = r\rho h \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \\ \frac{\partial N_\theta}{\partial \theta} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial s}(r^2 S) + \frac{\partial}{\partial s}(\sin \phi H) + \frac{\cos \phi}{R_s} H + \sin \phi Q_\theta + \\ + r(p_\theta + \rho F_\theta^{\wedge}) = r\rho h \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \\ \frac{\partial}{\partial s}(rQ_s) + \frac{\partial Q_\theta}{\partial \theta} - \frac{r}{R_s} N_s - \sin \phi N_\theta + \\ + r(p_\zeta + \rho F_\zeta^{\wedge}) = r\rho h \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} \\ \frac{\partial H}{\partial \theta} + \frac{\partial}{\partial s}(rM_s) - \cos \phi M_\theta - rQ_s - r \\ \left( N_s - \frac{\sin \phi}{r} M_\theta \right) \theta_s - rS \theta_\theta = 0, \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial s}(r^2 H) + \frac{\partial M_\theta}{\partial \theta} - rQ_\theta - \\ - r \left( N_\theta - \frac{1}{R_s} M_s \right) \theta_\theta - rS \theta_s = 0, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} & \left( S = N_{\theta s} - \frac{1}{R_s} M_{s\theta} = N_{s\theta} - \right. \\ & \left. - \frac{\sin \phi}{r} M_{\theta s}, \quad H = M_{s\theta} = M_{\theta s} \right) - \\ & - \frac{\partial B_\zeta}{\partial t} = \frac{1}{r} \left( \frac{\partial(rE_\theta)}{\partial s} - \frac{\partial E_s}{\partial \theta} \right); \\ & \sigma_1 \left[ E_s - \frac{\partial v}{\partial t} B_\zeta - 0,5 \frac{\partial w}{\partial t} (B_\theta^+ + B_\theta^-) \right] \\ & = \frac{1}{r} \left( \frac{\partial H_\zeta}{\partial \theta} - \frac{r(H_\theta^+ - H_\theta^-)}{h} \right); \\ & \sigma_2 \left[ E_\theta - \frac{\partial u}{\partial t} B_\zeta + 0,5 \frac{\partial w}{\partial t} (B_s^+ + B_s^-) \right] \\ & = \left( - \frac{\partial H_\zeta}{\partial s} + \frac{(H_s^+ - H_s^-)}{h} \right), \end{aligned}$$

Компоненты подемоторной силы Лоренца имеют вид:

$$\begin{aligned} \rho F_s^\wedge &= -h J_{\theta cm} B_\zeta + \sigma_1 h \cdot \\ & \cdot \left[ E_\theta B_\zeta - \frac{\partial u}{\partial t} B_\zeta^2 + 0,5 \frac{\partial w}{\partial t} (B_s^+ + B_s^-) B_\zeta \right] + \\ & + \sigma_1 h \frac{\partial v}{\partial t} \left[ 0,25 (B_s^+ + B_s^-) (B_\theta^+ + B_\theta^-) + \right. \\ & \left. + \frac{1}{12} (B_s^+ - B_s^-) (B_\theta^+ - B_\theta^-) - \frac{1}{12} (B_\theta^+ + B_\theta^-) B_\zeta \right]; \\ \rho F_\theta^\wedge &= h J_{s cm} B_\zeta - \sigma_2 h \left\{ \frac{\mu_2}{\sigma_1 r} \left( \frac{\partial B_\zeta}{\partial \theta} - \frac{r(B_\theta^+ - B_\theta^-)}{h} \right) - \right. \\ & - \frac{\partial v}{\partial t} B_\zeta + 0,5 \frac{\partial w}{\partial t} (B_\theta^+ + B_\theta^-) \left. \right\} B_\zeta + \\ & + \sigma_2 h 0,5 \frac{\partial w}{\partial t} (B_\theta^+ + B_\theta^-) B_\zeta - \sigma_2 h \frac{\partial v}{\partial t} B_\zeta^2 - \\ & - \sigma_2 h \frac{\partial v}{\partial t} \left( 0,25 (B_\theta^+ + B_\theta^-)^2 + \right. \\ & \left. + \frac{1}{12} (B_\theta^+ - B_\theta^-)^2 - 0,5 (B_s^+ + B_s^-) B_\zeta \right); \\ \rho F_\zeta^\wedge &= 0,5 h \left[ -J_{s cm} (B_\theta^+ + B_\theta^-) + \right. \\ & \left. + J_{\theta cm} (B_s^+ + B_s^-) \right] + \\ & + 0,5 \sigma_3 h \left\{ \frac{\mu_2}{\sigma_1 r} \left( \frac{\partial B_\zeta}{\partial \theta} - \frac{r(B_\theta^+ - B_\theta^-)}{h} \right) - \frac{\partial v}{\partial t} B_\zeta + \right. \\ & \left. + 0,5 \frac{\partial w}{\partial t} (B_\theta^+ + B_\theta^-) \right\} (B_\theta^+ + B_\theta^-) - \\ & - \sigma_3 h 0,5 E_\theta (B_s^+ + B_s^-) + \sigma_3 h 0,5 \frac{\partial u}{\partial t} \cdot \\ & \cdot (B_s^+ + B_s^-) B_\zeta + \sigma_3 h 0,5 \frac{\partial v}{\partial t} (B_\theta^+ + B_\theta^-) B_\zeta - \\ & - \sigma_3 h \frac{\partial w}{\partial t} \left[ 0,25 (B_\theta^+ + B_\theta^-)^2 + 0,25 (B_s^+ + B_s^-)^2 + \right. \\ & \left. + \frac{1}{12} (B_\theta^+ - B_\theta^-)^2 + \frac{1}{12} (B_s^+ - B_s^-)^2 \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь  $N_s, N_\theta$  – нормальные тангенциальные усилия;  $S$  – сдвигающее усилие;  $Q_s, Q_\theta$  – поперечные усилия;  $M_s, M_\theta, H$  – соответственно изгибающие и крутящие моменты;  $u, v, w$  – компоненты перемещений;  $E_s, E_\theta$  – составляющие напряженности электрического поля;  $B_\zeta$  – нормальная составляющая магнитной индукции;  $J_{s cm}, J_{\theta cm}$  – составляющие плотности электрического тока от внешнего источника;  $e_s, e_\theta$  – модули упругости по направлениям  $s, \theta$  – соответственно;  $V_{s\theta}, V_{\theta s}$  – коэффициенты Пуассона, характеризующие поперечное сжатие при растяжении в направлении осей координат (первый индекс показывает направление поперечного сжатия, второй – направление действия силы);  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$  – главные компоненты тензора удельной электропроводности. Здесь под  $B_s^\pm$  понимается значение магнитной индукции на поверхностях оболочки.

### III. МЕТОДИКА РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ МАГНИТОУПРУГОСТИ

Методика решения нелинейной связанной задачи магнитоупругости токонесящего оболочек вращения основана на последовательном использовании схемы Ньюмарка, метода квазилинеаризации и метода дискретной ортогонализации [2-6, 7-16]. Воспользовавшись уравнениями магнитоупругости оболочек вращения [3], после соответствующих преобразований, получим разрешающую систему уравнений токонесящих оболочек вращения в магнитном поле. Выбираем в качестве разрешающих следующие функции:

$$u_x, u_z, \theta_s, N_x, N_z, M_s, E_\theta, B_\zeta \quad (6)$$

где  $u_x, u_z$  – радиальное и осевое перемещения;  $N_x, N_z$  – радиальное и осевое усилия;  $E_\theta, B_\zeta$  – напряженность электрического и индукция магнитного полей, которые выражаются через перемещения  $u, w$  и усилия  $N_s, Q_s$  следующим образом

$$\begin{aligned} N_x &= N_s \cos \phi + Q_s \sin \phi; \\ N_z &= N_s \sin \phi - Q_s \cos \phi; \\ u_x &= u \cos \phi + w \sin \phi; \\ u_z &= u \sin \phi - w \cos \phi. \end{aligned} \quad (7)$$

После некоторых преобразований с учетом (6), (7) получаем следующую связанную систему нелинейных дифференциальных уравнений в форме Коши:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_x}{\partial s} &= \frac{1-v_s v_\theta}{e_s h} (\cos \phi N_x + \sin \phi N_z) \cos \phi + \\ &+ \frac{v_\theta \cos \phi}{r} u_x + \frac{1}{R_s} u_z - \sin \phi \theta_s - \frac{\cos \phi}{2} \theta_s^2 \\ \frac{\partial u_z}{\partial s} &= \frac{1-v_s v_\theta}{e_s h} (\cos \phi N_x + \sin \phi N_z) \sin \phi + \\ &+ \frac{v_\theta \sin \phi}{r} u_x - \frac{1}{R_s} u_z + \cos \phi \theta_s - \frac{\sin \phi}{2} \theta_s^2 \\ \frac{\partial \theta_s}{\partial s} &= \frac{12(1-v_s v_\theta)}{e_s h^3} M_s - \frac{v_\theta \cos \phi}{r} \theta_s \\ \frac{\partial N_x}{\partial s} &= \frac{\cos \phi}{r} \left( v_s \frac{e_\theta}{e_s} - 1 \right) N_x + \left( \frac{1}{R_s} + \frac{v_\theta \sin \phi}{r} \right) N_z + \\ &+ \frac{e_\theta h}{r^2} \cos \phi u_x - \cos \phi (P_s + \rho F_s^\wedge) - \\ &- \sin \phi (P_\zeta + \rho F_\zeta^\wedge) + \rho h \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} \\ \frac{\partial N_z}{\partial s} &= -\frac{\cos \phi}{r} N_z - \frac{1}{R_s} N_x - \sin \phi (P_s + \rho F_s^\wedge) + \\ &+ \cos \phi (P_\zeta + \rho F_\zeta^\wedge) + \rho h \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} \\ \frac{\partial M_s}{\partial s} &= \frac{\cos \phi}{r} \left( v_s \frac{e_\theta}{e_s} - 1 \right) M_s + \\ &+ \frac{e_\theta h^3 \cos^2 \phi}{12 r^2} \theta_s - \cos \phi N_z + \sin \phi N_x + \\ &+ (\cos \phi N_x + \sin \phi N_z) \theta_s - \\ &- v_s \frac{e_\theta \sin \phi}{e_s r} M_s \theta_s - \frac{e_\theta h^3 \cos \phi \sin \phi}{12 r^2} \theta_s^2 \\ \frac{\partial B_\zeta}{\partial s} &= -\sigma_2 \mu_3 E_\theta - \frac{(B_s^+ - B_s^-) \mu_3}{\mu_1 h} - \\ &- \sigma_2 \mu_3 \left[ 0.5 \left( \frac{\partial u_x}{\partial t} \sin \phi - \frac{\partial u_z}{\partial t} \cos \phi \right) (B_s^+ + B_s^-) - \right. \\ &\left. - \left( \frac{\partial u_x}{\partial t} \cos \phi + \frac{\partial u_z}{\partial t} \sin \phi \right) B_\zeta \right]; \\ \frac{\partial E_\theta}{\partial s} &= -\frac{\partial B_\zeta}{\partial t} - \frac{\cos \phi}{r} E_\theta. \end{aligned} \quad (8)$$

Компоненты ponderomotorной силы Лоренца имеют вид

$$\begin{aligned} \rho F_s^\wedge &= -h J_{\theta cm} B_\zeta + \sigma_1 h \left[ E_\theta B_\zeta + 0.5 \cdot \right. \\ &\cdot \left( \frac{\partial u_x}{\partial t} \sin \phi - \frac{\partial u_z}{\partial t} \cos \phi \right) B_\zeta (B_s^+ + B_s^-) - \\ &\left. - \left( \frac{\partial u_x}{\partial t} \cos \phi + \frac{\partial u_z}{\partial t} \sin \phi \right) B_\zeta^2 \right]; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho F_\zeta^\wedge &= 0.5 h J_{\theta cm} (B_s^+ + B_s^-) + \\ &+ \sigma_3 h \left\{ -0.5 E_\theta (B_s^+ + B_s^-) - \right. \\ &\left. - \left( \frac{\partial u_x}{\partial t} \sin \phi - \frac{\partial u_z}{\partial t} \cos \phi \right) \cdot \right. \\ &\cdot \left[ 0.25 (B_s^+ + B_s^-)^2 + \frac{1}{12} (B_s^+ - B_s^-)^2 \right] + \\ &\left. + 0.5 \left( \frac{\partial u_x}{\partial t} \cos \phi + \frac{\partial u_z}{\partial t} \sin \phi \right) B_\zeta (B_s^+ + B_s^-) \right\}. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь под  $B_s^\pm$  — понимаем  $B_s^\pm = B_{s0}^\pm + B_{s0} - B_{\zeta 0} \theta_s + B_\zeta \theta_s$ . Полученная система (8) нелинейных дифференциальных уравнений восьмого порядка описывает математические двумерные модели магнитоупругости токонесущей оболочки, находящихся в нестационарном магнитном поле.

#### IV. АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Исследуем поведение токопроводящей оболочки переменной толщины магнитном поле. На рис.1 приведено распределения максимальных значений напряжений оболочки.

На рис. 1 показаны распределения максимальных значений напряжений  $\sigma_{\theta\theta}^+(s) + T_{\theta\theta}^+(s)$  вдоль меридиана оболочки в момент времени  $t = 5 \cdot 10^{-3} c$  для всех вариантов: 1 - токонесущей ортотропный конус из бериллия; 2 - токонесущей изотропный конус из алюминия; 3 - изотропный конус из алюминия при отсутствии магнитного поля и стороннего тока.

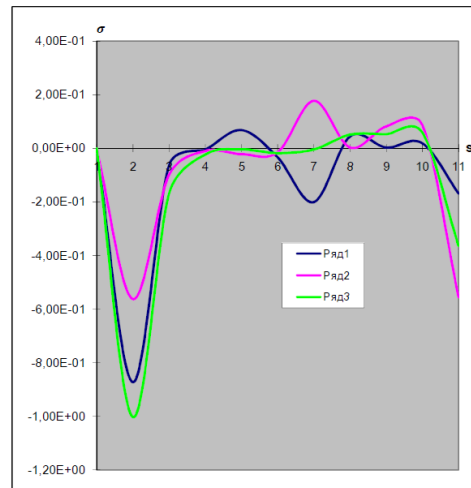


Рис 1. Распределение напряжения при  $t = 5 \cdot 10^{-3} c$ .

Из приведенных кривых видно, что картина распределения изменения напряжений отличаются количественно и качественно. Приведенные результаты дают возможность оценить влияние на оболочку внешнего электрического

тока и магнитной индукции, а также их комбинированное воздействие.

## В. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В процессе деформации тела происходит изменение формы его поверхности, что приводит к изменению направления тока, то есть изменяется электромагнитное поле тела, возникают вихревые токи, которые, взаимодействуя с внешним магнитным полем, приводят к появлению сил электромагнитного происхождения. Эти силы изменяют напряженное состояние тела и электромагнитного поля в нем. Это очень хорошо может быть применено в области микроэлектроники, микромагнитоэлектроники и микронанотехнологии а также современных измерительных системах и т.д. В работе рассмотрена упругая микроэлемент типа оболочки, изготовленная из токопроводящего материала, находящейся под воздействием нестационарного электромагнитного поля. Получены численные результаты и проведены анализ электромагнитных эффектов.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] A. Ambartsumyan, G.E. Bagdasaryan, and M.V. Belubekyan, *Magnetoelasticity of Thin Shells and Plates* [in Russian], Nauka, Moscow (1977).
- [2] Y. M. Grigorenko and L. V. Mol'chenko, *Fundamentals of the Theory of Plates and Shells with Elements of Magnetoelasticity* (Textbook) (IPTs, 2010).
- [3] L. V. Mol'chenko, I. I. Loos, and R. S. Indiaminov, "Determining the stress state of flexible orthotropic shells of revolution in magnetic field," *Int. Appl. Mech* 44, 882–891 (2008) . <https://doi.org/10.1007/s10778-008-0102-6>.
- [4] L. V. Mol'chenko, I. I. Loos, and R. S. Indiaminov, "Stress-strain state of flexible ring plates of variable stiffness in a magnetic field," *Int. Appl. Mech.* 45, 1236–1242 (2009). <https://doi.org/10.1007/s10778-010-0264-x>.
- [5] R. Indiaminov, "On the absence of the tangential projection of the lorenz force on the axsymmetrical stressed state of current-carrying conic shells," *Int. Jour.Comp. Techn.* 13, 65–77 (2008).
- [6] L. V. Mol'chenko and I. I. Loos, "The stress state of a flexible orthotropic spherical shell subject to external current and mechanical force in a magnetic field," *Int. Appl. Mech.* 49, 528–533 (2013). <https://doi.org/10.1007/s10778-013-0587-5>.
- [7] Javohir Shodmonov., Abdubakir Abdullaev., "Tok o'tkazuvchi mikroelementning magnitoelastik tebranishi" *International Scientific Journal of "Science and Innovation". UIF-2022: 8.2. ISSN: 2181-3337. Volume 1, Issue 4. P. 52-55.* <https://doi.org/10.5281/zenodo.6873133>
- [8] Y. H. Bian and H. T. Zhao, "Analysis of thermal-magnetic-elastic stresses and strains in a thin current-carrying cylindrical shell," *Int. Appl. Mech.*, 52, No. 4, 437–448 (2016).
- [9] R. S. Indiaminov and R. Butaev, et al., "Nonlinear integro-differential equations of bending of physically nonlinear viscoelastic plates," *IOP Publishing. Conf. Series: Materials Science and Engineering*, 7 (2020), <https://doi.org/10.1088/1757-899X/869/5/052048>.
- [10] Индиаминов, Р., Бутаев, Р., & Холжигитов, С. (2022). Математическое моделирование магнитоупругого деформирования неферромагнитных оболочек в нестационарном магнитном поле. *Международный Журнал Теоретических и Прикладных Вопросов Цифровых Технологий*, 2(2), 32–39.
- [11] R. Sh. Indiaminov, "Magnetoelastic deformation of a current-carrying orthotropic conical shell with an orthotropy of conductive properties," *Bulletin of the University of Kiev* 5, 81–86 (2015).
- [12] Indiaminov, R., Narkulov, A., Butaev, R. "Magnetoelastic strain of flexible shells in nonlinear statement", *AIP Conference Proceedings*, 2021, 2365, 02 0002. <https://doi.org/10.1063/5.0056840>
- [13] Indiaminov, R., Butaev, R., Narkulov, A. "Nonlinear deformation of a current shell in a magnetic field", *AIP Conference Proceedings*, 2021, 2365, 02 0001. <https://doi.org/10.1063/5.0056839>.
- [14] Ravshan Indiaminov and Nuriddin Yusupov, "Mathematical Modeling of Magnetoelastic Vibrations of Current Conductive Shells in the Non Stationary Magnetic Field," *2021 International Conference on Information Science and Communications Technologies (ICISCT)*, 2021, pp. 1-4, <https://ieeexplore.ieee.org/document/9670308>.
- [15] Ravshan Indiaminov, Abdubakir Abdullaev, et al., "Nonlinear Strain of a Cur-

rent-Conducting Annular Plate in a Magnetic Field”, Journal: AIP Conference Proceedings 2467, 060026 (2022); <https://doi.org/10.1063/5.0092485>.

- [16] Ravshan Indiaminov, Nuriddin Yusupov, et al., “Nonlinear Oscillations of a Current-Carrying Shell in Magnetic Field”,

Journal: AIP Conference Proceedings 2467, 020013 (2022); <https://doi.org/10.1063/5.0092465>.

Поступила в редакцию 20.08.2023

**Цитирование:** Индиаминов Р.Ш.. (2023). Моделирование деформирования токнесущего микроэлемента в магнитном поле. *Международный Журнал Теоретических и Прикладных Вопросов Цифровых Технологий*, 4(6), –С. 7-12.

## SIMULATION OF DEFORMATION OF A CURRENT-CARRYING MICROELEMENT IN A MAGNETIC FIELD

Indiaminov R.Sh.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Samarkand branch of Tashkent University of information technologies named after Muhammad al-Khwarizmi, Samarkand, Uzbekistan  
r\_indiaminov@mail.ru

**Abstract.** *The dynamics of electrically conductive media in electric and magnetic fields is currently an extensive and well-developed science, formed at the intersection of mechanics and electrodynamics. When constructing such models of the mechanics of a deformable solid, the influence of the electromagnetic field on the thermomechanical behavior of the body is realized through ponderomotive forces and their moments, as well as through sources of additional energy that arise when the body interacts with an external electromagnetic field. In this case, Maxwell's macroscopic equations of electrodynamics are formulated, describing the field in the external environment and in the body, taking into account field characteristics such as conduction currents, polarization and magnetization. The work mathematically models the nonlinear deformation of a current-carrying microelement under the influence of non-stationary electromagnetic forces. Numerical results were obtained and electromagnetic effects were analyzed.*

**Keywords:** *current-carrying body, deformation, stress, electromagnetic field, magnetoelasticity.*

## MAGNIT MAYDONIDA TOK TASHUVCHI MIKROELEMENTNING DEFORMASIYALANISHINI MODELASHTIRISH

Indiaminov R.Sh.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Muhammad al-Xorazmiy nomidagi Toshkent axborot texnologiyalari universiteti Samarqand filiali, Samarqand, O‘zbekiston  
r\_indiaminov@mail.ru

**Annotasiya.** *Elektr va magnit maydonlarida elektr o‘tkazuvchi muxit dinamikasi hozirgi vaqtda mexanika va elektrodinamika fanlari umumlashmasida paydo bo‘lgan yaxshi rivojlangan fan hisoblanadi. Deformasiyalanuvchi qattiq jismlar mexanikasining bunday modellarini qurishda elektromagnit maydonining jismning termomexanik holatiga ta’siri jismning elektromagnit maydoni bilan o‘zaro ta’siri natijasida vujudga keladigan ponderomotor kuchlar va ularning momentlari, shuningdek, qo‘shimcha energiya manbalari orqali amalga oshiriladi. Bunda qutblanish va namagnitlanish, tok o‘tkazuvchanlik kabi elektromagnit maydon xarakteristikalarini hisobga oluvchi, tashqi muxit va jismdagi maydonni ifodalaydigan Maksvellning makroskopik elektrodinamik tenglamalari shakllantiriladi. Ishda nostasionar elektromagnit kuchlar ta’sirida bo‘lgan tok tashuvchi mikroelementning nohizizli deformasiyalanishi matematik modellashtirilgan. Sonli natijalar olingan va elektromagnit effektlar taxlili o‘tkazilgan.*

**Kalit so‘zlar:** *tok tashuvchi jism, deformasiya, kuchlanish, elektromagnit maydoni, magnitoelastiklik.*