

3D-ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОГО МЕТАЕМОГО ТЕЛА С МАГНИТНЫМ БАРЬЕРОМ ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ РАМКИ ВНУТРИСТВОЛЬНОГО ДАТЧИКА СКОРОСТИ

А.А. Механич, С.В. Синяев, А.А. Ящук

*Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики
Томского государственного университета, г. Томск, Россия*

Методами математического моделирования исследовано влияние искажения метаемым телом магнитного поля измерительной рамки на величину и форму ее сигнала. Электропроводное метаемое тело предполагается немагнитным, а его разгон в канале осуществляется либо в режиме свободного метания, либо в поддоне из неэлектропроводного материала. Представлены результаты расчетов 3D-распределения магнитного поля в измерительном зазоре рамки при различных положениях метаемого тела. Рассчитаны магнитные сопротивления зазора, величины и формы генерируемых рамкой сигналов. Показано влияние формы и размеров метаемых тел на величину и форму электрических сигналов датчика.

Ключевые слова: датчик скорости, метаемое тело, канал ускорителя, магнитный барьер, измерительная катушка, сигнал.

Введение

Бесконтактные электромагнитные датчики [1–4] применяются для определения скорости метаемого тела (модели) в разгонном канале ускорителя и на его дульном срезе, а также в различных устройствах синхронизации процессов метания и регистрации. При проектировании таких датчиков необходимо рассчитывать распределение магнитного поля в измерительных зазорах при различных положениях пролетающей модели. Такая информация требуется для корректного определения магнитного сопротивления рамки при взаимодействии пролетающей модели с магнитным барьером. Это позволяет вычислить изменение магнитного потока в рамке и наводимую в измерительной катушке электродвижущую силу (ЭДС), описывающую динамику взаимодействия модели с магнитным барьером рамки. Форма и амплитуда этого ЭДС-сигнала зависят от скорости, геометрии и размеров модели. По сигналу с измерительной рамки фиксируется момент пролета моделью ее контрольного сечения t_1 . Две рамки, расположенные на известном расстоянии l друг от друга, позволяют определить среднюю скорость модели $u_m = l(t_2 - t_1)^{-1}$.

Общая схема измерительной рамки датчика показана на рис. 1.

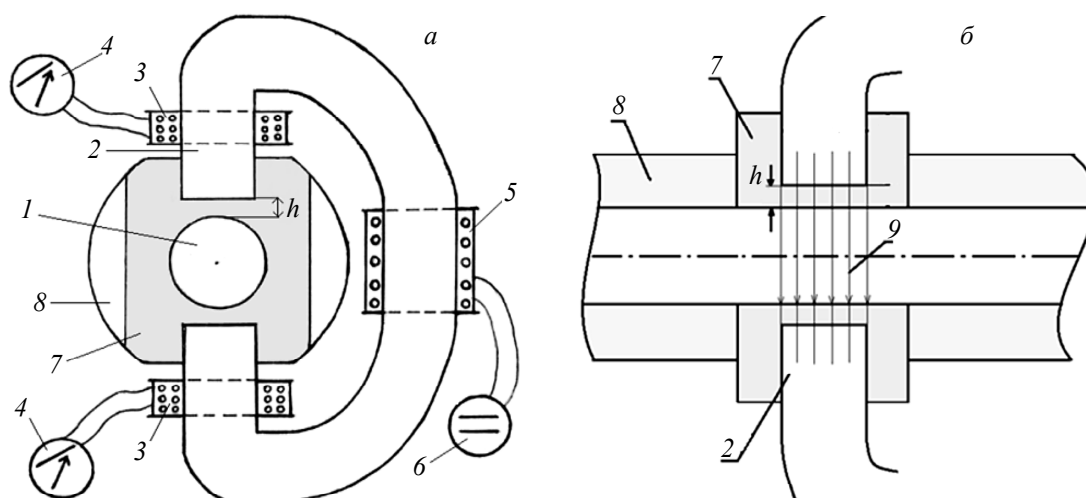


Рис. 1. Схема измерительной рамки в канале: вид с торца канала (а) и вид сбоку (б): 1 – канал ускорителя; 2 – разомкнутый магнитопровод; 3 – измерительная катушка; 4 – регистрирующее устройство; 5 – катушка-генератор магнитного поля; 6 – источник постоянного тока; 7 – защитно-формирующая насадка; 8 – ствол; 9 – магнитный барьер

Рамка охватывает разгонный канал ускорителя 1. Ее основными элементами являются: разомкнутый магнитопровод 2 с измерительными катушками 3, катушка-генератор магнитного поля 5 (или постоянные накладные магниты), защитно-формирующая насадка 7 из прочного немагнитного металла с высоким удельным сопротивлением. Насадка располагается в измерительном зазоре канала магнитопровода (рис. 1, б) и служит для формирования магнитного барьера 9 и защиты магнитопровода от воздействия рабочего газа высокого давления. При пролете тела через измерительный зазор датчика конфигурация магнитного барьера рамки изменяется, в результате чего меняется сопротивление магнитной цепи датчика и в его измерительной катушке наводится ЭДС за счет изменения магнитного потока. Значение ЭДС представляет собой сигнал S в вольтах:

$$S(t) = -N \cdot \dot{\Phi}(t), \quad (1)$$

где N – число витков в измерительной катушке; t – время; $\dot{\Phi}$ – скорость изменения магнитного потока Φ в магнитопроводе. Величина S является реакцией (сигналом) рамки на пролетающую через зазор модель.

Постановка задачи

Схема замещения для магнитной цепи измерительной рамки приведена на рис. 2.

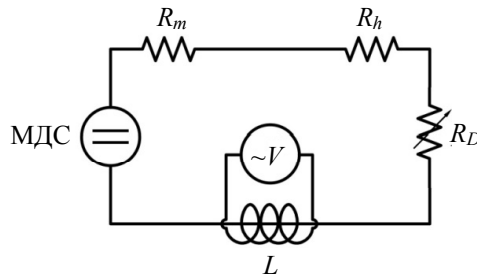


Рис. 2. Схема замещения магнитной цепи измерительной рамки.
МДС – магнитодвижущая сила

Моделирующее уравнение определяется вторым законом Кирхгофа и законом Ома для магнитной цепи. Предполагается, что удельное сопротивление материала насадки 7 настолько велико, что влиянием индукционных токов в насадке можно пренебречь при расчете сигнала $S(t)$. Такое допущение позволяет в «чистом» виде описать физический эффект взаимодействия модели с барьером и его влияние на величину и форму сигнала. В этом случае уравнение магнитной цепи принимает вид

$$[R_D(t) + R_m + R_h] \Phi(t) = n \cdot I_0, \quad (2)$$

где R_D, R_m, R_h – магнитные сопротивления измерительного зазора, магнитопровода и защитного слоя насадки; $n \cdot I_0$ – магнитодвижущая сила (МДС), создаваемая либо постоянным током I_0 в катушке с числом витков n (рис. 1), либо постоянными накладными магнитами на внешней части магнитопровода. С учетом (1) и соотношения $\frac{dR_D}{dt} = u \frac{dR_D}{dz}$ уравнение (2) преобразуется к виду

$$S(t) = \frac{n \cdot N \cdot I_0 \cdot u \frac{dR_D}{dz}}{\{R_D[z(t)] + R_m\}^2}, \quad (3)$$

где u – скорость модели в измерительном зазоре рамки; $z(t) = z_0 + u \cdot t$ – продольная координата центра массы модели; z_0 – координата модели на входе в зону чувствительности рамки. Эффективная толщина магнитного барьера l_m соизмерима с калибром канала D , поэтому при взаимодействии модели с магнитным барьером ее скорость можно считать постоянной величиной. Из (3) следует, что при относительно малом влиянии индукционных токов в насадке на сигнал S его величина прямо пропорциональна скорости модели u . Это позволяет применять датчики такого типа

в высокоскоростных ствольных установках. Необходимое увеличение сигнала может быть достигнуто с помощью увеличения магнитодвижущей силы $n \cdot I_0$ и числа витков N в измерительной катушке рамки датчика.

Для определения сигналов на измерительных рамках датчика в приближении (3) требуется зависимость магнитного сопротивления зазора от положения модели в нем $R_D(z)$. В свою очередь, эта величина зависит от распределения магнитного поля в барьере при различных положениях модели в зоне чувствительности рамки. Граничные условия на поверхности модели выбираются в приближении ее идеальной проводимости. Применимость такого допущения определяется глубиной проникновения (диффузии) магнитного поля барьера в модель за время ее пролета через измерительный зазор. Глубина такого проникновения оценивается толщиной соответствующего скин-слоя [5]. В рассматриваемой задаче касательная составляющая магнитного поля на поверхности модели сначала возрастает от нуля в передней зоне чувствительности датчика до некоторого максимального значения в центральной части барьера, а затем уменьшается до нуля при пролете задней зоны чувствительности. Такое изменение магнитного поля на метаемом теле можно рассматривать как первый полупериод колебания $0.5T$ в переходном режиме изменения магнитного поля. В этом случае толщина скин-слоя индукционных токов на теле δ определяется выражением [5]

$$\delta = 0.57 \sqrt{\frac{\eta}{\mu_0} 0.5T},$$

где η – удельное сопротивление метаемого тела; μ_0 – магнитная проницаемость вакуума. При скорости модели 2 км/с $0.5T \approx 1.5 \cdot 10^{-5}$ с. Для метаемого тела из алюминия $\delta \approx 0.3$ мм, что примерно в 100 раз меньше характерного размера метаемых тел при $D = 30$ мм. Магнитное поле на стенках канала в окрестностях магнитопровода пренебрежимо мало в режиме ожидания. При пролете метаемого тела на стенках канала возникают диффузионные токи за счет локальной импульсной деформации магнитного барьера, но они также являются по существу поверхностными. К оценке их толщины применим изложенный выше подход с учетом того, что диффузионный полупериод для них существенно короче, чем у модели. Приведенные оценки подтверждают применимость приближения идеально проводящего тела [6], при котором поверхностные индукционные токи полностью вытесняют магнитное поле из объема тела и стенок канала, в результате чего нормальная составляющая магнитного поля барьера на их поверхностях равна нулю. Таким образом, магнитное поле в измерительном зазоре датчика является практически потенциальным и может быть описано с помощью скалярного потенциала [7].

На рис. 3 показана область определения магнитного поля в измерительном зазоре канала постоянного сечения диаметром D . Магнитное поле в зазоре потенциально $\mathbf{H} = \text{grad} \psi$ и описывается уравнением Лапласа для скалярного потенциала ψ . В цилиндрической системе координат r, φ, z уравнение имеет вид

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0. \quad (4)$$

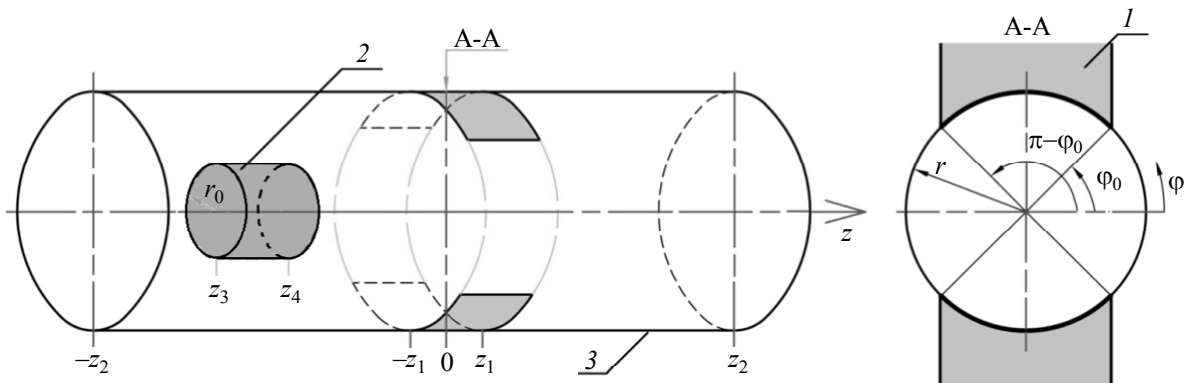


Рис. 3. Расчетная область магнитного барьера в цилиндрическом канале:

I – магнитопровод прямоугольного поперечного сечения; 2 – модель; 3 – внутренняя поверхность канала

Рассматривается осесимметричное движение моделей относительно продольной оси канала. С учетом условия симметрии решение задачи определяется для четверти выделенной части канала: $-z_2 \leq z \leq +z_2$, $0 \leq \varphi \leq 0.5\pi$, $0 \leq r \leq 0.5D$. Поверхности $z = \pm z_2$ – границы расчетной области, которая выбрана так, что заведомо перекрывает зону чувствительности датчика l_m . Торцевая поверхность (полюс) магнитопровода предполагается эквипотенциальной: $\psi(-z_1 \leq z \leq +z_1, \varphi_0 \leq \varphi \leq 0.5\pi, r = 0.5D) = \psi_0$. На границах области задаются условия: $\psi(z = \pm z_2) = 0$, $\psi(\varphi = 0) = 0$, $\partial\psi(\varphi = 0.5\pi)/\partial\varphi = 0$, $\partial\psi(r = 0.5D)/\partial r = 0$.

Таким образом, определение магнитного поля в расчетной области сводится к решению уравнения (4) с приведенными выше граничными условиями в приближении идеально проводящей модели. Решение поставленной краевой задачи позволяет определить деформацию магнитного барьера пролетающей моделью.

По найденному распределению магнитного поля рассчитывается магнитный поток на поверхностях s полюсов магнита

$$\Phi_D = \mu_0 \int_s H_r ds = \mu_0 D \int_{-z_1}^{z_1} \int_{\varphi_0}^{0.5\pi} H_r(r = 0.5D, \varphi, z) d\varphi dz,$$

после чего определяется изменение магнитного сопротивления зазора $R_D(t) = R_D(z = z_0 + u \cdot t)$ при пролете модели

$$R_D = 2\psi_0 / \Phi_D = 2\psi_0 \left[\mu_0 D \int_{-z_1}^{z_1} \int_{\varphi_0}^{0.5\pi} H_r(r = 0.5D, \varphi, z) d\varphi dz \right]^{-1}. \quad (5)$$

Расчет зависимости $R_D(t)$ с помощью (5) позволяет определить сигнал измерительной рамки $S(t)$ по формуле (3).

Результаты расчета

Решение поставленной задачи на основе уравнения Лапласа (4) с соответствующими граничными условиями реализовано в программном комплексе ANSYS [8] методом конечных элементов [9]. На рис. 4 и 5 представлены результаты расчетов для рамки датчика с магнитопроводом квадратного поперечного сечения 15×15 мм², длиной 150 мм и магнитной проницаемостью $\mu = 50\mu_0$. Диаметр канала $D = 30$ мм, диаметры моделей d в форме цилиндра и сферы – $0.7D$ и $0.9D$, длина цилиндрических моделей – $2D$, скорость моделей $u = 2$ км/с, МДС рамки $n \cdot I_0 = 25$ Ампер-витков, толщина защитного слоя насадки $h = 1.5$ мм.

На рис. 4 показаны 3D-распределения магнитного поля измерительной рамки в невозмущенном состоянии и при максимальных «деформациях» магнитного барьера пролетающими моделями различной формы и размеров.

Цилиндрическая модель деформирует магнитный барьер значительно сильнее, чем сферическая модель такого же диаметра. С уменьшением диаметра d деформация магнитного барьера моделями одной конфигурации заметно уменьшается, что приводит к снижению магнитного сопротивления измерительного зазора рамки R_D и уменьшению амплитуды сигнала.

На рис. 5 приведены расчетные зависимости $R_D(z)$ магнитных сопротивлений измерительного зазора при различных положениях z рассмотренных выше моделей и соответствующие сигналы $S(t)$ при скорости пролета магнитного барьера 2 км/с. Значение R_D (рис. 5, а) минимально, когда модель находится вне «зоны чувствительности» рамки. По мере приближения модели к среднему сечению рамки магнитное сопротивление зазора растет, а затем симметрично уменьшается, стремясь к «невозмущенному» значению. Амплитуда $R_D(z)$ значительно зависит от диаметра модели и ее формы. Так, увеличение диаметра модели с $0.7D$ до $0.9D$ увеличивает амплитуду сопротивления цилиндра в 2.5 раза, а сферы – в 1.4 раза. Зона «чувствительности» рамки зависит от продольного размера модели. С учетом концевых эффектов для всех рассмотренных моделей она примерно равна их продольному размеру. Расчеты показывают, что амплитуда сигнала $S(t)$ (рис. 5, б) возрастает при увеличении диаметра сечения модели и ее продольного размера. При пролете цилиндра длиной $2D$ уровень сигнала существенно выше, чем у сферической модели того же диаметра за

счет более интенсивной деформации магнитного барьера удлиненным цилиндром. Сигнал от цилиндра более растянут по времени, но имеет более крутой фронт нарастания за счет торцевых скачков поперечного сечения.

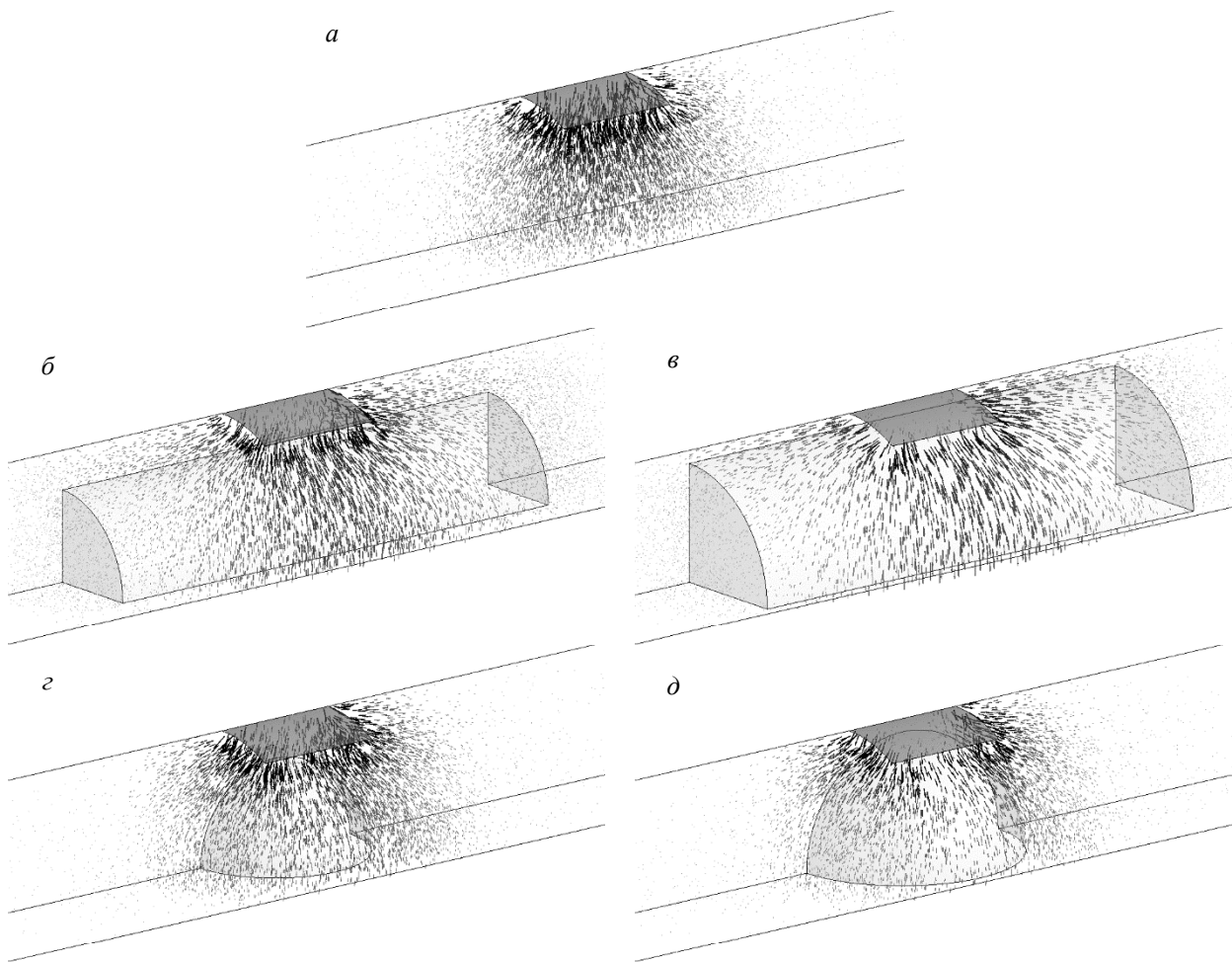


Рис. 4. Распределение магнитного поля в барьере при пролете моделей через среднее сечение рамки: невозмущенный магнитный барьер (а); цилиндрическая модель диаметром $0.7D$ (б); цилиндрическая модель диаметром $0.9D$ (в); сферическая модель диаметром $0.7D$ (г); сферическая модель диаметром $0.9D$ (д)

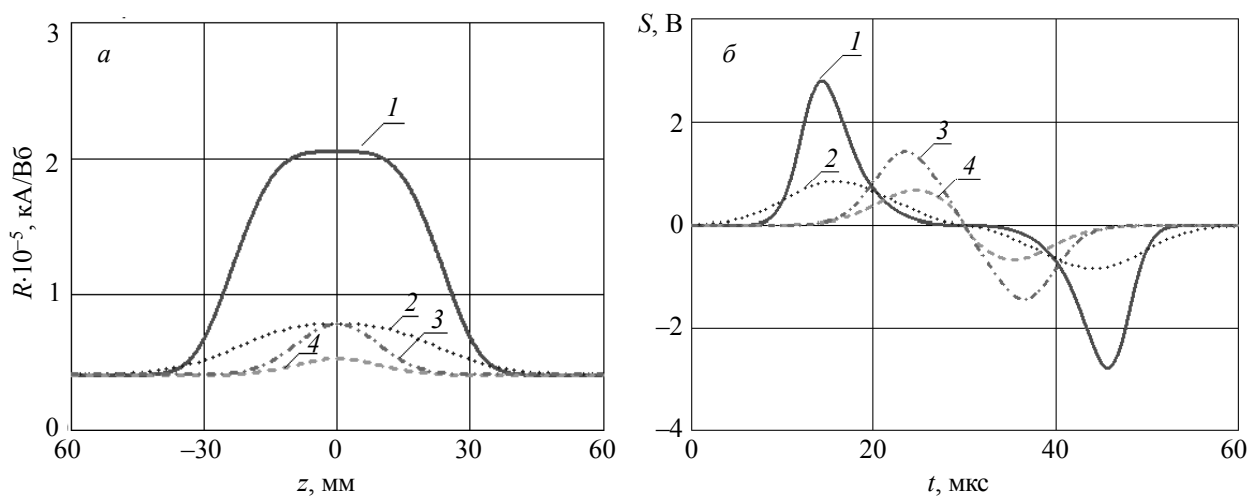


Рис. 5. Зависимости магнитных сопротивлений «барьеров» от положения моделей z (а) и сигналы измерительной рамки (б): 1 – цилиндр диаметром $0.9D$; 2 – цилиндр диаметром $0.7D$; 3 – сфера диаметром $0.9D$; 4 – сфера диаметром $0.7D$

Амплитуды сигналов для всех рассмотренных моделей значительно превосходят уровень электрических помех [10], что подтверждает работоспособность моделируемых датчиков скорости в высокоскоростных баллистических установках.

Заключение

Методом математического моделирования на основе разработанной модели в 3D-постановке исследован эффект взаимодействия метаемых электропроводных тел цилиндрической и сферической формы с магнитным барьером измерительной рамки датчика. Приведены расчеты сигналов измерительной рамки датчика при скорости моделей 2 км/с. Результаты подтверждают применимость эффекта магнитного барьера во внутривольных датчиках скорости для высокоскоростных баллистических установок.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Комаровский Л. В. // Численные методы механики сплошной среды. – 1976. – Т. 7. – № 6. – С. 74–86.
2. Bagdanoff D.W., Knowlen C., Murakami D., Stronich I. // AIAA Journal. – 1990. – V. 28(11). – P. 1942–1944.
3. Кульпин В.И., Синяев С.В., Христенко Ю.Ф. Датчик положения и скорости перемещения быстро движущихся тел // Патент РФ № 2193207. – 2002.
4. Синяев С.В., Христенко Ю.Ф., Кульпин В.И. // Современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2004. – Т. 2. – С. 688–694.
5. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. – М.: Мир, 1972. – 391 с.
6. Шерклиф Дж. Курс магнитной гидродинамики. – М.: Мир, 1967. – 320 с.
7. Мингалев Б.С. // Электрофизическая аппаратура. Т. 3. – М.: Атомиздат, 1965. – С. 121–137.
8. Басов К.А. ANSYS: справочник пользователя. – М.: ДМК Пресс, 2014.
9. Bathe K.J. Finite Element Procedures. – Englewood Cliffs, N.J.: Prentice-Hall, 1996. – 1037 p.
10. Сидоров А.Д., Корольков Л.В., Моисеев Д.М. и др. // Технические науки – от теории к практике: сб. статей по материалам XLII междунар. науч.-технич. конф. – Новосибирск: Изд-во АНС «СибАК», 2015. – № 1(38). – С. 111–120.

Поступила в редакцию 14.03.2022,
принята в печать 11.10.2022.

Механич Алина Александровна, аспирантка НИ ТГУ, e-mail: kireeva_aa@mail.ru;

Синяев Сергей Витальевич, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр., доцент НИИ ПММ ТГУ, e-mail: ssv@niipmm.tsu.ru;

Ящук Алексей Александрович, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр. НИИ ПММ ТГУ, e-mail: rainbow@niipmm.tsu.ru.