

Многослойная уравновешенная обмотка реальной толщины

К. В. Волошин

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Санкт-Петербург, Россия
kir_vol@mail.ru

Аннотация. Генерация сильных магнитных полей – непростая научно-техническая задача, так как в теле соленоида возникают механические напряжения, способные его разрушить. Настоящая статья посвящена развитию положений о квазибессиловых магнитных системах, в которых действующие электромагнитные силы могут быть уменьшены за счет параллельности векторов индукции магнитного поля и плотности тока. Предложена методика выбора параметров обмотки магнита, подразумевающая уравновешивание каждого слоя катушки. Учитывается токораспределение по обмотке, обусловленное реальной, а не бесконечно-малой толщиной обмотки. Результаты подтверждаются осесимметричным и трехмерным моделированием обмотки.

Ключевые слова: сильные магнитные поля, механические напряжения, бессиловые магнитные поля, квазибессилового магнит, уравновешенный магнит, уравновешенная катушка

Для цитирования: Волошин К. В. Многослойная уравновешенная обмотка реальной толщины // Изв. СПбГЭТУ «ЛЭТИ». 2026. Т. 19, № 3. С. 76–83. doi: 10.32603/2071-8985-2026-19-3-76-83.

Финансирование: Работа выполнена в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление «Исследования в сильных и сверхсильных магнитных полях. Этап 2023–2025».

Благодарность: Результаты работы были получены с использованием вычислительных ресурсов суперкомпьютерного центра Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого (www.spbstu.ru).

Original article

Multilayer Force-Balanced Coil of Real Thickness

K. V. Voloshin

Peter the Great Saint Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia
kir_vol@mail.ru

Abstract. The generation of strong magnetic fields is a difficult scientific and technical task – mechanical stresses occur in the body of the solenoid, which can destroy it. The present work is devoted to the development of provisions on quasi-force-free magnetic systems in which the acting electromagnetic forces can be reduced due to the parallelism of the magnetic field flux density and current density vectors. A method for selecting the parameters of the magnet winding is proposed, implying the balancing of each coil layer. The current distribution over the winding is taken into account, due to the actual, rather than infinitesimal, thickness of the winding. The results are confirmed by axisymmetric and three-dimensional modeling of the winding.

Keywords: strong magnetic fields, mechanical stresses, force-free magnetic fields, quasi-force-free magnet, force-balanced magnet, force-balanced coil

For citation: Voloshin K. V. Multilayer Force-Balanced Coil of Real Thickness // LETI Transactions on Electrical Engineering & Computer Science. 2026. Vol. 19, no. 3. P. 76–83. doi: 10.32603/2071-8985-2026-19-3-76-83.

Funding: The work was carried out as part of the scientific program of the National Center for Physics and Mathematics, the direction «Research in Strong and Ultra-Strong Magnetic Fields. Stage 2023–2025».

Acknowledgments: The results of the work were obtained using the computing resources of the Supercomputer Center of the Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University (www.spbstu.ru).

Введение. Создание сильных магнитных полей с индукцией более 50 Тл сопряжено с возникновением механических усилий, приводящих к разрушению соленоида. Разработаны конструкции импульсных магнитных систем с многослойной секционированной обмоткой, в которой при применении материалов с высокими механическими свойствами удастся снизить механические напряжения до допустимых значений [1], [2]. Если нормировать механические напряжения, определяемые по критерию фон Мизеса σ_M , на давление генерируемого магнитного поля $P_m = B^2/2\mu_0$, где B – индукция магнитного поля и μ_0 – магнитная постоянная, то параметр η , выражаемый как $\eta = \sigma_M/P_m$, будет приближенно равен единице. Такие системы отличаются высоким значением аспектного соотношения – отношение внешнего диаметра обмотки к внутреннему. В качестве примера рассмотрим систему, построенную в Уханьском центре сильных магнитных полей. С помощью трехсекционной катушки с внешним диаметром 570 мм в рабочем объеме диаметром 10 мм создается магнитное поле с индукцией 100 Т [3]–[5]. Большие размеры системы, а значит, и большая индуктивность, потребовали применения для каждой секции трех независимых источников питания: две конденсаторные батареи с запасаемой энергией 0.8 и 18 МДж и генератор 100 МДж. Актуальность разработки конструкций магнитных систем сильного поля с пониженным значением аспектного отношения заключается в снижении стоимости всей магнитной системы с источником питания, что делает применение таких полей в исследовательских и электрофизических установках более доступным.

С середины 1950-х гг. известна концепция бессильных магнитных систем, в которых векторы плотности тока и индукции магнитного поля параллельны друг другу, что означает обращение в ноль электромагнитной силы. Витки обмотки представляют собой винтовые линии, расположенные на цилиндрической или тороидальной поверхности. Конечность системы и дискретное токораспределение не позволяют избавиться от сил полностью, однако возможно их существенное снижение [6]. Разработчики называют такие системы квазибессильной катушкой [7] или обмоткой

с уменьшенной [8] или уравновешенной [9] силой. В экспериментальных исследованиях хотя и фиксировалось снижение механических напряжений в сравнении с классическим исполнением магнитной системы, также отмечалось нарушение баланса обмотки [10] и недостижение обещанных малых значений параметра η [11], [12]. Выбор угла обмотки осуществлялся в приближении бесконечно малой толщины обмотки, что может быть одной из возможных причин расхождения между аналитическими оценками и трехмерным моделированием, подтвержденным экспериментальными результатами. Целью настоящей статьи служит определение аналитических соотношений, основанных на равенстве нулю интегральной радиальной силы и связывающих полевые параметры магнитной системы с ее фактически геометрическими характеристиками.

Равновесие многослойной катушки. Обмотка представляет собой набор из n слоев с изменяющимся от слоя к слою углом наклона вектора плотности тока δ (рис. 1). Слои разделены межслоевым зазором h . Каждый слой имеет толщину Δ , внутренний радиус R_i и внешний радиус R'_i , где $i = 1, 2, \dots, n$ – номер слоя. Отношение внешнего радиуса к внутреннему удобно обозначить как $g_i = R'_i/R_i$. Через количество витков в каждом слое w_{z_i} , представляющее собой натуральное число, полный ток каждого слоя связан с током магнитной системы I : $I_{z_i} = w_{z_i}I$. Линейная плотность азимутального тока обозначается J_{ϕ_i} . Плотность аксиального тока не зависит от радиальной коор-

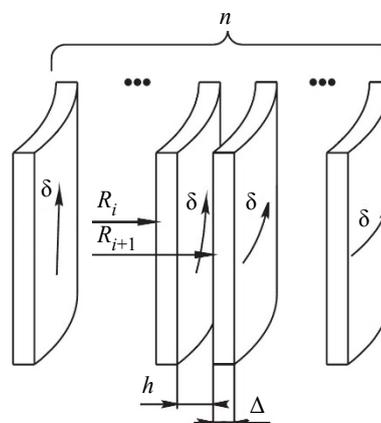


Рис. 1. Многослойная обмотка
Fig. 1. Multilayer coil

динаты r цилиндрической системы и выражается как $\delta_{z_i} = w_{z_i} I / \pi R_i^2 (g_i^2 - 1)$.

Рассмотрим трехслойную ($n = 3$) магнитную систему конечной толщины. Полоидальная H_{z_i} и азимутальная H_{ϕ_i} компоненты магнитного поля внутри границ каждого слоя описываются выражениями, следующими из закона полного тока (подробнее в [13]):

$$\begin{aligned} H_{z_1}(r) &= H_z(R_1) \left(1 - \frac{\ln(r/R_1)}{\ln g_1} \right) + \\ &+ H_z(R_2) \frac{\ln(r/R_1)}{\ln g_1}; \\ H_{\phi_1}(r) &= \frac{(r^2 - R_1^2)}{r} \frac{w_{z_1} I}{2\pi R_1^2 (g_1^2 - 1)}; \\ H_{z_2}(r) &= H_z(R_2) \left(1 - \frac{\ln(r/R_2)}{\ln g_2} \right) + \\ &+ H_z(R_3) \frac{\ln(r/R_2)}{\ln g_2}; \\ H_{\phi_2}(r) &= \frac{H_{\phi}(R'_1) R'_1}{r} + \frac{(r^2 - R_2^2)}{r} \frac{w_{z_2} I}{2\pi R_2^2 (g_2^2 - 1)}; \\ H_{z_3}(r) &= H_z(R_3) \left(1 - \frac{\ln(r/R_3)}{\ln g_3} \right); \\ H_{\phi_3}(r) &= \frac{H_{\phi}(R'_2) R'_2}{r} + \frac{(r^2 - R_3^2)}{r} \frac{w_{z_3} I}{2\pi R_3^2 (g_3^2 - 1)}. \end{aligned}$$

Выражения для радиальных сил, вызванных полоидальным полем, имеют вид [13]

$$\begin{aligned} F_{1r,z} &= \int_{R_1}^{R'_1} f_{1r,z} dr = \int_{R_1}^{R'_1} \delta_{\phi_1} \mu_0 H_{z_1} dr = \\ &= -\mu_0 \int_{R_1}^{R'_1} \frac{\partial H_{z_1}}{\partial r} H_{z_1} dr = \frac{\mu_0}{2} [H_z^2(R_1) - H_z^2(R'_1)] = \\ &= \frac{\mu_0}{2} [J_{\phi_1}^2 + 2(J_{\phi_2} + J_{\phi_3})J_{\phi_1}]; \\ F_{2r,z} &= \int_{R_2}^{R'_2} f_{2r,z} dr = \frac{\mu_0}{2} [H_z^2(R_2) - H_z^2(R'_2)] = \\ &= \frac{\mu_0}{2} (J_{\phi_2}^2 + 2J_{\phi_3}J_{\phi_2}); \\ F_{3r,z} &= \int_{R_3}^{R'_3} f_{3r,z} dr = \frac{\mu_0}{2} H_z^2(R_3) = \frac{\mu_0}{2} J_{\phi_3}^2. \end{aligned}$$

Запишем выражения для радиальных сил, вызванных азимутальным полем:

$$\begin{aligned} F_{1r,\phi} &= \int_{R_1}^{R'_1} f_{1r,\phi} dr = - \int_{R_1}^{R'_1} \delta_{z_1} \mu_0 H_{\phi_1} dr = \\ &= -\frac{\mu_0}{2} \frac{(w_{z_1} I)^2}{\pi^2 R_1^2 (g_1^2 - 1)^2} \left(\frac{g_1^2 - 1}{2} - \ln g_1 \right); \\ F_{2r,\phi} &= \int_{R_2}^{R'_2} f_{2r,\phi} dr = - \int_{R_2}^{R'_2} \delta_{z_2} \mu_0 H_{\phi_2} dr = \\ &= -\mu_0 \left(\frac{w_{z_2} I}{\pi R_2^2 (g_2^2 - 1)} \right) \left[\frac{w_{z_1} I}{2\pi} \ln g_2 + \right. \\ &\quad \left. + \frac{w_{z_2} I}{2\pi (g_2^2 - 1)} \left(\frac{g_2^2 - 1}{2} - \ln g_2 \right) \right]; \\ F_{3r,\phi} &= \int_{R_3}^{R'_3} f_{3r,\phi} dr = -\mu_0 \left(\frac{w_{z_3} I}{\pi R_3^2 (g_3^2 - 1)} \right) \times \\ &\quad \times \left[\left(\frac{w_{z_2} I}{2\pi} + \frac{w_{z_1} I}{2\pi} \right) \ln g_3 + \right. \\ &\quad \left. + \frac{w_{z_3} I}{2\pi (g_3^2 - 1)} \left(\frac{g_3^2 - 1}{2} - \ln g_3 \right) \right]. \end{aligned}$$

Условием равновесия каждого слоя служит равенство радиальных сил, тогда можем записать:

$$\begin{aligned} F_{1r,z} + F_{1r,\phi} &= 0 \Leftrightarrow J_{\phi_1}^2 + 2(J_{\phi_2} + J_{\phi_3})J_{\phi_1} - \\ &- 2I^2 \frac{w_{z_1}^2}{2\pi^2 R_1^2 (g_1^2 - 1)^2} \left(\frac{g_1^2 - 1}{2} - \ln g_1 \right) = 0; \\ F_{2r,z} + F_{2r,\phi} &= 0 \Leftrightarrow J_{\phi_2}^2 + 2J_{\phi_3}J_{\phi_2} - \\ &- 2I^2 \left(\frac{w_{z_2}}{\pi R_2^2 (g_2^2 - 1)} \right) \times \\ &\times \left[\frac{w_{z_1}}{2\pi} \ln g_2 + \frac{w_{z_2}}{2\pi (g_2^2 - 1)} \left(\frac{g_2^2 - 1}{2} - \ln g_2 \right) \right] = 0; \\ F_{3r,z} + F_{3r,\phi} &= 0 \Leftrightarrow J_{\phi_3}^2 - 2I^2 \left(\frac{w_{z_3}}{\pi R_3^2 (g_3^2 - 1)} \right) \times \\ &\times \left[\left(\frac{w_{z_2}}{2\pi} + \frac{w_{z_1}}{2\pi} \right) \ln g_3 + \right. \\ &\quad \left. + \frac{w_{z_3}}{2\pi (g_3^2 - 1)} \left(\frac{g_3^2 - 1}{2} - \ln g_3 \right) \right] = 0. \end{aligned}$$

Решение полученной системы уравнений, относительно неизвестных $\frac{J_{\varphi_1}}{I}, \frac{J_{\varphi_2}}{I}, \frac{J_{\varphi_3}}{I}$, имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{J_{\varphi_1}}{I} &= -\left(\frac{J_{\varphi_2}}{I} + \frac{J_{\varphi_3}}{I}\right) + \left[\left(\frac{J_{\varphi_2}}{I} + \frac{J_{\varphi_3}}{I}\right)^2 + \right. \\ &+ 2 \frac{w_{z_1}^2}{2\pi^2 R_1^2 (g_1^2 - 1)} \left(\frac{g_1^2 - 1}{2} - \ln g_1\right) \left. \right]^{1/2}; \\ \frac{J_{\varphi_2}}{I} &= -\frac{J_{\varphi_3}}{I} + \left\{ \frac{J_{\varphi_3}^2}{I^2} + 2 \left(\frac{w_{z_2}}{\pi R_2^2 (g_2^2 - 1)} \right) \times \right. \\ &\times \left[\frac{w_{z_1}}{2\pi} \ln g_2 + \frac{w_{z_2}}{2\pi (g_2^2 - 1)} \left(\frac{g_2^2 - 1}{2} - \ln g_2 \right) \right] \left. \right\}^{1/2}; \\ \frac{J_{\varphi_3}}{I} &= \left\{ 2 \left(\frac{w_{z_3}}{\pi R_3^2 (g_3^2 - 1)} \right) \left[\left(\frac{w_{z_2}}{2\pi} + \frac{w_{z_1}}{2\pi} \right) \ln g_3 + \right. \right. \\ &\left. \left. + \frac{w_{z_3}}{2\pi (g_3^2 - 1)} \left(\frac{g_3^2 - 1}{2} - \ln g_3 \right) \right] \right\}^{1/2}. \end{aligned}$$

Данный результат может быть обобщен на случай n слоев через рекуррентную формулу:

$$\begin{aligned} \frac{J_{\varphi_i}}{I} &= -\sum_{k=i+1}^n \frac{J_{\varphi_k}}{I} + \left\{ \left(\sum_{k=i+1}^n \frac{J_{\varphi_k}}{I} \right)^2 + \right. \\ &+ 2 \left(\frac{w_{z_i}}{\pi R_i^2 (g_i^2 - 1)} \right) \left[\left(\sum_{k=1}^{i-1} \frac{w_{z_k}}{2\pi} \right) \ln g_i + \right. \\ &\left. \left. + \frac{w_{z_i}}{2\pi (g_i^2 - 1)} \left(\frac{g_i^2 - 1}{2} - \ln g_i \right) \right] \right\}^{1/2}. \end{aligned}$$

После раскрытия суммы в подкоренном выражении общая формула может быть преобразована:

$$\begin{aligned} \frac{J_{\varphi_i}}{I} &= -\left(\frac{J_{\varphi_{i+1}}}{I} + \sum_{k=i+2}^n \frac{J_{\varphi_k}}{I} \right) + \\ &+ \left(2 \sum_{k=i}^n \left\{ \frac{w_{z_k}}{\pi R_k^2 (g_k^2 - 1)} \left[\left(\sum_{m=1}^{k-1} \frac{w_{z_m}}{2\pi} \right) \ln g_k + \right. \right. \right. \\ &\left. \left. \left. + \frac{w_{z_k}}{2\pi (g_k^2 - 1)} \left(\frac{g_k^2 - 1}{2} - \ln g_k \right) \right] \right\} \right)^{1/2}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{J_{\varphi_{i+1}}}{I} &= -\sum_{k=i+2}^n \frac{J_{\varphi_k}}{I} + \left(2 \sum_{k=i+1}^n \left\{ \frac{w_{z_k}}{\pi R_k^2 (g_k^2 - 1)} \times \right. \right. \\ &\times \left[\left(\sum_{m=1}^{k-1} \frac{w_{z_m}}{2\pi} \right) \ln g_k + \frac{w_{z_k}}{2\pi (g_k^2 - 1)} \times \right. \\ &\left. \left. \left. \times \left(\frac{g_k^2 - 1}{2} - \ln g_k \right) \right] \right\} \right)^{1/2}; \\ \frac{J_{\varphi_i}}{I} &= -\left(2 \sum_{k=i+1}^n \left\{ \frac{w_{z_k}}{\pi R_k^2 (g_k^2 - 1)} \left[\left(\sum_{m=1}^{k-1} \frac{w_{z_m}}{2\pi} \right) \ln g_k + \right. \right. \right. \\ &+ \frac{w_{z_k}}{2\pi (g_k^2 - 1)} \left(\frac{g_k^2 - 1}{2} - \ln g_k \right) \left. \left. \right] \right\} \right)^{1/2} + \\ &+ \left(2 \sum_{k=i}^n \left\{ \frac{w_{z_k}}{\pi R_k^2 (g_k^2 - 1)} \left[\left(\sum_{m=1}^{k-1} \frac{w_{z_m}}{2\pi} \right) \ln g_k + \right. \right. \right. \\ &\left. \left. \left. + \frac{w_{z_k}}{2\pi (g_k^2 - 1)} \left(\frac{g_k^2 - 1}{2} - \ln g_k \right) \right] \right\} \right)^{1/2}. \end{aligned}$$

Таким образом, полученное выражение для нормированной линейной плотности тока позволяет, задав размеры многослойной системы (внутренний радиус R_i и отношение внешнего к внутреннему радиусу g_i), число слоев n и витков w_{z_i} в каждом слое, определить распределения полоидального и азимутального магнитных полей, обеспечивающее равновесие каждого слоя.

Осесимметричное моделирование. В качестве примера рассмотрим двухслойную ($n=2$) магнитную систему с размерами слоев $R_1 = 4$ мм, $R_2 = 8$ мм, $\Delta_1 = 3$ мм, $\Delta_2 = 2.55$ мм. Число витков примем равным 2 для обоих слоев. Нормированная линейная плотность тока принимает значение 20.38 и 58.712 м⁻¹ для первого и второго слоев соответственно. Значение индукции магнитного поля на поверхностях слоев определяется с помощью закона полного тока:

$$\begin{aligned} B_z(R_1) &= \mu_0 \left(\frac{J_{\varphi_1}}{I} + \frac{J_{\varphi_2}}{I} \right) I; \\ B_\varphi(g_1 R_1) &= \frac{\mu_0}{2\pi g_1 R_1} \left(\frac{J_{\varphi_1}}{I} \right) I; \\ B_z(R_2) &= \mu_0 \left(\frac{J_{\varphi_2}}{I} \right) I; \\ B_\varphi(g_1 R_1) &= \frac{\mu_0}{2\pi g_2 R_2} \left(\frac{J_{\varphi_1}}{I} + \frac{J_{\varphi_2}}{I} \right) I. \end{aligned}$$

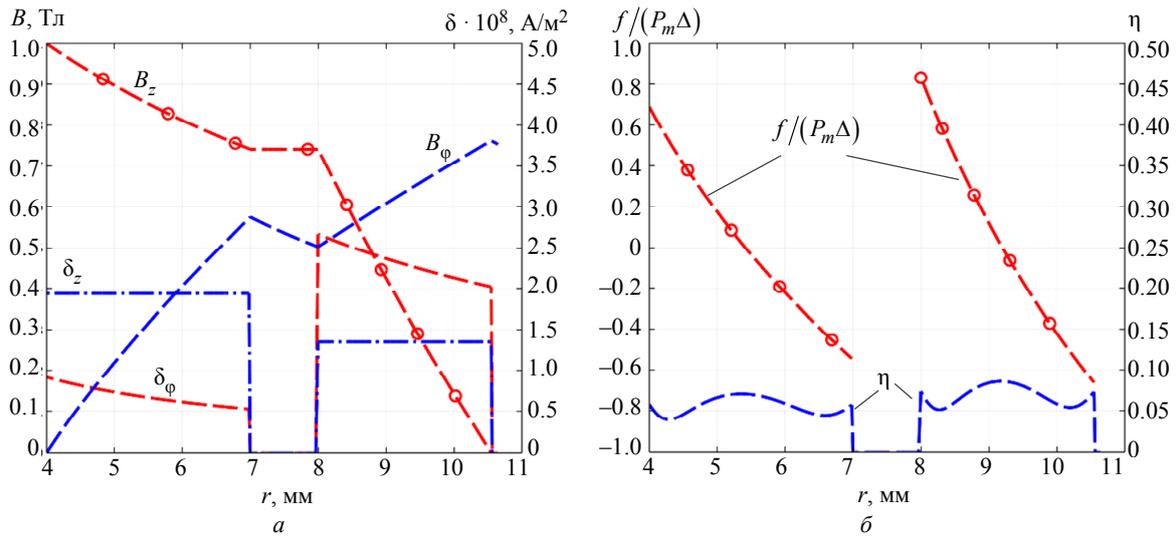


Рис. 2. Осесимметричное моделирование двухслойной обмотки. Радиальные распределения в обмотке: *a* – компонент магнитного поля и плотностей тока; *б* – нормированной электромагнитной силы и нормированных механических напряжений

Fig. 2. Axisymmetric modeling of two-layer coil. Radial distribution: *a* – magnetic fields and electric current density components; *б* – dimensionless volumetric electromagnetic force and dimensionless mechanical stress

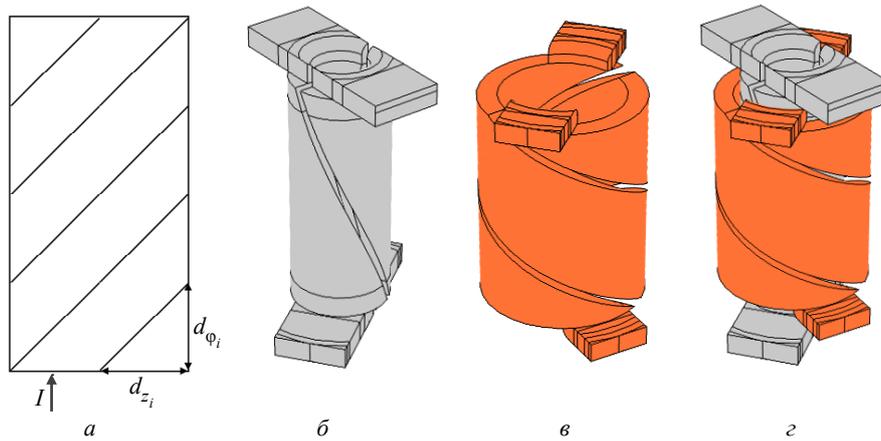


Рис. 3. Построение трехмерной модели двухслойной системы: *a* – развертка внешней поверхности слоя; *б* – первый слой; *в* – второй слой; *г* – система в сборе

Fig. 3. Two-layer 3 D model: *a* – external layer surface projection; *б* – first layer; *в* – second layer; *г* – the complete system

Сформированные таким образом распределения магнитных полей обеспечивают знакопеременное распределение объемной электромагнитной силы и малые значения механических напряжений, что подтверждается выполненным осесимметричным моделированием в COMSOL Multiphysics (рис. 2).

Поскольку механические напряжения выражены в относительных единицах, то не составляет труда оценить натуральные механические напряжения при генерации в такой системе магнитного поля с индукцией 100 Тл: $\sigma_M = \eta P_m = 0.09 \cdot 4000 = 360$ МПа.

Трехмерное моделирование. Следующий шаг – воспроизведение требуемого распределения объемной электромагнитной силы в витках трехмерной магнитной системы. Представим токовый слой в виде цилиндра с винтовыми надрезами.

С помощью его развертки (рис. 3, *a*) удобно определить угол наклона токовой винтовой линии. Линейные размеры токовой полосы связаны через угол наклона. Тогда, воспользовавшись определением линейной плотности азимутального тока, можно выразить угол винтовой линии α_i :

$$\begin{cases} d_{z_i} = \frac{2\pi g_i R_i}{w_{z_i}}; \\ d_{\phi_i} = d_{z_i} \operatorname{tg} \alpha_i \Rightarrow \operatorname{tg} \alpha_i = \frac{w_{z_i}}{2\pi g_i R_i} \frac{1}{J_{\phi_i} / I}; \\ I = J_{\phi_i} d_{\phi_i}. \end{cases}$$

Для рассматриваемой системы угол наклона составил 65.9 и 27.2° для первого и второго слоев соответственно. Полученные данные позволяют построить трехмерную модель двухслойной си-

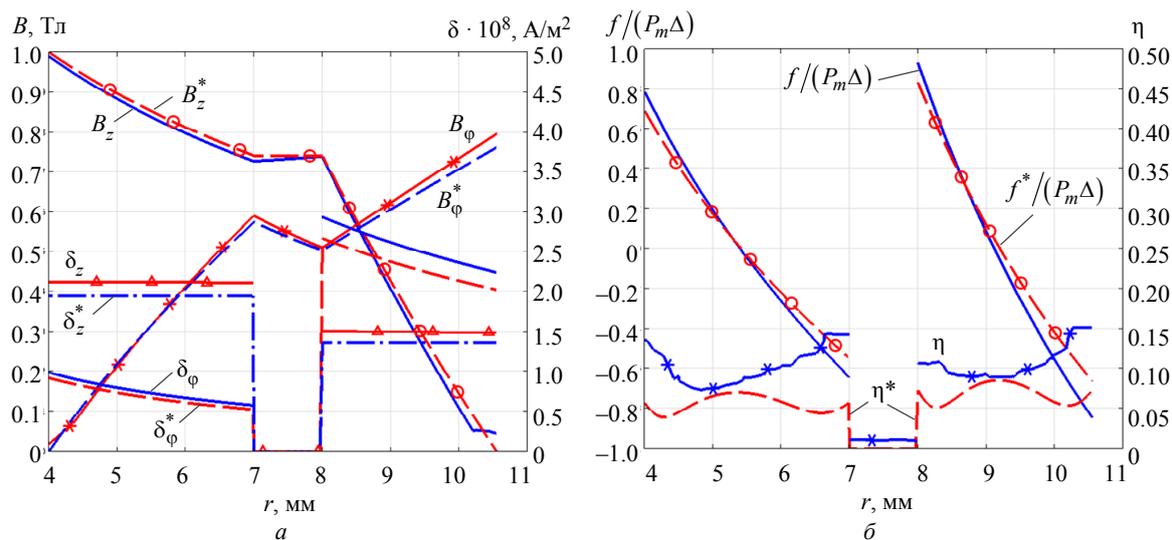


Рис. 4. Результаты трехмерного моделирования. Радиальные распределения в обмотке: a – компонент магнитного поля и плотностей тока; b – нормированной электромагнитной силы и нормированных механических напряжений. Символом * обозначены кривые, полученные в результате осесимметричного моделирования

Fig. 4. 3D modeling results. Radial distribution: a – magnetic fields and electric current density components; b – dimensionless volumetric electromagnetic force and dimensionless mechanical stress. The * symbol indicates the curves obtained as a result of axisymmetric modeling

стемы, базовая часть обмотки (без токоподводов) представлена на рис. 3, b – z . Результаты моделирования иллюстрируются радиальными по обмотке распределениями магнитного поля и плотности тока (рис. 4, a) и нормированной электромагнитной силы и нормированных механических напряжений (рис. 4, b). Отклонения между осесимметричными и трехмерными расчетами обусловлены, вероятно, наличием межвитковых зазоров и влиянием торцевой зоны.

Заключение. Многослойная квазибессиловая магнитная система представляет собой приближение к идеально бессиловому полю, когда век-

торы плотности тока и индукции магнитного поля коллинеарны, а нормированные механические напряжения убывают с ростом числа слоев как $\eta \sim 1/n^2$ [7]. В настоящей статье получено соотношение, позволяющее осуществить выбор параметров обмотки для обеспечения ее баланса с учетом реального распределения плотностей тока и магнитного поля без использования приближения бесконечно малой толщины. Корректность предложенного выражения подтверждена осесимметричным и трехмерным компьютерным моделированием с помощью COMSOL Multiphysics.

Список литературы

1. Assembly, commissioning and operation of the NHMFL 100 tesla multi-pulse magnet system / J. R. Sims, D. G. Rickel, Ch. A. Swenson, J. B. Schillig, G. W. Ellis, C. N. Ammerman // IEEE Trans. on Appl. Superconductivity. 2008. Vol. 18, no. 2. P. 587–591. doi: 10.1109/TASC.2008.922541.
2. Development of Zylon-Kevlar-Zylon hybrid fiber Reinforcement technology for 100 T pulsed magnet at the WHMFC / Sh. Wang, Z. L. Wu, Sh. Jiang, G. D. Wang, R. D. Huang, T. Peng // IEEE Trans. on Appl. Superconductivity. 2020. Vol. 30, no. 4. P. 1–4. doi: 10.1109/TASC.2020.2977932.
3. Failure analysis of the 100 T pulsed magnet at the WHMFC / H. Xiao, Zh. Qiu, X. Chen, X. Sun, X. Li, S. Wang, J. Liao, S. Jiang, S. Chen, T. Peng, L. Li // IEEE Trans. on Industry Appl. 2022. Vol. 58, no. 5. P. 6145–6151. doi: 10.1109/TIA.2022.3187058.
4. A novel design of multi-coil pulsed magnet system for 100 T / T. Peng, S. B. Liu, Y. Pan, Y. L. Lv, H. F. Ding, X. T. Han, H. X. Xiao, S. Wang, S. Jiang, L. Li // IEEE Trans. on Appl. Superconductivity. 2022. Vol. 32, no. 6. P. 1–4. doi: 10.1109/TASC.2022.3148049.
5. Concept design of 100-T pulsed magnet at the Wuhan national high magnetic field center / T. Peng, F. Jiang, Q. Q. Sun, Y. Pan, F. Herlach, L. Li // IEEE Trans. on Appl. Superconductivity. 2016. Vol. 26, no. 4. P. 1–4. doi: 10.1109/TASC.2015.2513366.
6. Шнеерсон Г. А. Длинные соленоиды с бессиловой обмоткой без внешних разгружающих проводников // Журн. техн. физики. 1986. Т. 6, № 1. С. 36–43.
7. The concept of quasi-force-free magnets: theoretical substantiation, estimation of parameters, and feasibility / G. A. Shneerson, O. S. Koltunov, H. J. Schneider-Muntau, V. V. Titkov, A. A. Parfentjev // Phys. B: Con-

densed Matter. 2004. Vol. 346–347. P. 566–570. doi: 10.1016/j.physb.2004.01.083.

8. Hill J. L., Amm B. C., Schwartz J. An analysis of force-reduced toroidal magnets // IEEE Trans. on Magnetics. 1994. Vol. 30, no.4. P. 2094–2097. doi: 10.1109/20.305682.

9. Force balance and stability of toroidal helical coil with circular cross section / T. Habuchi, H. Tsutsui, S. Tsuji-lio, R. Shimada // Plasma and Fusion Research. 2011. Vol. 6, no. 1. P. 1–4. doi: 10.1585/pfr.6.2402150.

10. A tokamak with nearly uniform coil stress based on the virial theorem / H. Tsutsui, K. Nakayama, T. Ito, H. Ajikawa, S. Nomura, S. Tsujilio, R. Shimada // Nuclear Fusion. 2004. Vol. 44, no. 9. P. 954–965. doi: 10.1088/0029-5515/44/9/003.

11. Problems and possible ways of achieving the design strength of Quasi-Force-Free Windings / A. P. Nenashev, A. A. Parfentiev, G. A. Shneerson, I. A. Vecherov, S. Shimanskiy // IEEE Trans. on Plasma Sci. 2018. Vol. 46, no. 9. P. 3209–3213. doi: 10.1109/TPS.2018.2852007.

12. Deformation and mechanical stresses in a magnet with thin-walled quasi-force-free winding / G. A. Shneerson, A. V. Khlybov, A. A. Belov, A. P. Nenashev, A. A. Parfentiev, S. A. Shimanskiy // Materials Phys. and Mechan. 2022. Vol. 48, no. 3. P. 355–366. doi: 10.18149/MPM.4832022_6.

13. Лобачев М. И., Новокшенов А. Д. Решение квазистатической осесимметричной задачи для однослойного квазибессилового магнита // Вестн. Московского ун-та. Сер. 1: Математика. Механика. 2025. № 5. С. 31–37. doi: 10.55959/MSU0579-9368-1-66-5-5.

Информация об авторе

Волошин Кирилл Валерьевич – ст. преподаватель, Высшая школа Высоковольтной энергетики Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Политехническая ул. 29, лит. Б, Санкт-Петербург, 195251, Россия.

E-mail: kir_vol@mail.ru

<http://orcid.org/0000-0003-1334-7452>

References

1. Assembly, commissioning and operation of the NHMFL 100 tesla multi-pulse magnet system / J. R. Sims, D. G. Rickel, Ch. A. Swenson, J. B. Schillig, G. W. Ellis, C. N. Ammerman // IEEE Trans. on Appl. Superconductivity. 2008. Vol. 18, no. 2. P. 587–591. doi: 10.1109/TASC.2008.922541.

2. Development of Zylon-Kevlar-Zylon hybrid fiber Reinforcement technology for 100 T pulsed magnet at the WHMFC / Sh. Wang, Z. L. Wu, Sh. Jiang, G. D. Wang, R. D. Huang, T. Peng // IEEE Trans. on Appl. Superconductivity. 2020. Vol. 30, no. 4. P. 1–4. doi: 10.1109/TASC.2020.2977932.

3. Failure analysis of the 100 T pulsed magnet at the WHMFC / H. Xiao, Zh. Qiu, X. Chen, X. Sun, X. Li, S. Wang, J. Liao, S. Jiang, S. Chen, T. Peng, L. Li // IEEE Trans. on Industry Appl. 2022. Vol. 58, no. 5. P. 6145–6151. doi: 10.1109/TIA.2022.3187058.

4. A novel design of multi-coil pulsed magnet system for 100 T / T. Peng, S. B. Liu, Y. Pan, Y. L. Lv, H. F. Ding, X. T. Han, H. X. Xiao, S. Wang, S. Jiang, L. Li // IEEE Trans. on Appl. Superconductivity. 2022. Vol. 32, no. 6. P. 1–4. doi: 10.1109/TASC.2022.3148049.

5. Concept design of 100-T pulsed magnet at the Wuhan national high magnetic field center / T. Peng, F. Jiang, Q. Q. Sun, Y. Pan, F. Herlach, L. Li // IEEE Trans. on Appl. Superconductivity. 2016. Vol. 26, no. 4. P. 1–4. doi: 10.1109/TASC.2015.2513366.

6. Shneerson G. A. Dlinnye solenoidy s bessilovoj obmotkoj bez vneshnih razgruzhajushih provodnikov // Zhurn. tehn. fiziki. 1986. T. 6, № 1. S. 36–43. (In Russ.).

7. The concept of quasi-force-free magnets: theoretical sub-stantiation, estimation of parameters, and feasibility / G. A. Shneerson, O. S. Koltunov, H. J. Schneider-

Muntau, V. V. Titkov, A. A. Parfentjev // Phys. B: Condensed Matter. 2004. Vol. 346–347. P. 566–570. doi: 10.1016/j.physb.2004.01.083.

8. Hill J. L., Amm B. C., Schwartz J. An analysis of force-reduced toroidal magnets // IEEE Trans. on Magnetics. 1994. Vol. 30, no. 4. P. 2094–2097. doi: 10.1109/20.305682.

9. Force balance and stability of toroidal helical coil with circular cross section / T. Habuchi, H. Tsutsui, S. Tsuji-lio, R. Shimada // Plasma and Fusion Research. 2011. Vol. 6, no. 1. P. 1–4. doi: 10.1585/pfr.6.2402150.

10. A tokamak with nearly uniform coil stress based on the virial theorem / H. Tsutsui, K. Nakayama, T. Ito, H. Ajikawa, S. Nomura, S. Tsuji-lio, R. Shimada // Nuclear Fusion. 2004. Vol. 44, no. 9. P. 954–965. doi: 10.1088/0029-5515/44/9/003.

11. Problems and possible ways of achieving the design strength of Quasi-Force-Free Windings / A. P. Nenashev, A. A. Parfentiev, G. A. Shneerson, I. A. Vecherov, S. Shimanskiy // IEEE Trans. on Plasma Sci. 2018. Vol. 46, no. 9. P. 3209–3213. doi: 10.1109/TPS.2018.2852007.

12. Deformation and mechanical stresses in a magnet with thin-walled quasi-force-free winding / G. A. Shneerson, A. V. Khlybov, A. A. Belov, A. P. Nenashev, A. A. Parfentiev, S. A. Shimanskiy // Materials Phys. and Mechan. 2022. Vol. 48, no. 3. P. 355–366. doi: 10.18149/MPM.4832022_6.

13. Lobachev M. I., Novokshenov A. D. Reshenie kvazistaticheskoy osesimmetrichnoj zadachi dlja odnoslojnogo kvazibessilovogo magnita // Vestn. Moskovskogo un-ta. Ser. 1: Matematika. Mehanika. 2025. № 5. S. 31–37. doi: 10.55959/MSU0579-9368-1-66-5-5. (In Russ.).

Information about the author

Kirill V. Voloshin – Senior lecturer, Higher School of High Voltage Engineering, Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, Politechnicheskaya St., 29, lit. B, Saint Petersburg, 195251, Russia.

E-mail: kir_vol@mail.ru

<http://orcid.org/0000-0003-1334-7452>

Статья поступила в редакцию 20.11.2025; принята к публикации после рецензирования 29.01.2026; опубликована онлайн 30.03.2026.

Submitted 20.11.2025; accepted 29.01.2026; published online 30.03.2026.
