

**науково-практичний
журнал**

2010/6

ЕЕЕлектротехніка і електромеханіка



Електротехніка. Визначні події. Славетні імена

Електричні машини та апарати

Теоретична електротехніка

Техніка сильних електричних та магнітних полів

Електричні станції, мережі і системи

Інформація



ДЕРЖВИДАННЯ

Свідоцтво Державного комітету інформаційної політики,
телебачення та радіомовлення України КВ № 6115 від 30.04.2002 р.
Видання засновано у 2002 р. Національним технічним університетом
«Харківський політехнічний інститут»



РЕДАКЦІЙНА КОЛЕГІЯ:

Головний редактор

Клименко Б.В. д.т.н., професор, НТУ «ХПІ», Харків

Члени редколегії

- Баранов М.І. д.т.н., начальник відділу НДПКІ «Молнія» НТУ «ХПІ», Харків
Батигін Ю.В. д.т.н., професор кафедри автомобільної електроніки, ХНАДУ, Харків
Боєв В.М. д.т.н., професор кафедри теоретичних основ електротехніки НТУ «ХПІ», Харків
Болюх В.Ф. д.т.н., професор кафедри загальної електротехніки НТУ «ХПІ», Харків
Буткевич О.Ф. д.т.н., професор, головний науковий співробітник ІЕД НАНУ, Київ
Гончаров Ю.П. д.т.н., професор кафедри промислової та біомедичної електроніки НТУ «ХПІ», Харків
Гурін А.Г. д.т.н., професор, завідувач кафедри електроізоляційної і кабельної техніки НТУ «ХПІ», Харків
Данько В.Г. д.т.н., професор, завідувач кафедри загальної електротехніки НТУ «ХПІ», Харків (голова редакційної ради)
Загірняк М.В. д.т.н., професор, ректор КДПУ, Кременчук
Кириленко О.В. д.т.н., професор, академік НАНУ, директор ІЕД НАНУ, Київ
Кравченко В.І. д.т.н., професор, директор НДПКІ «Молнія» НТУ «ХПІ», Харків
Лупіков В.С. д.т.н., професор, завідувач кафедри електричних апаратів НТУ «ХПІ», Харків
Маслієв В.Г. д.т.н., професор кафедри електричного транспорту та тепловозобудування НТУ «ХПІ», Харків
Михайлов В.М. д.т.н., професор кафедри інженерної електрофізики НТУ «ХПІ», Харків
Міліх В.І. д.т.н., професор, завідувач кафедри електричних машин НТУ «ХПІ», Харків
Намітоков К.К. д.т.н., професор кафедри світлотехніки і джерел світла ХНАМГ, Харків
Омельяненко В.І. д.т.н., професор, завідувач кафедри електричного транспорту та тепловозобудування НТУ «ХПІ», Харків
Панасенко М.В. д.т.н., професор, начальник Харківської філії ДНДЦ Укрзалізниці, Харків
Подольцев О.Д. д.т.н., провідний науковий співробітник ІЕД НАНУ, Київ
Пуйло Г.В. д.т.н., професор кафедри електричних машин ОНТУ, Одеса
Рєзцов В.Ф. д.т.н., професор, член-кореспондент НАНУ, керівник відділення ІЕД НАНУ, Київ
Рудаков В.В. д.т.н., професор, завідувач кафедри інженерної електрофізики НТУ «ХПІ», Харків
Сосков А.Г. д.т.н., професор, завідувач кафедри електротехніки ХНАМГ, Харків
Ткачук В.І. д.т.н., професор, завідувач кафедри електричних машин і апаратів НУ «Львівська політехніка», Львів
Шинкаренко В.Ф. д.т.н., професор, завідувач кафедри електромеханіки НТУУ «КПІ», Київ
Юферов В.Б. д.т.н., начальник відділу ННЦ ХФТІ, Харків

Відповідальний секретар: Гречко Олександр Михайлович, тел. + 38 067 359 46 96, e-mail: a.m.grechko@mail.ru
Технічне редагування: Ємельянов Вадим Леонідович, тел. + 38 057 707 69 76, e-mail: evl@kpi.kharkov.ua

АДРЕСА РЕДАКЦІЇ

Кафедра «Електричні апарати», НТУ «ХПІ», вул. Фрунзе, 21, м. Харків, 61002, Україна.
тел.: +38 057 707 62 81. e-mail: eie@kpi.kharkov.ua

ISSN 2074-272X

© Національний технічний університет «ХПІ», 2010

Підписано до друку 15.12.2010 р.
Формат 60 x 90 1/8. Офсетний. Друк – лазерний. Друк. арк. 9,75.
Наклад 200 прим. Зам. № 0007/1210. Ціна договірна.

Дизайн та оформлення обкладинки ФОП Тимченко А.М. 61124, Україна, м. Харків-124, а/с 2249

Надруковано ТОВ «Друкарня "Мадрид"», м. Харків, вул. Ольмінського, 8



ЗМІСТ

Електротехніка. Визначні події. Славетні імена

Гречко А.М.	Плавкие предохранители. Назад в будущее	3
-------------	---	---

Електричні машини та апарати

Болюх В.Ф., Корытченко К.В., Кочерга А.Г.	Индукционно-динамическое ускорение массивных объектов, обладающих начальной скоростью	8
Бондар Р.П., Голенков Г.М., Подольцев О.Д.	Моделювання робочих характеристик віброзанурювача з лінійним електроприводом в пакеті MATLAB/SIMULINK	13
Варванський А.Ю.	Аналіз магнітного поля стартер-генератора постійного струму з неявнополюсним статором для тепловозів	18
Гальченко В.Я., Якимов А.Н., Остапущенко Д.Л.	Использование метода граничных интегральных уравнений в оптимальном 3-d проектировании осесимметричных электромагнитов с выбором формы полюсных наконечников	20
Заблудский Н.Н., Шинкаренко В.Ф., Плюгин В.Е., Мухаммад Т.	Проблемы процедурного подхода в проектировании электрических машин	25
Любарский Б.Г., Северин В.П., Рябов Е.С., Емельянов В.Л.	Синтез тягового реактивного индукторного двигателя с аксиальным магнитным потоком для скоростного подвижного состава	28
Подольцев А.Д., Бондарь Р.П.	Моделирование работы трехфазного линейного синхронного двигателя колебательного движения в пакете MATLAB/SIMULINK	31
Радимов И.Н., Рымша В.В., Гулый М.В., Кравченко П.А.	Исследования вентильного двигателя с внутренними постоянными магнитами при двух способах соединения фаз обмотки статора	35
Рымша В.В., Радимов И.Н., Процына З.П., Кравченко П.А.	Сопоставительный анализ энергетических свойств вентильно-реактивных двигателей с различным числом фаз	39

Теоретична електротехніка

Баранов М.И.	Приближенная модель радиального распределения свободных электронов в мантии земли и инверсия геомагнитного поля	42
Баранов М.И.	Приближенный расчет магнитного момента Земли	46

Бранспиз Ю.А., Вельченко А.А.	Подавление явления Гиббса при расчете магнитного поля с граничным условием, задаваемым разрывной функцией	49
Придубков П.Я., Хоменко І.В.	Взаємодія рухомих і нерухомих зарядів в стаціонарному полі провідного середовища	53

Техніка сильних електричних та магнітних полів

Байда Е.И.	Динамика деформации объекта при магнитно-импульсной обработке материала	56
Батыгин Ю.В., Гнатов А.В., Драченко С.А., Гаврилова Т.В.	Расчет электродинамических усилий в индукционной индукторной системе с неферромагнитным массивным экраном и ферромагнитной листовой заготовкой	60

Електричні станції, мережі і системи

Пентегов И.В., Рымар С.В., Безручко В.М.	Оптимизация фильтров токов нулевой последовательности автотрансформаторного типа и их сравнительный анализ	64
--	--	----

Інформація

Кузьмин В.В., Шпатенко В.С.	О перспективах применения постоянного тока в энергетике, промышленности и транспорте	72
	Розподільні пристрої з елегазовою ізоляцією SafeRing & SafePlus: безпечність, надійність, компактність	74

ШАНОВНІ ЧИТАЧІ!

Науково-практичний журнал «Електротехніка і Електромеханіка» – передплатне видання. Звертаємо вашу увагу, що починаючи з 2006 року журнал виходить шість разів на рік. Вартість передплати на рік – 136,44 грн., на два місяці – 22,74 грн., на чотири місяці – 45,48 грн., на шість місяців – 68,22 грн., на вісім місяців – 90,96 грн., на десять місяців – 113,7 грн. Передплатний індекс: 01216.

ШАНОВНІ АВТОРИ ЖУРНАЛУ!

Постановою президії ВАК України від 15 січня 2003 р. № 1-08/5 науково-практичний журнал «Електротехніка і Електромеханіка» внесено до Переліку наукових фахових видань України, в яких можуть публікуватися результати дисертаційних робіт на здобуття наукових ступенів доктора і кандидата наук та перереєстровано постановою президії ВАК України від 10 лютого 2010 р. № 1-05/1. Журнал зареєстровано як фаховий з № 1 2002 року.

Починаючи з 2005 року згідно з договором між редакцією журналу «Електротехніка і Електромеханіка» та Всеросійським інститутом наукової та технічної інформації Російської академії наук (ВИНИТИ РАН), інформація про статті з журналу за відбором експертів ВИНИТИ розміщується у Реферативному журналі (РЖ) та Базах даних (БД) ВИНИТИ. Згідно з цим договором ВИНИТИ надає редакції журналу звіт про відображення статей з журналу у РЖ та БД ВИНИТИ. Звіт ВИНИТИ за 2008 рік розміщено на сайті НТУ «ХПІ» (<http://www.kpi.kharkiv.edu/eie/>).

Починаючи з №1 за 2006 р. згідно з Наказом МОН України №688 від 01.12.2005 р. журнал надсилається до УкрІНТЕІ.

Електронна копія журналу «Електротехніка і Електромеханіка», який зареєстровано у Міжнародній системі реєстрації серійних (періодичних) видань під стандартизованим кодом ISSN 2074-272X, надсилається до Національної бібліотеки України ім. В.І. Вернадського.

Звертаємо увагу авторів на необхідність оформлення рукописів відповідно до Вимог, які наведені на офіційному сайті НТУ «ХПІ» (<http://www.kpi.kharkiv.edu/eie/>). Статті, оформлені згідно з Вимогами, будуть публікуватися у першу чергу.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА ГРАНИЧНЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ В ОПТИМАЛЬНОМ 3-D ПРОЕКТИРОВАНИИ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТОВ С ВЫБОРОМ ФОРМЫ ПОЛЮСНЫХ НАКОНЕЧНИКОВ

Розроблено метод оптимального проектування осесимметричних електромагнітів із заданим розподілом поля у робочому об'ємі з використанням методу граничних інтегральних рівнянь, що дозволяє прискорити розрахунок магнітного поля при проведенні синтезу. Задача синтезу розв'язується з допомогою оптимізації роєм часток з еволюційним формуванням складу рою.

Разработан метод оптимального проектирования осесимметричных электромагнитов с заданным распределением поля в рабочем объеме с использованием метода граничных интегральных уравнений, позволяющий ускорить расчет магнитного поля при проведении синтеза. Задача синтеза решается с применением оптимизации роём частиц с эволюционным формированием состава роя.

ВВЕДЕНИЕ

Электромагниты часто используются во многих отраслях науки и техники, где применяются в качестве источников сильного магнитного поля. Для многих технических приложений важным является реализация заданной конфигурации поля в рабочем объеме используемых электромагнитов. Наиболее эффективным способом решения данной задачи является оптимальный синтез магнитной системы источника поля. Выбором формы полюсных наконечников в этом случае удастся обеспечить требуемые технические характеристики устройства. Однако в магнитных системах, содержащих ферромагнитные элементы, конфигурация магнитного поля зависит от распределения намагниченности в них, что существенно усложняет организацию вычислительных процессов, поскольку на различных этапах решения задачи синтеза возникает необходимость многократного решения задачи анализа.

Для упрощения решения задачи анализа в первом приближении вектор намагниченности полюсных наконечников $\mathbf{M}$ в ряде случаев считают постоянным [1, 2], что значительно ускоряет процесс проведения синтеза магнитных систем. Однако, принятое допущение приводит к искажению результатов расчета поля в рабочем объеме электромагнитов, и, как следствие, к неточностям в решении задачи синтеза. Поэтому расчет поля должен позволять учесть сложную зависимость между распределением намагниченности в ферромагнитных элементах магнитных систем от их формы и магнитных свойств материала, пространственной конфигурации магнитных полей катушек с током, выступающих в роли первичных источников поля. Поэтому важным является рациональный выбор метода решения задачи расчета поля, руководствуясь критерием эффективности как самого метода, так и возможностью его интеграции в рамках алгоритма решения задачи синтеза.

Для расчета пространственных полей ферромагнитных элементов магнитных систем, имеющих произвольную геометрию, наиболее часто применяются метод интегральных уравнений [3, 4] и метод конечных элементов (FEM). В настоящее время FEM зарекомендовал себя как один из самых эффективных методов расчета поля, однако он не лишен ряда недостатков, которые ограничивают возможность его применения в задачах синтеза. Одним из главных недостатков FEM является то, что при его использовании требуется проводить дискретизацию не только ферромагнитного тела, но и окружающего его пространства. Это приводит к необходимости искусственного ограничения расчетных областей и введения дополнительных граничных условий на их поверхностях,

влияние которых на точность расчета поля с трудом поддается строгому анализу.

В свою очередь, в методе интегральных уравнений на дискретные элементы разбиваются только ферромагнитные объекты, что приводит к снижению числа неизвестных при его использовании. В линейном случае использование метода интегральных уравнений позволяет свести задачу к нахождению плотностей вторичных источников, расположенных на поверхностях ферромагнитных объектов, в результате чего, в свою очередь, удастся понизить размерность решаемой задачи.

Трудоёмким этапом расчета поля является также построение дискретной геометрической модели ферромагнитных тел, осуществление которого для различных вариантов формы ферромагнитных элементов проектируемой магнитной системы может занять значительное время в общем цикле процесса синтеза. Поэтому в работах [5, 6], в которых для расчета поля используется FEM, при решении задачи синтеза повторное разбиение тела не проводится, а деформируется начальная сеть конечных элементов, что приводит к появлению вблизи поверхности полюсов сильно вытянутых элементов разбиения и отрицательно сказывается на точности численных расчетов.

Поскольку целевые функции, возникающие в задачах оптимального синтеза магнитных систем, зачастую многоэкстремальны, имеют овраги и области типа плато, поиск их оптимума требует применения специальных методов, ориентированных на поиск глобального экстремума. В исследовании [7] при решении задачи анализа применяется метод интегральных уравнений, однако, так же как и в работах [5, 6], для решения задачи синтеза используются классические методы локального спуска, не позволяющие, в общем случае, найти наилучшее возможное решение многоэкстремальной задачи оптимизации.

Целью данной статьи является разработка эффективного метода оптимального проектирования аксиально-симметричных электромагнитов с заданным распределением поля в рабочем объеме на основе метода граничных интегральных уравнений и гибридного алгоритма глобальной оптимизации роём частиц PSO с эволюционным формированием состава роя.

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ АНАЛИЗА КОНФИГУРАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Для решения задачи расчета поля, создаваемого электромагнитом, в линейном случае воспользуемся методом граничных интегральных уравнений [3]. Для этого на поверхности тела, находящегося во внешнем магнитном поле H_0 , размещается простой слой магнит-

ных зарядов, распределение поверхностной плотности которых описывается интегральным уравнением

$$\sigma(Q) = \frac{\lambda}{2\pi} \iint_S \sigma(P) \frac{n_Q r_{PQ}}{r_{PQ}^3} dS_P + 2\mu_0 \lambda n_Q H_0(Q), \quad (1)$$

где σ – поверхностная плотность магнитных зарядов; r_{PQ} – вектор, проведенный из точки истока P в точку наблюдения Q , которые располагаются на поверхности тела S ; n_Q – внешняя нормаль к поверхности в точке Q ; λ – коэффициент, зависящий от магнитной проницаемости μ или магнитной восприимчивости χ ферромагнитного тела и определяемый из соотношения

$$\lambda = \frac{\mu - 1}{\mu + 1} = \frac{\chi}{2 + \chi}. \quad (2)$$

После нахождения значений поверхностных плотностей магнитных зарядов, напряженность магнитного поля в произвольной точке пространства Q может быть вычислена по формуле

$$H(Q) = \frac{1}{4\pi\mu_0} \iint_S \sigma(P) \frac{r_{PQ}}{r_{PQ}^3} dS_P + H_0(Q). \quad (3)$$

В случае, когда тело обладает аксиальной симметрией, исходное интегральное уравнение (1) в цилиндрической системе координат принимает вид

$$\sigma(Q) = \lambda \int_l K(Q, P) \sigma(P) dl_P + 2\lambda n_Q H_0(Q), \quad (4)$$

где l – контур, вращением которого вокруг оси z образовано тело, а ядро уравнения описывается выражением

$$K(Q, P) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{n_Q \cdot r_{PQ} \rho_P}{r_{PQ}^3} d\varphi_P. \quad (5)$$

С использованием эллиптических интегралов первого $E(k)$ и второго $K(k)$ рода, ядро можно представить формулами

$$\begin{aligned} K(Q, P) &= \frac{2}{\pi} [h_\rho(u) n_\rho(Q) + h_z(u) n_z(Q)]; \\ h_\rho(u) &= (A(u) - B(u)) \Psi(u); \\ h_z(u) &= C(u) \Psi(u); \\ A(u) &= (\rho_Q + \rho_P(u)) \rho_P(u) \frac{E(k(u))}{1 - k^2(u)}; \\ B(u) &= \frac{2\rho_P^2(u)}{k^2(u)} \left[\frac{E(k(u))}{1 - k^2(u)} - K(k(u)) \right]; \\ C(u) &= (z_Q - z_P(u)) \rho_P(u) \frac{E(k(u))}{1 - k^2(u)}; \\ \Psi(u) &= \frac{1}{[(\rho_Q + \rho_P(u))^2 + (z_Q - z_P(u))^2]^{3/2}}; \\ k(u) &= \sqrt{\frac{4\rho_Q \rho_P(u)}{(\rho_Q + \rho_P(u))^2 + (z_Q - z_P(u))^2}}. \end{aligned} \quad (6)$$

В данных выражениях предполагается, что контур тела вращения l параметризован с помощью параметра $u \in [0; 1]$ в виде

$$\begin{cases} \rho_P = \rho_P(u); \\ z_P = z_P(u). \end{cases} \quad (7)$$

Для численного решения уравнения (4) разобьем поверхность аксиально-симметричного ферромагнитного тела на N тонких колец (см. рис. 1), что эквива-

лентно разбиению контура l на отрезки l_i , считая поверхностную плотность магнитных зарядов σ_i постоянной в пределах каждого элемента разбиения ($i = \overline{1, N}$). Тогда интегральное уравнение может быть заменено дискретным аналогом в виде системы линейных алгебраических уравнений

$$\sigma_i = \lambda \sum_{j=1}^N \left(\int_{l_j} K(Q_i, P) dl_P \right) \sigma_j + 2\lambda n_{Q_i} H_0(Q_i), \quad (8)$$

которая в матричной форме может быть представлена в виде

$$\left(\frac{1}{\lambda} E - A \right) \cdot \sigma = b. \quad (9)$$

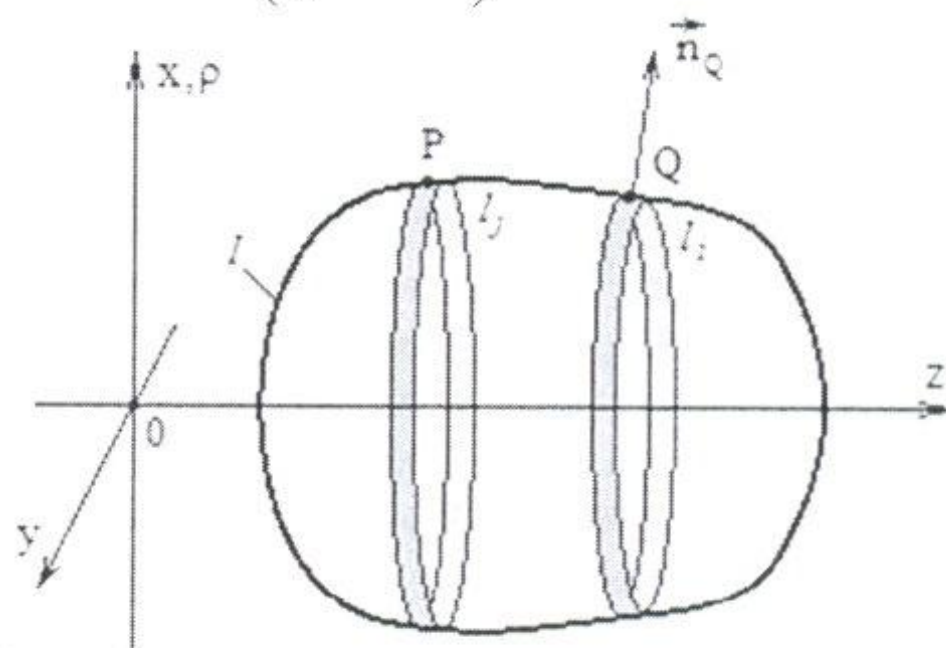


Рис. 1. Разбиение поверхности тела на кольца

В выражении (9) элементы матрицы влияния A j -го на элемента разбиения на i -й и свободного члена b вычисляются соответственно по формулам

$$\begin{aligned} a_{ij} &= \int_{l_j} K(Q_i, P) dl_P \\ b_i &= 2n_{Q_i} H_0(Q_i). \end{aligned} \quad (10)$$

Таким образом, чтобы найти распределение магнитных зарядов на поверхностях колец, нужно определить значения N^2 коэффициентов матрицы влияния A и решить систему уравнений с N неизвестными σ .

На каждой итерации решения задачи синтеза при расчете поля для различных вариантов магнитных систем, если не принять специальных мер, будет происходить многократный расчет коэффициентов влияния для элементов разбиения, причем некоторые из них могут не измениться или присутствовать в одном из следующих вычислительных циклов. Чтобы избежать повторного вычисления для уже встречавшихся ранее коэффициентов матрицы A , предлагается хранить заранее рассчитанные все их возможные значения в оперативной памяти компьютера и организовать быстрый доступ к ним по мере необходимости. При этом возможная область пространства, занимаемая магнитной системой, предварительно регулярно разбивается на кольцеобразные элементы, что эквивалентно введению прямоугольной сети в плоскости $\rho\theta z$ (см. рис. 2).

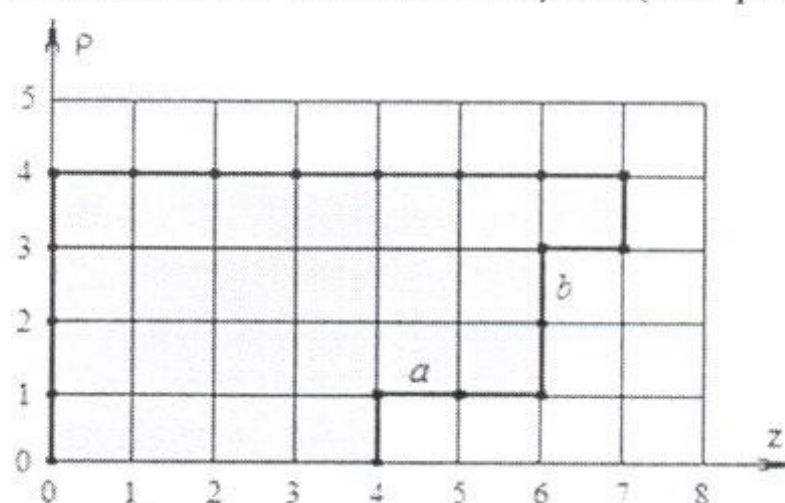


Рис. 2. Аппроксимация контура тела вращения

Пусть контур l , описывающий тело вращения, аппроксимируется отрезками с вертикальной и гори-

горизонтальной ориентацией и допускает представление в виде последовательности целочисленных узлов сети.

В этом случае положение каждого элементарного отрезка контура однозначно определяется тройкой чисел

$$(i, j, s); \quad i = \overline{0, N_p - 1}; \quad j = \overline{0, N_z - 1}; \quad s = \overline{0, 1}, \quad (11)$$

где числа i, j задают позицию нижнего левого конца элемента разбиения относительно соответствующих осей ρ и z , переменная s – ориентацию отрезка (0 – вертикальная, 1 – горизонтальная), N_p и N_z – количество узлов сети вдоль радиальной и аксиальной осей. Так, например, представленные на рис. 2 и 3 элементы a и b характеризуются триплетами (1, 4, 1) и (2, 6, 0) соответственно.

При расчете матрицы влияния можно воспользоваться трансляционной симметрией вдоль направления оси Oz . В этом случае коэффициенты взаимного влияния двух элементов разбиения не зависят от абсолютных значений их координат вдоль оси z , а лишь, с точностью до знака, определяются расстоянием между ними. Так, согласно рис. 3, значение коэффициента влияния элемента b на элемент a совпадает со значением коэффициента влияния для элементов (1, 0, 1) и (2, 2, 0). Учитывая этот факт, достаточно рассчитать коэффициенты влияния лишь на отрезки вида $(i, 0, s)$.

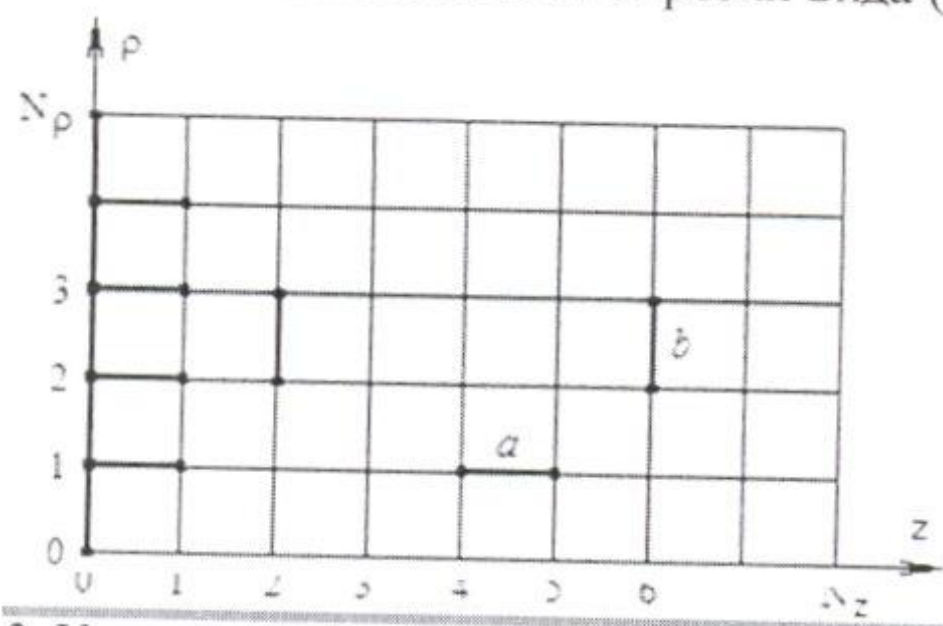


Рис. 3. Учет трансляционной симметрии вдоль оси Oz

Значение коэффициентов взаимного влияния между парой элементов разбиения зависит не только от их расположения, но и от их взаимной ориентации. Возможны четыре типа взаимной ориентации отрезков l_i и l_j (см. рис. 4), причем номер типа взаимной ориентации определяется по формуле

$$t = 2s_i + s_j, \quad (12)$$

где s_i и s_j – ориентация отрезков l_i и l_j .

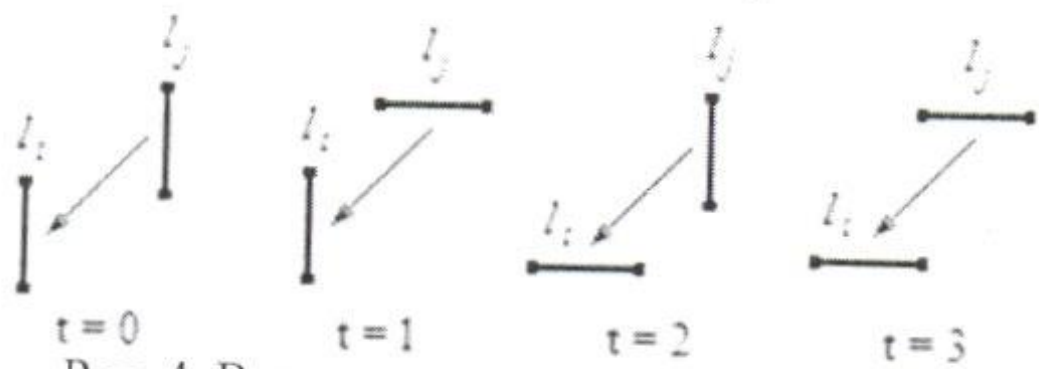


Рис. 4. Взаимное расположение элементов

Для хранения значений всех возможных коэффициентов влияния элементов, определяемых вводимой дискретной сетью узлов, без учета трансляционной симметрии требуется разместить в оперативной памяти компьютера $4N_p^2 N_z^2$ вещественных чисел. Например, если аксиально-симметричное ферромагнитное тело имеет линейные размеры порядка 200 мм, то при шаге сети 1 мм для хранения коэффициентов влияния потребуется около 48 гигабайт свободной оперативной памяти. Тогда как учет трансляционной симметрии сокращает количество необходимых ячеек памяти до $4N_p^2 N_z^2$ и в приведенном случае затрачивается всего 245 мегабайт оперативной памяти.

Наибольшую сложность при расчете значений коэффициентов влияния представляет случай $i = j$, так как при этом ядро $K(Q, P)$ уравнения (8) имеет особенность. В случае, когда ориентация элемента разбиения вертикальная ($s = 0$) коэффициент влияния элемента самого на себя равен нулю, так как при этом $n_Q \cdot r_{PQ} = 0$ (см. рис. 5).

Для численного выделения особенности в случае $s = 1$ предлагается рассчитывать нормальную составляющую магнитного поля, создаваемого элементом разбиения в нескольких точках с внешней Q_m и внутренней Q'_m стороны вблизи граничной поверхности на расстоянии h_m . Пользуясь сведениями из теории потенциала о свойствах нормальной производной потенциала простого слоя, для коэффициента a_{ii} можно записать приближенное выражение вида

$$a_{ii}(h_m) = \mu_0 n_Q (H(Q_m) + H(Q'_m)), \quad (13)$$

которое превращается в точное равенство при $h_m \rightarrow 0$. Для численного определения значения предела $\lim_{h_m \rightarrow 0} a_{ii}(h_m)$ проводится экстраполяция последовательности $a_{ii}(h_m)$ для случая $h_m \rightarrow 0$ с использованием интерполяционного полинома Лагранжа.

После расчета всех коэффициентов матрицы влияния A и заполнения столбца свободных членов b , система линейных уравнений (9) решается с использованием метода GMRES, основанного на проектировании на подпространства Крылова [8, 9]. При этом в расчете участвуют элементы разбиения, входящие в состав контура l , который образует тело вращения на текущем этапе синтеза.

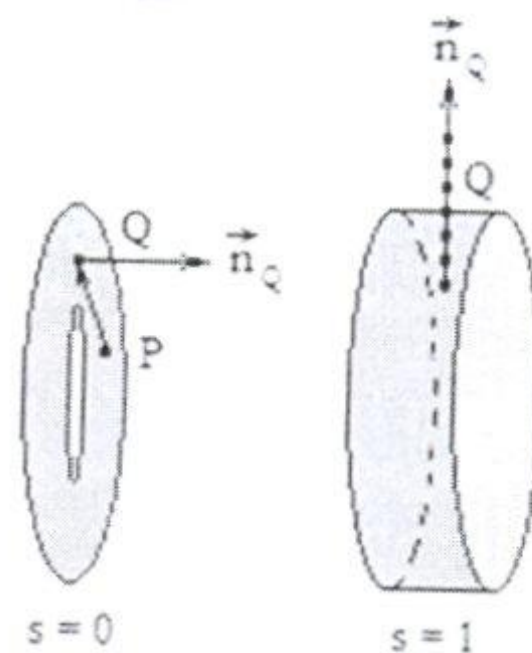


Рис. 5. Расчет коэффициента влияния для случая $i = j$

Комплекс предложенных мероприятий по адаптации метода граничных интегральных уравнений позволяет значительно сократить время, затрачиваемое на решение задачи анализа с его использованием, как составной части процесса синтеза, а также обеспечивает оптимальный выбор геометрии полюса электромагнита без деформации сети.

ВЕРИФИКАЦИЯ РАСЧЕТА ПОЛЯ

Так как точное аналитическое описание для определения намагниченности ферромагнитных тел известно лишь для ряда простейших тел конечных размеров, ограниченных криволинейными поверхностями, то для проверки адекватности численного метода расчета поля ферромагнитного тела вращения, образованного изломанным контуром, выбран пример расчета для бесконечной в двух направлениях ферромагнитной пластины с магнитной проницаемостью μ , находящейся в однородном магнитном поле H_0 , которое перпендикулярно к плоскости пластины. Поскольку разработанное программное обеспечение ориентировано на расчет поля тел вращения конечных размеров, бесконечная пластина заменяется тонким диском радиусом $r = 500$ мм и толщиной $d = 5$

мм. Поскольку радиус диска многократно превышает его толщину, представляется возможным сопоставить результаты численного расчета поля в центре для тела данной формы с аналитическим решением для бесконечной пластины. Напряженность внешнего магнитного поля принималась равной $H_0 = 100$ А/м. Из граничных условий для напряженности магнитного поля на поверхности пластины следует, что поле в ее объеме однородно и описывается зависимостью

$$H_{\text{пласт}} = \frac{H_0}{\mu}. \quad (14)$$

В табл. 1 приведены результаты расчета поля в объеме ферромагнитной пластины с использованием соотношения (14) и результаты численного расчета поля в центре диска при различных значениях магнитной проницаемости вещества μ . При этом шаг разбиения диска выбирался равным 1 мм.

Таблица 1

Результаты расчета магнитного поля

μ	$H_{\text{пласт}}, \text{А/м}$	$H_{\text{диска}}, \text{А/м}$	Погрешность, %
10	10	10,045	0,45
100	1	1,0049	0,49
200	0,5	0,5025	0,50
500	0,2	0,2010	0,50
1000	0,1	0,1005	0,50

Уменьшение шага разбиения до значения 0,1 мм практически не влияет на точность совпадения с результатами, вычисленными по формуле (14). Это можно объяснить конечными размерами диска.

Результаты сопоставления показали, что точность численного расчета достаточно высока и используемый подход может быть применен при решении задачи синтеза.

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ОПТИМАЛЬНОГО СИНТЕЗА ЭЛЕКТРОМАГНИТА

Продemonстрируем пример применения метода граничных интегральных уравнений при решении задачи синтеза электромагнита с однородным полем. Пусть в состав магнитной системы входит пара стержневых электромагнитов с полюсными наконечниками, на каждом из которых размещены катушки. При этом полюсные наконечники представлены одинаковыми наборами цилиндрических полюсных элементов (рис. 6 и 7). Численные значения фиксированных параметров магнитной системы приведены в табл. 2.

В качестве варьируемых параметров используются высоты и радиусы полюсных элементов

$$X = \{h_1, \rho_1, h_2, \rho_2, \dots, h_n\}, \quad (15)$$

где n – количество полюсных элементов.

Таблица 2

Основные параметры магнитной системы

Концентратор		Катушка	
R , мм	46	L_k , мм	60
L , мм	110	Δ , мм	30
$h_{\min}$, мм	14	R_1 , мм	47
$h_{\max}$, мм	40	R_2 , мм	57
χ	100	j , А/м ²	$2 \cdot 10^4$

Требуется определить такие значения параметров полюсных наконечников, которые обеспечивают наибольшую однородность магнитного поля в рабочем объеме межполюсного пространства.

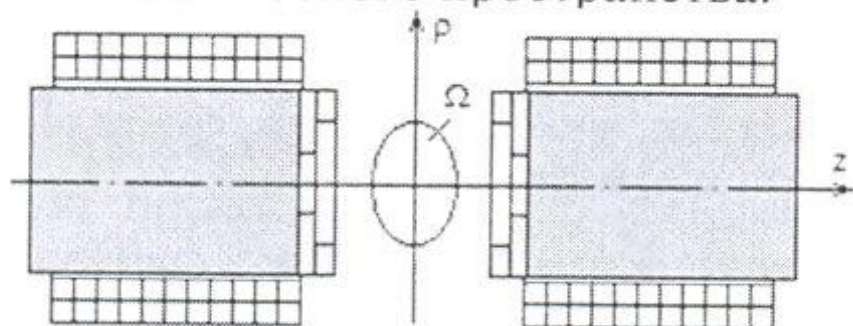


Рис. 6. Внешний вид магнитной системы

В качестве рабочего объема Ω выберем эллипсоид вращения с аксиальной и радиальной осями, имеющими численное значение 12 мм и 15 мм соответственно. Регулярно разместим внутри рабочего объема контрольные точки с шагом 1 мм. Однородность магнитного поля в рабочем объеме будем оценивать в единицах (ppm) как миллионную долю максимального относительного отклонения напряженности поля в контрольных точках по сравнению со значением поля в центре системы.

В качестве целевой функции в данной задаче удобно использовать выражение вида

$$f(X) = \frac{\sum_{k=1}^K (H_r^{(k)})^2 + \sum_{k=1}^K (H_z^{(k)} - H_z^{(0)})^2}{(H_z^{(0)})^2}, \quad (16)$$

где $H_r^{(k)}$ и $H_z^{(k)}$ – соответственно радиальная и аксиальная составляющая магнитного поля в k -й контрольной точке, $H_z^{(0)}$ – напряженность поля в центре рабочего объема, а K – число контрольных точек.

Минимизация данной целевой функции позволяет уменьшить радиальную составляющую поля и отклонение его аксиальной составляющей от значения напряженности поля в центре рабочего объема

$$f(X) \rightarrow \min. \quad (17)$$

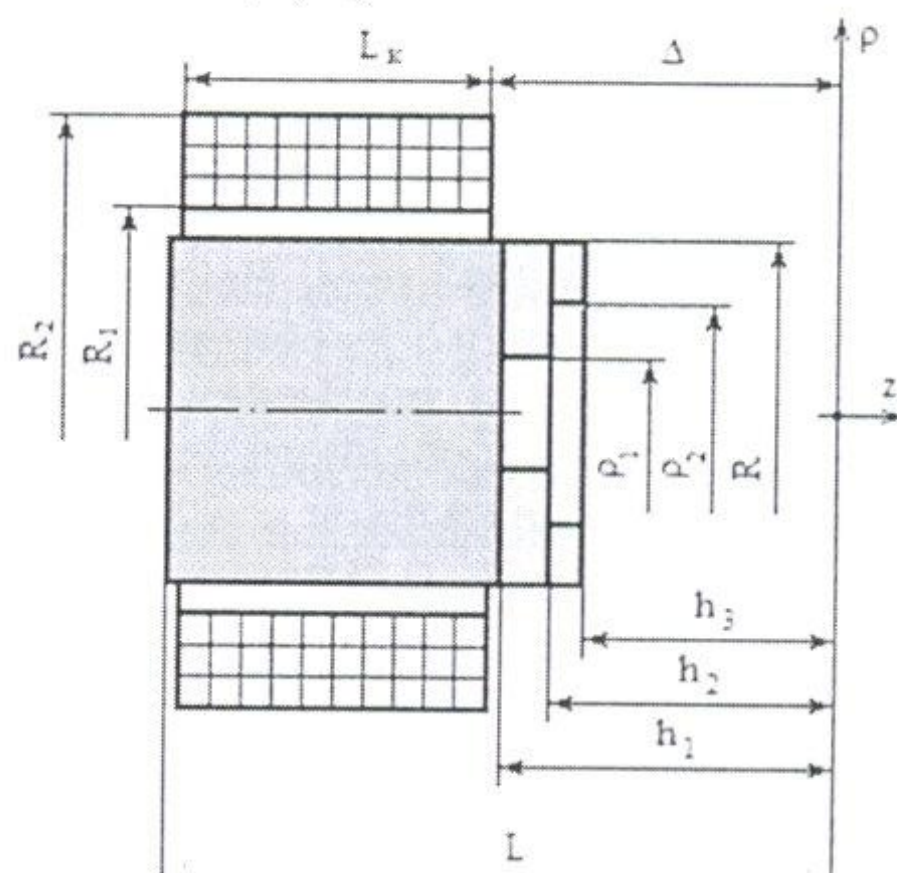


Рис. 7. Параметры электромагнита

Ограничения в рассматриваемой задаче оптимизации обуславливаются максимально допустимой удаленностью полюсных элементов от рабочего объема и минимальным расстоянием, обеспечивающим непересечение полюсных элементов друг с другом и с областью рабочего объема, и в данном случае определяются неравенствами вида

$$h_{\min} < h_i \leq h_{\max}, \quad (18)$$

$$0 < \rho_1 < \rho_2 < \dots < \rho_{n-1} \leq R.$$

Для решения поставленной задачи воспользуемся методом оптимизации роем частиц (PSO), хорошо зарекомендовавшим себя в работе [2], который с большой вероятностью позволяет найти глобальное решение задачи. Для повышения скорости сходимости оптимизационного процесса и возможности выхода роя из локальных оптимумов, применим модификацию данного алгоритма с использованием операторов кроссовера и мутации, заимствованных из генетического алгоритма [10]. При этом генетические операторы кроссовера для роя частиц имеют вид

$$\begin{cases} X' = \alpha \cdot X^{(p_1)} + (1 - \alpha) \cdot X^{(p_2)} \\ V' = \beta \cdot V^{(p_1)} + (1 - \beta) \cdot V^{(p_2)} \end{cases}, \quad (19)$$

где X' и V' – координаты и скорости частицы-наследника; $X^{(p1)}, X^{(p2)}, V^{(p1)}, V^{(p2)}$ – координаты и скорости родительских частиц; α, β – случайные числа, равномерно распределённые на интервале $[0; 1]$.

Оператор мутации построен на основе асимметричного нормального распределения и гарантирует, что мутировавшая частица с большой вероятностью останется в пределах пространства поиска, при этом

$$\Delta x = \begin{cases} N(0,1) \cdot (x_{\max} - x) \cdot k/3, & N(0,1) \geq 0, \\ N(0,1) \cdot (x - x_{\min}) \cdot k/3, & N(0,1) < 0, \end{cases} \quad (20)$$

$$x' = x + \Delta x,$$

где $x_{\min}$ и $x_{\max}$ – предельные значения координаты x ; $N(0, 1)$ – случайное число, распределённое по стандартному нормальному закону распределения; k – масштабирующий коэффициент, позволяющий регулировать разброс решений в пространстве поиска.

В табл. 3 представлены результаты проведения оптимального синтеза в линейном случае для описанной ранее магнитной системы при разбиении контура магнитной системы с шагом 0,25 мм. Магнитное поле от катушек рассчитывалось по формулам, приведенным в работе [11]. В результате оптимального синтеза в рабочем объеме удалось обеспечить однородность радиальной и аксиальной компонент напряженности магнитного поля соответственно равные 80 и 98 ppm, что составляет менее 0,01 %. Для сравнения при наиболее благоприятном расположении плоских полюсных наконечников относительно рабочей области однородность магнитного поля для аналогичных компонент составляла 1941 и 2742 ppm. На рис. 8 представлена 3D-CAD модель одного из синтезированных полюсов. Уменьшение шага разбиения позволяет добиться еще большей однородности генерируемого в рабочем объеме магнитного поля.

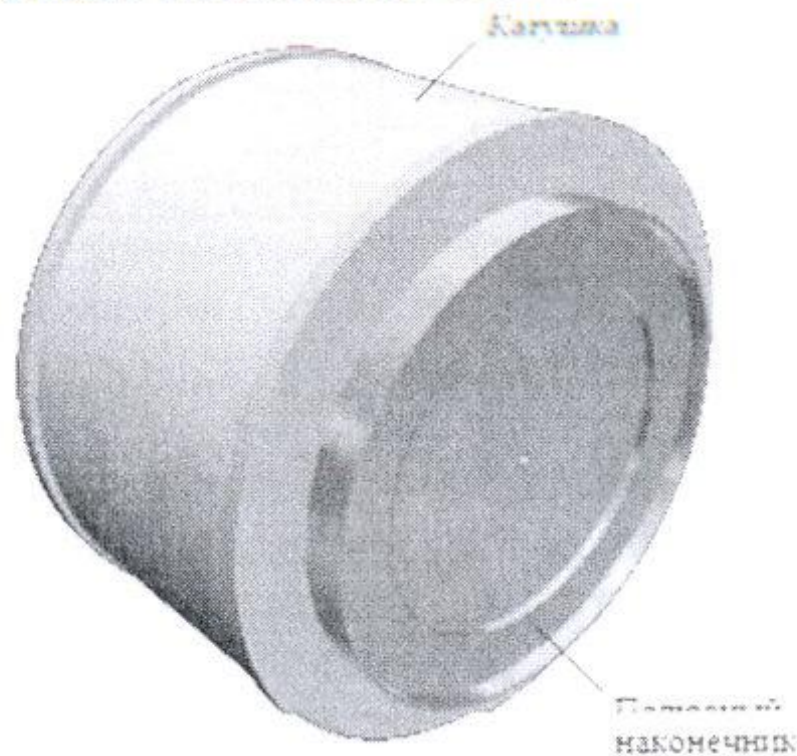


Рис. 8. 3D-CAD модель синтезированного полюса

Таблица 3

Оптимальные параметры полюсных элементов

Номер кольца	Внешний радиус, мм	Величина выступа, мм
1	1,25	27,00
2	33,75	25,75
3	45,00	23,75
4	46,00	20,00
Δ_r , ppm		80
Δ_z , ppm		98

ВЫВОДЫ

Разработан эффективный метод оптимального синтеза формы полюсных наконечников аксиально-симметричных электромагнитов с заданным распределением поля в рабочем объеме с применением метода граничных интегральных уравнений и гибридного алгоритма глобальной оптимизации роением частиц с эволюционным формированием роя, свободный от отмеченных ранее недостатков.

С помощью разработанного метода удалось обеспечить однородность компонент магнитного поля электромагнита на уровне 80 ppm и 98 ppm для радиальной и аксиальной составляющих соответственно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сизиков В.С. О повышении однородности поля постоянного магнита МР-томографа / В.С. Сизиков, Д.Ю. Соколов // Изв. вузов. Приборостроение. – Т. 49. – № 12. – 2006. – С. 32-38.
2. Гальченко В.Я. Параметрический синтез формы аксиально-симметричных полюсов электромагнита для создания однородного магнитного поля / В.Я. Гальченко, А.Н. Якимов, Д.Л. Остапушенко // Электротехника и электромеханика. – 2010. – № 2. – С. 33-36.
3. Тозони О.В. Расчет трехмерных электромагнитных полей / О.В. Тозони, И.Д. Маергойз. – К.: Техника, 1974. – 352 с.
4. Гальченко В.Я. Численный анализ пространственной конфигурации магнитных полей объектов сложной геометрической формы с учетом нелинейных характеристик веществ / В.Я. Гальченко, Д.Л. Остапушенко // Информационные технологии. – 2008. – № 8. – С. 43-49.
5. Ryu J.S., Yao Y., Koh C.S., Kim D.S. Optimal shape design of 3-D nonlinear electromagnetic devices using parameterized design sensitivity analysis // IEEE Trans. Magn. – vol. 41. – №5. – 2005. – PP. 1792-1795.
6. Ryu J.S., Yao Y., Koh C.S., Shin Y.J. 3-D optimal shape design of pole piece in permanent magnet MPI using parameterized nonlinear design sensitivity analysis // IEEE Trans. Magn. – vol. 42. – № 4. – 2006. – PP. 1351-1354.
7. Курбатов П.А. Проектирование систем с постоянными магнитами открытого типа для магниторезонансных томографов / П.А. Курбатов, Е.А. Кузнецова, Ю.В. Кулаев // Электричество. – 2007. – № 7. – С. 47-52.
8. Saad Y. Iterative methods for sparse linear systems. – PWS Publishing Company, 1996. – 448 p.
9. Баландин М.Ю. Методы решения СЛАУ большой размерности / М.Ю. Баландин, Э.П. Шурина. – Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2000. – 70 с.
10. Гальченко В.Я. Оптимальный синтез высокооднородного магнитного поля в рабочем объеме электромагнита / В.Я. Гальченко, А.Н. Якимов, Д.Л. Остапушенко // Материалы международной конференции "Моделирование-2010" ("Simulation-2010"). – Киев. – 2010. – Т. 3 – С. 324-330.
11. Алиевский Б.Л. Расчет параметров магнитных полей осесимметричных катушек / Б.Л. Алиевский, В.Л. Орлов. – М.: Энергоатомиздат, 1983. – 112 с.

Поступила 24.11.2010

Гальченко Владимир Яковлевич, д.т.н., проф.

Якимов Александр Николаевич

Остапушенко Дмитрий Леонидович, к.т.н.

Луганский государственный медицинский университет
кафедра медицинской и биологической физики, медицинской информатики, биостатистики

91045, Луганск, кв. 50-летия Оборона Луганска, 1

тел. (0642) 63-02-53, e-mail: halchvl@gmail.com,

alex_forever_82@mail.ru, OstapushenkoDmitriy@gala.net

V.Ya. Halchenko, A.N. Yakimov, D.L. Ostapushenko

Application of boundary integral equation method for optimal 3-d design of axisymmetric electromagnets with choice of pole pieces form.

An optimal design method for axisymmetric electromagnets with defined field distribution based on a boundary integral equations method is considered, which allows speeding up magnetic field computation in the linear case. A synthesis problem is solved through a particle swarm optimization technique with evolutionary formation of the swarm structure.

Key words – boundary integral equation method, particle swarm optimization, optimal synthesis, choice of pole shapes, uniform magnetic field.