

Использование разработки позволит экономить материальные средства предприятий, так как большинство из них в своих цехах использует непосредственно лампы дневного света. Подобные схемы можно рекомендовать в использовании бытовых помещений и мест общего пользования (аудитории нашего ВУЗа, коридоры, актовые залы, библиотеки).

Список источников

1. Дэвис, Дж. Карманный справочник радиоинженера / Дж. Дэвис, Дж. Карр. Карманный справочник радиоинженера Пер. с англ. — М.: Додека-XX, 2002. — 544 с.

Д. К. Михальченко
Научный руководитель — И. В. Дубень
 Барановичский государственный университет,
 г. Барановичи, Республика Беларусь

МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТНЫХ ЦЕПЕЙ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ МАТЕРИАЛАХ МАГНИТОПРОВОДА

При решении ряда задач по расчету магнитных цепей в процессе изучения дисциплины «Электротехника, электрические машины и аппараты» возникает необходимость учитывать параметры магнитопровода. Помимо геометрических размеров, основными параметрами сердечников являются магнитные свойства материала, и в первую очередь — форма основной кривой намагничивания $B = f(H)$. При решении как прямой (нахождение магнитодвижущей силы Iw при заданной индукции B_δ в рабочем объеме магнитной цепи), так и обратной задачи (определение индукции B_δ при заданной МДС Iw) определенную сложность представляет использование основных кривых намагничивания, заданных обычно в виде графика или таблицы.

В то же время для автоматизации решения задач на ЭВМ целесообразно иметь для определенных материалов кривые намагничивания в виде функции $H = f(B)$, непрерывные на интервале значений индукции от $B = 0$ до индукции насыщения B_m .

На основе литературных источников [1, 2] было установлено, что для основных ферромагнитных материалов (чугуна, литой стали и ряда марок электротехнических сталей) кривая намагничивания может быть выражена обратной зависимостью

$$H(B) = a_1 B + a_2 e^{a_3 B},$$

где a_1 , a_2 и a_3 — коэффициенты регрессии.

С использованием электронных таблиц Microsoft Excel были получены регрессионные уравнения для ряда ферромагнитных материалов (табл. 1). При расчетах использовали надстройку «Поиск решения», а также метод наименьших квадратов для минимизации расхождения между табличными и расчетными данными.

Высокие значения коэффициентов корреляции между расчетными и табличными значениями величин ($R = 0,997 \dots 0,999$) свидетельствуют о достаточной точности регрессионных уравнений и возможности их применения в расчетах.

Проведенные подготовительные расчеты позволили составить программу «Расчет магнитной цепи» на языке Object Pascal для расчета параметров классической магнитной цепи, состоящей из П-образного магнитопровода и подвижного якоря, выполненных из ферромагнитного материала, а также двух воздушных зазоров между сердечником и якорем. Исходными данными при расчете цепи служат [3]:

- геометрические размеры элементов цепи — длина и площадь поперечного сечения участков магнитопровода и воздушных зазоров;
- материал магнитопровода, для которого определяется зависимость $H(B)$;
- значение индукции B_δ в воздушном зазоре.

Результат расчета — значение магнитодвижущей силы катушки Iw , необходимой для создания требуемой индукции, а также падения магнитных напряжений на участках магнитной цепи.

Т а б л и ц а 1 — Коэффициенты регрессии уравнения $H = f(B)$ для различных ферромагнитных материалов

Материал	Коэффициенты регрессии			Коэффициент корреляции
	a_1	a_2	a_3	
Чугун	2050	6,9	8,38	0,999
Сталь литая	815	0,34	5,65	0,999
Сталь электротехническая Э1	401	0,007	7,97	0,998
Сталь электротехническая 1211 (Э11), 1212(Э12), 1311 (Э21)	114,1	85,39	5,225	0,997
Сталь электротехническая 1511 (Э41), 1512 (Э42)	226,4	-298,5	5,37	0,998

Разработанная программа предназначена для использования в учебном процессе — как для демонстрации влияния параметров материалов магнитной цепи на ее свойства, так и для проверочных расчетов при решении ряда практических задач. Апробация программы в учебном процессе выполнялась при изучении материала дисциплины «Электротехника, электрические машины и аппараты» на третьем курсе студентами специальности «Информационные системы и технологии».

Список источников

1. Расовский, Э. И. Электротехника в рисунках и чертежах : Ч. 1. Основы электротехники. / Э. И. Расовский – М. : Л., Энергия, 1967.
2. Справочное пособие по электротехнике и основам электроники / под ред. А. В. Нетушила. — М. : Высш. шк., 1986. — 248 с.
3. Лоторейчук, Е. А. Теоретические основы электротехники : учебник. / Е. А. Лоторейчук — М. : ФОРУМ: ИНФРА-М, 2004. — 316 с.

А. К. Момлик

Научный руководитель – В. А. Плетюхов

Брестский государственный университет им. А. С. Пушкина,
г. Брест, Республика Беларусь

$\hat{B} \wedge \hat{F}$ -ТЕОРИЯ И УРАВНЕНИЕ ДИРАКА-КЭЛERA

В работе [1] предложен отличающийся от хиггсовского механизм генерации массы, основанный на калибровочно-инвариантном смешивании свободных безмассовых полей получивший в литературе название $\hat{B} \wedge \hat{F}$ -теории [2]. В [1] в качестве исходных рассматриваются электромагнитное поле и безмассовое векторное поле со спиральностью 0 («нотиф») [3] или «поле Кальба-Рамонда»). Конечным результатом $\hat{B} \wedge \hat{F}$ -теории является уравнение Даффина-Кеммера для массивной частицы со спином 1.

Поскольку данный подход может иметь важное значение в теории суперструн [4], предлагается общая модель калибровочно-инвариантного смешивания, охватывающая полный набор антисимметричных тензорных полей в пространстве размерности $d = 4$, известный как поле Дирака-Кэлера [5]. В качестве исходных берутся две системы:

$$\begin{aligned} \partial_\nu \varphi_{\mu\nu} + \partial_\mu \varphi &= 0, \\ \partial_\mu \tilde{\varphi}_{\mu\nu} + \partial_\nu \tilde{\varphi} &= 0, \\ -\partial_\mu \varphi_\nu + \partial_\nu \varphi_\mu + \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \partial_\alpha \tilde{\varphi}_\beta + \varphi_{\mu\nu} &= 0, \\ \partial_\mu \varphi_\mu + \varphi &= 0, \\ \partial_\mu \tilde{\varphi}_\mu + \tilde{\varphi} &= 0 \end{aligned} \quad (1)$$

и

$$\begin{aligned} \partial_\nu \Psi_{\mu\nu} + \partial_\mu \Psi + \Psi_\mu &= 0, \\ \partial_\nu \tilde{\Psi}_{\mu\nu} + \partial_\mu \tilde{\Psi} + \tilde{\Psi}_\mu &= 0, \\ -\partial_\mu \Psi_\nu + \partial_\nu \Psi_\mu + \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \partial_\alpha \tilde{\Psi}_\beta &= 0, \\ \partial_\mu \Psi_\mu &= 0, \\ \partial_\mu \tilde{\Psi}_\mu &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где φ, ψ — скаляры;

φ_μ, Ψ_μ — векторы;

$\tilde{\varphi}_\mu, \tilde{\Psi}_\mu$ — псевдовекторы;

$\varphi_{\mu\nu}, \Psi_{\mu\nu}$ — антисимметричные тензоры второго ранга:

$$\tilde{\varphi}_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \varphi_{\alpha\beta}, \quad \tilde{\Psi}_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \Psi_{\alpha\beta}.$$

Система (1) описывает безмассовое векторное поле с двукратным вырождением состояний, частным случаем которого является собственно электромагнитное поле; система (2) - обобщенное поле Кальба-Рамонда совместно с двумя безмассовыми скалярными полями, т. е. с удвоением состояний с нулевой спиральностью по дополнительному квантовому числу (внутренней четности).

Лагранжиан L_0 совместно рассматриваемых систем дополняется выражением $L_{\text{int}} = -m\varphi_\mu\psi_\mu - m\tilde{\varphi}_\mu\tilde{\psi}_\mu$, обладающим теми же свойствами калибровочной инвариантности, что и исходные системы. В результате варьирования лагранжиана

$$L = L_0 + L_{\text{int}} = L_0 - m\varphi_\mu\psi_\mu - m\tilde{\varphi}_\mu\tilde{\psi}_\mu \quad (3)$$

получается система Дирака-Кэлера

$$\begin{aligned} \partial_\nu\varphi_{\mu\nu} + \partial_\mu\varphi + m\psi_\mu &= 0, \\ \partial_\nu\tilde{\varphi}_{\mu\nu} + \partial_\mu\tilde{\varphi} + m\tilde{\psi}_\mu &= 0, \\ -\partial_\mu\psi_\nu + \partial_\nu\psi_\mu + \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\partial_\alpha\tilde{\psi}_\beta + m\varphi_{\mu\nu} &= 0, \\ \partial_\mu\psi_\mu + m\varphi &= 0, \\ \partial_\mu\tilde{\psi}_\mu + m\tilde{\varphi} &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

описывающая массивную частицу с удвоенным набором состояний со спинами 0 и 1. При этом полное число степеней свободы, равное 8 (без учета античастиц), сохраняется: нотофы «передают» свою степень свободы состоянию массивной частицы со спином 1 и нулевой проекцией. Согласно основной идее $\hat{B}\wedge\hat{F}$ - теории так и должно быть, поскольку используемая процедура смешивания исходных безмассовых систем не нарушает калибровочную инвариантность теории.

Помимо уравнения Дирака-Кэлера при варьировании лагранжиана (3) получается еще одна система, представляющая собой безмассовый «фермионный» предел ($m = 0$) уравнения Дирака-Кэлера. Проведенное исследование физического содержания этой системы показывает, что она не соответствует каким-либо реальным частицам, а фигурирующие в ней полевые функции играют роль калибровочных полей («духов»).

Таким образом, уравнение Дирака-Кэлера для частиц с массой может быть представлено как результат калибровочно-инвариантного смешивания (топологического взаимодействия) двух безмассовых систем — дуально симметричных обобщений электромагнитного поля и поля Кальба-Рамонда (нотофа). Рассмотрение аналогичного механизма для тензорных полей различной валентности в пространстве $d = 4$, известные в литературе, являются частными случаями развитого подхода.

Список источников

1. Kalb, M. Classical direct interstring action / M. Kalb, P. Ramond // Phys. Rev. — 1974 — Vol. 8. — P. 2273—2284.
2. Aurilia, A. Generalized Maxwell equation and the gauge mixing mechanism of mass generation / A. Aurilia, Y. Takahashi. // Progr. Theor. Phys. — 1981. — Vol. 66. — P. 693-712.
3. Огиевецкий, В. И. Нотоф и его возможные взаимодействия / В. И. Огиевецкий, И. В. Полубаринов // Ядерная физика. — 1966. — т 4. — вып. 1. — С. 216—224.
4. Smailagic, A. Duality of massive gauge invariant theories in arbitrary space-time dimension / A. Smailagic, M. Spalucci // Phys. Rev. — 2000. — Vol. D61. — P. 067701.
5. Стражев, В. И. Уравнение Дирака-Кэлера. Классическое поле / В. И. Стражев, И. А. Сатиков, Д. А. Ционенко. — Минск : БГУ, 2007. — 196 с.

Н. И. Мороз, И. И. Алесчик

Научный руководитель — Н. Г. Валько

Гродненский государственный университет им. Я. Купалы,
г. Гродно, Республика Беларусь

ВЛИЯНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЫХОД СПЛАВА Co-Ni ПО ТОКУ

Введение. В последнее время возникла необходимость в покрытиях, обладающих высокой коррозионной стойкостью в специфических условиях эксплуатации, высокой электропроводностью, особыми магнитными характеристиками, большой твердостью и износостойкостью. Для этой цели вместо чистых металлов применяют сплавы из двух и более компонентов. Сплав Co-Ni используется для защиты изделий от химической коррозии в агрессивных средах. Электроосаждение сплава Co-Ni является эффективным методом улучшения качества металлических покрытий, широко использующихся в различных отраслях промышленности. Перспективным является метод электроосаждения под действием рентгеновского излучения. Это обусловлено, прежде всего, возможностью контролирования и управления структурой кобальт-никелевых осадков, изменяя условия осаждения ионизирующим излучением [1, с. 147].