

УДК 621.318.13

НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ ПОСТРОЕНИЯ ВЕКТОРНЫХ МАТЕМАТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ НЕЛИНЕЙНЫХ АНИЗОТРОПНЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

С.Т. Толмачев

Доктор технических наук, профессор, заведующий
кафедрой*

Ж.Г. Рожненко

Кандидат технических наук, доцент*

*Кафедра электромеханики

Криворожский технический университет
ул. XXII Партсъезда, 11, г. Кривой Рог, Украина, 50027

Контактные телефоны: (056) 409-06-33

E-mail: kafEM@mail.ru

Дано критичний аналіз основних підходів до побудови математичних моделей векторних характеристик намагнічування в безгістерезисному наближенні. Розглянуті також деякі проблемні питання адекватності математичних моделей і реальних матеріалів

Ключові слова: векторні характеристики намагнічування, нелінійна анізотропія, математичне моделювання, енергетичні потенціали

Дан критический анализ основных подходов к построению математических моделей векторных характеристик намагничивания в безгистерезисном приближении. Рассмотрены также некоторые проблемные вопросы адекватности математических моделей и реальных материалов

Ключевые слова: векторные характеристики намагничивания, нелинейная анизотропия, математическое моделирование, энергетические потенциалы

The walkthrough of the basic approaches to the construction of mathematical models of vectorial characteristics of magnetizing in the anhysteretic approximation is given. Some problem questions of adequacy of mathematical models and real materials are considered also

Key words: vertical characteristic of magnetizing, nonlinear anisotropy, mathematical, design, power potentials

1. Введение

Установление физически корректной связи между векторами B и H (или J и H) для произвольной ферромагнитной среды является одной из сложных и далеких от полного решения проблем теоретической и прикладной электротехники. Современное состояние проблемы характеризуется многообразием подходов к построению материальных уравнений, противоречивостью трактовки экспериментальных результатов, недостаточно четкими представлениями об объеме и способах получения минимально необходимой справочной информации для восстановления полной векторной характеристики намагничивания. Достаточно сказать, что сегодня отсутствует не только строгая теория и методология построения материальных уравнений, но даже четкое терминологическое определение проблемы.

Так, в статье [1] на основе термодинамической теории сделан вывод, что в общем случае материальное уравнение не является аналогом уравнения состояния среды, хотя в некоторых авторитетных источниках (см., например, [2, стр. 253]) эти понятия

рассматриваются как тождественные. В то же время активное использование нелинейных анизотропных материалов в различных устройствах электромеханики и электроэнергетики, постоянно возрастающие требования к качеству расчета и проектирования различных устройств с использованием эффектов магнитного поля, недостаточность, а в трехмерном случае и полное отсутствие справочной информации по нелинейным анизотропным свойствам магнитных материалов являются одним из ограничительных факторов на пути дальнейшего прогресса в области анализа сложных электротехнических устройств на основе современных математических методов и вычислительных средств.

Таким образом, наряду с чисто количественными трудностями учета нелинейных анизотропных свойств среды здесь возникает проблема формулировки общих требований к материальным уравнениям. Этот вопрос становится одним из важных элементов корректной постановки полевых задач, так как недостаточность или чрезмерная жесткость накладываемых ограничений может привести либо к неединственности, либо к неустойчивости численного решения.

2. Основные подходы к учету нелинейной анизотропии магнитных материалов

Наиболее грубые способы учета нелинейных анизотропных свойств материалов основаны на задании кривых намагничивания $B(H)$ [3] или диагонального тензора статической магнитной проницаемости $\mu_{ii}(H_i)$, $i=1, 2, 3$ для взаимно-ортогональных направлений поля (например, вдоль и поперек направления прокатки). Применяется также различные виды аналитической аппроксимации характеристик намагничивания [4, 5]. В ряде работ (см., например, [6]) анизотропию магнитных свойств учитывают скалярной зависимостью $\mu^{-1}=g(B^2, \cos \beta)$, где β - угол между направлениями вектора напряженности поля H и главной оси анизотропии. Очевидно, указанные способы не базируются на фундаментальных законах перемагничивания сред с обратимыми свойствами, что неизбежно сказывается на точности и достоверности результатов вычислений. По этой же причине лишено строго обоснования и допущение о симметрии положительной определённости тензора статической магнитной проницаемости [7]. Более того, в статье [8] подвергается сомнению корректность использования самого понятия “статическая магнитная проницаемость” при описании нелинейных анизотропных свойств среды. В качестве альтернативы предлагается использование тензоров дифференциальной магнитной проницаемости, которые могут быть получены из ортогональных семейств характеристик $H_x=F(B_x, B_y)$ и $H_y=F(B_x, B_y)$.

Отсутствие надежных моделей для математического описания магнитных свойств анизотропной среды способствовало поиску экспериментальных путей оценки магнитных свойств электротехнических сталей. Так, в [9] для аппаратов энергетического назначения рассмотрены магнитные характеристики горячекатаной и холоднокатаной электротехнических сталей в условиях сложного продольно-поперечного намагничивания. Экспериментальная информация о магнитных свойствах среды основана на измерении взаимно-ортогональных проекций B_x и B_y вектора B на направление вектора H . При этом учет изменения ориентации вектора H требует экспериментального определения дополнительных угловых зависимостей $\psi=F(\beta, B_\beta)$, где ψ - угол между векторами B и H .

Основным недостатком рассматриваемой работы, который характерен и для большинства других работ в данной области, является необходимость в двумерном случае измерения двух семейств нелинейных характеристик – например, характеристик $B_\beta = F_1(H, \beta)$ продольного намагничивания и угловых характеристик $\psi=F_2(\beta, B_\beta)$. Как будет показано в дальнейшем, семейство кривых $\psi=F_2(\beta, B_\beta)$ является не только избыточными, но и может служить источником дополнительной погрешности.

Вопросы математического описания и экспериментального исследования векторных характеристик намагничивания $H(B)$ анизотропных листовых электротехнических сталей рассмотрены в [10-12]. В этих статьях предлагается математическое описание векторных характеристик намагничивания $H(B)$ при использовании минимума (по мнению авторов) экспериментальных данных. Обоснована целесообразность измерения магнитных характеристик листовых

электротехнических сталей на штампованных кольцевых образцах, которые по сравнению с традиционными полосовыми образцами обеспечивают более высокую точность и технологичность экспериментов [10]. В [11, 12] результаты эксперимента представлены в виде семейства амплитудных характеристик $H_\beta(B, \beta)$ и дополнительных угловых зависимостей $\psi(B, \beta)$, совместный учет которых определяет материальное уравнение $H(B)$ при произвольном направлении намагничивания стали. Однако полученные выражения и основанные на их применении модели не имеют строгого математического обоснования, поскольку они не учитывают универсальные законы обратимых (безгистерезисных) процессов намагничивания.

Общепринятой базой для построения материальных уравнений являются законы и ограничения термодинамики [1, 13, 14]. Из термодинамической теории следует, что в общем случае тепловые, магнитные и механические свойства среды следует учитывать совместно. Если в качестве вектора независимых переменных принять $(\sigma_{ij}, H_i, T) \equiv$ (компоненты тензора напряжений, компоненты вектора напряженности магнитного поля, абсолютная температура), а в качестве зависимых $(\epsilon_{ij}, B_i, S) \equiv$ (компоненты тензора деформаций, компоненты вектора магнитной индукции, энтропия), то, например, для дифференциала B_i можно записать [14]

$$dB_i = \left(\frac{\partial B_i}{\partial \sigma_{jk}} \right)_{H,T} d\sigma_{jk} + \left(\frac{\partial B_i}{\partial H_j} \right)_{\sigma,T} dH_j + \left(\frac{\partial B_i}{\partial T} \right)_{\sigma,H} dT. \quad (1)$$

Если U - плотность внутренней энергии, то

$$dU = \sigma_{ij} d\epsilon_{ij} + H_i dB_i + T dS. \quad (2)$$

Введя термодинамические функции (потенциалы) F, Ψ и Φ [17, 19]

$$F = U - TS, \quad (3)$$

$$\Psi = U - TS - \mathbf{B}\mathbf{H}, \quad (4)$$

$$\Phi = \Psi + \mu_0 \frac{H^2}{2}, \quad (5)$$

приведем (2) (в векторно-тензорных обозначениях) к виду

$$dF = sde + \mathbf{H}d\mathbf{B} + SdT, \quad (6)$$

$$d\Psi = sde - \mathbf{B}d\mathbf{H} - SdT, \quad (7)$$

$$d\Phi = sde - j_0 \mathbf{J}d\mathbf{H} - SdT. \quad (8)$$

В предположении изотермических процессов намагничивания в механически зажатом состоянии кристаллов ($T=\text{const}, \epsilon=\text{const}$)

$$\mathbf{H} = -\frac{\partial F}{\partial \mathbf{B}} = \mathbf{H}(\mathbf{B}) = -\text{grad}_{\mathbf{B}} F(\mathbf{B}), \quad (9)$$

$$\mathbf{B} = -\frac{\partial \Psi}{\partial \mathbf{H}} = \mathbf{B}(\mathbf{H}) = -\text{grad}_{\mathbf{H}} \Psi(\mathbf{H}), \quad (10)$$

$$\mu_0 \mathbf{J} = -\frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{H}} = \mathbf{J}(\mathbf{H}) = -\text{grad}_{\mathbf{H}} \Phi(\mathbf{H}). \quad (11)$$

Эти соотношения представляют собой общую запись различных форм материальных уравнений $\mathbf{H}(\mathbf{B})$, $\mathbf{B}(\mathbf{H})$ или $\mathbf{J}(\mathbf{H})$ через соответствующие термодинамические потенциалы и могут, согласно [1], рассматриваться "... в качестве первичного элемента феноменологического описания среды".

При изотермическом перемагничивании и отсутствии гистерезиса

$$\oint_L \mathbf{B} d\mathbf{H} = 0. \tag{12}$$

Учитывая, что $\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{J})$, легко также получить

$$\oint_L \mathbf{H} d\mathbf{B} = 0; \quad \oint_L \mathbf{J} d\mathbf{H} = 0, \tag{13}$$

что непосредственно вытекает из соотношений

$$\begin{aligned} \oint_L d(\mathbf{B}\mathbf{H}) &= \oint_L \mathbf{B} d\mathbf{H} + \oint_L \mathbf{H} d\mathbf{B} = 0, \\ \oint_L \mathbf{B} d\mathbf{H} &= \frac{\mu_0}{2} \oint_L d(\mathbf{H})^2 + \mu_0 \oint_L \mathbf{J} d\mathbf{H} = \mu_0 \oint_L \mathbf{J} d\mathbf{H} = 0. \end{aligned}$$

Равенства (12) и (13) эквивалентны условиям потенциальности векторов \mathbf{B} и \mathbf{J} в \mathbf{H} -пространстве и вектора \mathbf{H} в \mathbf{B} -пространстве.

Энергетический подход к построению векторных характеристик намагничивания рассматривался в статьях [15, 16], а также в публикациях авторов [17-21]. В этих работах на основе законов термодинамики обратимых процессов и в предположении отсутствия выраженной пространственной дисперсии сформулированы общие принципы построения феноменологических моделей нелинейных сред без гистерезиса. В частности, в [18, 20] показано, что для широкого класса материалов корректная математическая модель магнитной среды $\mathbf{B}(\mathbf{H})$ может быть построена в классе выпуклых (для $\mathbf{J}(\mathbf{H})$ – строго выпуклых) функций. Заметим, что выпуклость потенциала Ψ эквивалентна условию положительной определенности тензора дифференциальной магнитной проницаемости μ_d

$$(\mathbf{d}\mathbf{B}, \mathbf{d}\mathbf{H}) = (\mathbf{m}_d \mathbf{d}\mathbf{H}, \mathbf{d}\mathbf{H}) > 0. \tag{14}$$

Рассмотренные выше энергетические потенциалы играют не только важную методологическую роль, но и являются конструктивным средством для построения векторных характеристик намагничивания. В частности, они дают четкий ответ на вопрос о минимальном объеме исходной информации для построения векторной модели. Очевидно, этот объем должен быть достаточным для построения зависимости соответствующего потенциала от базового вектора поля. Например, рассматривая коэнергию намагничивания $\mathfrak{S} = \int_0^{\mathbf{H}} \mathbf{B} d\mathbf{H}$ и учитывая потенциальность вектора \mathbf{B} в \mathbf{H} -пространстве, т.е. независимость интеграла от пути интегрирования, потенциал Ψ (см. (10)) в произвольной точке $\mathbf{H}^* = (\mathbf{H}^*, \theta^*, \varphi^*)$ удобнее всего получить интегрированием по направлению вектора \mathbf{H} :

$$-\Psi(\mathbf{H}^*) = \int_0^{\mathbf{H}^*} \mathbf{B}_{\parallel}(\mathbf{H}, \theta^*, \varphi^*) d\mathbf{H}. \tag{15}$$

Из последнего выражения вытекает важный вывод: для построения векторной модели намагничивания достаточно иметь только характеристики продольного намагничивания, которые на практике легче всего снять экспериментально. К тому же экспериментальное получение таких зависимостей является наиболее простым, поскольку оно связано только с фиксацией ориентации образца относительно векторов \mathbf{H} или \mathbf{B} , а не с поддержанием постоянных значений поперечных составляющих этих векторов в случае прямоугольной декартовой системы координат. Правда, следует отметить, что техника магнитных измерений продольных характеристик намагничивания разработана только для двумерного поля [11, 15]. Примеры физических или вычислительных экспериментов по определению трехмерных характеристик $\mathbf{B}_{\parallel}(\mathbf{H}, \theta^*, \varphi^*)$ не известны.

Таким образом, энергетический подход не только снимает вопрос об информационной достаточности математической модели, но и позволяет пересмотреть процедуру и технику постановки соответствующих экспериментов (например, отпадает необходимость снятия полного семейства зависимостей $\mathbf{B}_i(\mathbf{H})$, дополнительных угловых характеристик при наличии продольных и т.п.).

Важную роль в теории материальных уравнений нелинейных анизотропных сред без гистерезиса играет интегральный принцип взаимности, впервые сформулированный авторами в [21] и развитый в последующих публикациях [17-20].

Этот принцип, вытекающий из законов обратимых процессов перемагничивания, позволяет по известным характеристикам намагничивания в одном направлении получить характеристики в других ортогональных направлениях без восстановления энергетического потенциала. Универсальность этого принципа состоит в его независимости от размерности пространства и выбора системы координат. Аналогичным примером является принцип взаимности работ Бэтти в теории упругости. Другим примером восполнения информации является возможность получения функции потока Ψ непосредственно через скалярный потенциал ϕ или через комплексный потенциал $W = \phi + j\psi$.

3. Некоторые проблемные вопросы построения векторных моделей намагничивания ферромагнитных материалов

При построении векторной модели намагничивания в любом координатном базисе на основе справочной информации в виде семейств характеристик $\mathbf{B} = \mathbf{F}_1(\mathbf{H}, \beta)$ или $\mathbf{H} = \mathbf{F}_2(\mathbf{B}, \beta)$ возникает вопрос о правильной трактовке этих характеристик. Очевидно, \mathbf{B} и \mathbf{H} не могут быть модулями соответствующих векторов, поскольку в этом случае по необходимости следует их совпадение по направлению. Поэтому возможны два варианта трактовки этих характеристик - в виде $\mathbf{B}_{\parallel} = \mathbf{F}_1(\mathbf{H}, \beta)$ или $\mathbf{H}_{\parallel} = \mathbf{F}_2(\mathbf{B}, \beta)$. В научно-технической литературе такая интерпретация справочной инфор-

мации встречается одинаково часто: $H_{\parallel}(H, \beta)$ - [8, 16], $H_{\parallel}(B, \beta)$ - [10-12, 15].

Как показано в [18, 20], эти варианты не эквивалентны и приводят к векторным характеристикам намагничивания $B(H)$ или $H(B)$, которые не взаимнообратимы.

Это же подтверждают и приведенные на рис. 1а и рис. 1б энергетические потенциалы $F(B)$ и $\Psi(H)$ для электротехнической стали, полученные интегрированием характеристик продольного намагничивания согласно (6) и (7).

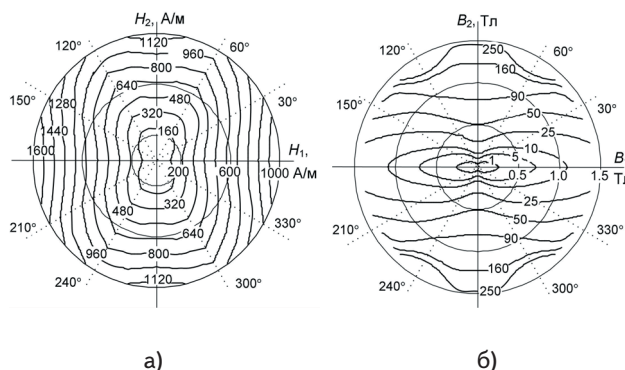


Рис. 1. Энергетические потенциалы электротехнической стали 3405: а - $F(B)$; б - $\Psi(H)$

Представляет интерес определение наиболее предпочтительного способа задания первичной справочной информации о магнитных свойствах нелинейной анизотропной среды. Ответ на этот вопрос помогают получить результаты моделирования магнитостатического поля в полном цилиндрическом образце, представленные на рис. 2.

Для иллюстрации влияния нелинейной анизотропии на распределение полей векторов B и H магнитопровод выполнен из холоднокатаной листовой стали Э320, материальное уравнение которой в форме $H(B)$ представлено графическими зависимостями на рис. 3.

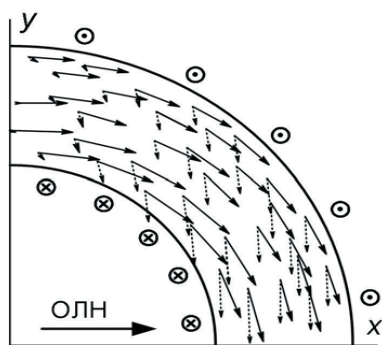


Рис. 2. Совмещенное распределение векторов магнитной индукции (\rightarrow) и напряженности поля ($\cdots\rightarrow$) в цилиндрическом образце из анизотропной стали

Полное описание результатов вычислительного эксперимента приведено в [20], здесь же отметим, что несмотря на геометрическую симметрию магнитной системы магнитное поле несимметрично. При этом модуль вектора магнитной индукции зависит от направления прокатки значительно меньше, чем модуль вектора напряженности поля. Поэтому при измере-

нии магнитных характеристик на кольцевых образцах сравнительно просто обеспечить постоянство средней индукции и её измерение.

В то же время недопустимо в данных условиях применение закона полного тока для определения продольной составляющей напряженности поля ввиду её сильной неоднородности вдоль силовой линии. Измерение зависимостей $H_{\parallel}(B, \beta)$ практически возможно только по внешней тангенциальной составляющей магнитной индукции, так как классический метод “пещерок” в рассматриваемом случае трудно реализуем. В этом отношении более простым и точным является измерение магнитных характеристик на аппарате Эпштейна, однако при этом значительно возрастает количество образцов (для различных углов β).

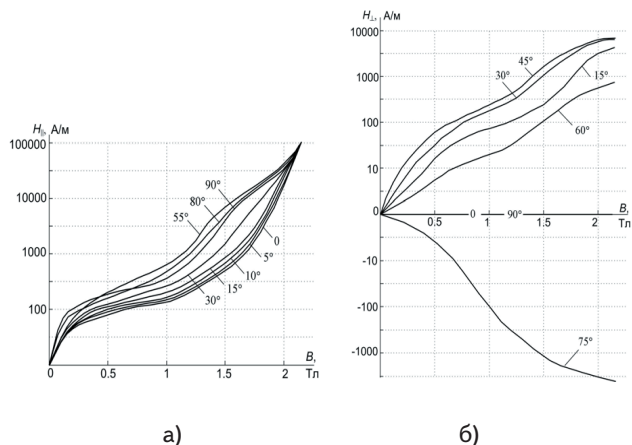


Рис. 3. Характеристики намагничивания холоднокатаной стали Э320: а - $H_{\parallel}(B, \beta)$; б - $H_{\perp}(B, \beta)$

Из вышеизложенного следует, что требуют совершенствования методы измерения характеристик намагничивания на полосовых или кольцевых образцах, регламентированных соответствующими ГОСТами [22].

Например, в статье [23] показано, что при учете смешанных или эквивалентных кривых намагничивания листовых электротехнических сталей Э330 и Э0300 расхождение расчетного и экспериментального тока намагничивания асинхронных двигателей мощностью 30 кВт составило 49% (для смешанной) и 22% (для эквивалентной кривой намагничивания). Применение закона полного тока для определения напряженности поля в нелинейном анизотропном материале даже при использовании аппарата Эпштейна может привести к существенному искажению информации [28].

В заключение остановимся на универсальности соотношения (14), которое, как отмечалось выше, является математическим выражением положительной определенности тензора дифференциальной магнитной проницаемости μ_d и условием выпуклости соответствующих потенциалов.

Вместе с тем, приведенные на рис. 1 характеристики энергетических потенциалов свидетельствуют о нарушении соотношения (14) в точках невыпуклости (вогнутости) потенциалов. Как показано на рис. 4, угол между векторами приращений ΔB и ΔH в этих точках больше 90° , что противоречит соотношению (14).

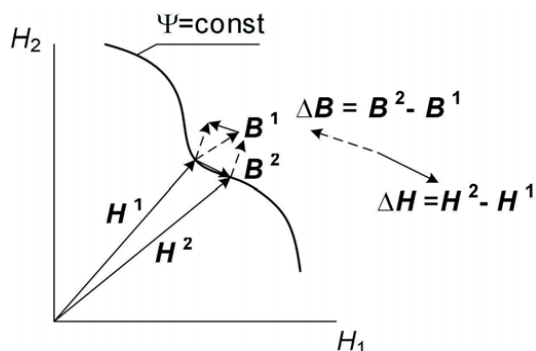


Рис. 4. Связь локального нарушения выпуклости энергетического потенциала с приращениями векторов поля

Более детальное исследование данного вопроса выходит за рамки данной статьи и требует привлечения термодинамической теории [1].

4. Выводы

1. Используемые в настоящее время подходы к построению векторных магнитных характеристик электротехнических материалов в большинстве случаев не учитывают фундаментальных законов обратимых процессов намагничивания, в частности, законов термодинамики, которые являются общепринятой базой для построения материальных уравнений.

2. Информационная полнота векторной модели намагничивания обеспечивается путём задания магнитных свойств анизотропных материалов в одном из направлений с возможностью восстановления аналогичных свойств в других ортогональных направлениях путём применения энергетического подхода или принципа взаимности для процессов намагничивания.

3. Недостаточно исследованными вопросами построения векторных математических моделей нелинейных анизотропных ферромагнетиков являются: обоснование минимальной по объёму и достаточной для полного воспроизведения векторной характеристики намагничивания формы задания первичной информации при обеспечении простоты и точности её экспериментального получения не только в двумерном, но и в трехмерном случаях; корректировка регламентирующих положений соответствующих ГОСТов; более широкое применение законов и ограничений термодинамики как основного аппарата для построения материальных уравнений.

Литература

1. Микаэлян М.А. Термодинамические неравенства для магнитной проницаемости вещества // Краткие сообщения по физике. – Физический институт им. П.Н.Лебедева, 2002. – №9. – С. 33-45.
2. Большая Советская Энциклопедия. – 3-е изд. – М.: Советская энциклопедия, 1974. – Т. 15. – 632 с.
3. Титов В.В. Турбогенераторы. Расчет и конструкция / В.В. Титов, Г.М. Хуторецкий, Г.А. Загородная; – Л.: Энергия, 1967. – 127 с.

4. Соколов С.Е. Аппроксимация кривых намагничивания ферромагнитных устройств // Электричество, 1991. – №9. – С. 84-86.
5. Тенетко Н.И., Черемисов И.Я. Приближенные аналитические выражения семейств характеристик намагничивания холоднокатанных анизотропных электротехнических сталей // Техническая электродинамика, 1990. – №3. – С. 18-23.
6. Дойников Н.Р., Пузынович Ю.Т. Численное моделирование магнитоэлектрических полей с учетом магнитной анизотропии стали // ЖТФ, 1975. – Т. 45, Вып. 11. – С. 2204-2206.
7. Маергойз И.Д. Итерационные методы расчета статических полей в неоднородных анизотропных и нелинейных средах – К.: Наук. думка, 1979. – 210 с.
8. Сидельников А.В. Способы описания магнитных свойств анизотропной безгистерезисной стали при расчетах электромагнитных полей // Электротехника, 1989. – №4. – С. 65-68.
9. Дорожко Л.И. Расчет характеристик анизотропной стали при поперечном подмагничивании // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1970. – №1. – С.140-143.
10. Калинин Е.В. Измерение магнитных характеристик листовых электротехнических сталей на кольцевых образцах // Электротехника, 2001. – №6.
11. Калинин Е.В., Любимый В.И., Першин В.В., Тильк В.Т. Анализ и математическое описание характеристик намагничивания анизотропных холоднокатанных электротехнических сталей // Электротехника, 1985. – №10. – С. 34-37.
12. Калинин Е.В. Экспериментальное исследование и математическое описание векторных характеристик намагничивания анизотропных листовых электротехнических сталей // Электронный сборник "Электротехника", 2000. – Вып. №2.
13. Электродинамика сплошных сред / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц; – М.: Гостехиздат, 1957. - 532 с.
14. Основы кристаллофизики / Ю.И. Сиротин, М.П. Шапкольская; – М.: Наука, 1979. – 304 с.
15. Колесников Э.В., Ткачев А.Н., Горбунцов А.Ф. Экспериментальное исследование и математическое моделирование планарного перемагничивания холоднокатанной стали // Изв. Вузов. Электромеханика, 1983. – №6. – С. 23-30.
16. Фильц Р.В., Ком Я.М. Об аппроксимации характеристик ферромагнитных анизотропных безгистерезисных материалов при трехмерном намагничивании // Теоретическая электротехника. Респ. межвед. научно-техн. сб. – вып. 37. – Львов: Вища школа. Изд-во при Львов. ун-те, 1984. – С. 100-107.
17. Толмачев С.Т., Рожненко Ж.Г. Математическая модель ферромагнитных анизотропных материалов в безгистерезисном приближении // Разработка рудных месторождений. Научно-технический сборник, вып. 85. – Криворожский технический университет, 2004. – С. 113-117.
18. Толмачев С.Т., Рожненко Ж.Г. Векторні характеристики намагнічування нелінійних анізотропних безгістерезисних середовищ. // Теоретична електротехніка, 2008. – Вип. 59 – С. 103– 112.

19. Толмачев С.Т., Рожненко Ж.Г. Материальное уравнение нелинейной анизотропной среды. // Вісник Східноукраїнського національного університету імені Володимира Даля. Науковий журнал, 2008. – №1(119). – С. 173– 178.
20. Толмачев С.Т., Рожненко Ж.Г. Особенности магнитных свойств и характеристик намагничивания листовых электротехнических сталей. // Електротехніка і електромеханіка, 2010. – №2. – С. 37– 41.
21. Толмачев С.Т., Рожненко Ж.Г. Принцип взаимности для магнитной среды без гистерезиса // Электричество, 1992. – №12. – С. 51-53.
22. ГОСТ 12119.1-98. Сталь электротехническая. Методы определения магнитных и электрических свойств. Межгосударственный совет по стандартизации, метрологии и сертификации. – Взамен ГОСТ 12119-80. Введ. 01.07.99. – М.: Изд-во стандартов, 1999. – 4 с.
23. Кравчик А.Э., Бойко Е.П. Учет магнитной анизотропии электротехнической стали при расчете трехфазных асинхронных двигателей // Электротехника, 1976. – №5. – С. 36-37.

УДК 616-079.4; 519.712

СОЗДАНИЕ МОДЕЛИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ И ДИАГНОСТИКИ ОРГАНИЗМА НА ОСНОВЕ КОНЦЕПЦИИ У-СИН

В.В. Кузьмук

Доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой

Кафедра математического и программного обеспечения автоматизированных систем
Черкасский национальный университет
им. Б. Хмельницкого

Заместитель начальника отделения*

Контактный тел.: (044) 229-75-22, (044) 529-38-74

E-mail: imt-kiev@mail.ru

О.О. Калейников

Аспирант*

*Отделение гибридных моделирующих и управляющих систем в энергетике

Институт проблем моделирования в энергетике
им. Г.Е. Пухова Национальной академии наук Украины
ул. Генерала Наумова, 15, г. Киев, Украина, 03164

Контактный тел.: 8 097-748-61-11

E-mail: olegkl@inet.ua

Розглянуто концепцію 5 елементів з точки зору теорії кібернетики. Описаний метод створення моделі організму на основі теорії 5 елементів. Для представлення моделі використовувались мережі Петрі
Ключові слова: мережі Петрі, модель організму, концепція 5 елементів

Рассмотрена концепция 5 элементов с точки зрения теории кибернетики. Описан метод создания модели организма на основе теории 5 элементов. Для представления модели использовались сети Петри
Ключевые слова: сети Петри, модель организма, концепция 5 элементов

The concept of the 5 elements are considered in terms of cybernetic aspect. Method of creation organism model based on the 5 element theory are described. For present model Petri nets are used

Key words: Petri nets, organism model, 5 elements concept

1. Введение

В основе китайской философской концепции У-СИН (У-СИН дословно переводится, как пять дви-

жений) лежат представления о существовании пяти первоэлементов, которые являются основой субстрата мироздания и наделяют все сущее своими характеристиками. Первоэлементы: дерево, огонь, земля,