

Министерство образования Республики Беларусь

Учреждение образования
«Белорусский государственный педагогический университет
имени Максима Танка»

**РАЗВИТИЕ
ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ НАУКИ
В БГУ**

*Материалы
научно-практической конференции*

г. Минск, 19 ноября 2015 г.

Минск 2016

Представлены результаты анализа магнитного состояния цилиндрической композиционной системы, включающей два элемента в виде внутреннего сплошного и наружного полого цилиндрических элементов как единого целого при позиционировании системы во внешнем поле, неколлинеарном нормали к образующей системы. Полученные из первых принципов на основе решения уравнения Лапласа для потенциала в двумерном приближении выражения для радиальной и азимутальной компонент поля применены для выявления масштаба и характера распределения напряженности во внешнем и внутреннем цилиндрах в зависимости от проницаемости материалов системы и окружения, геометрических параметров.

The data of the analysis for magnetic state of cylinder composite system consisted of the inner cylinder element contacting together with outer cylinder lay that both having been placed into an external homogeneous field are represented for the case of inclined orientation of cylinder system to the vector of external magnetic field. Following to the two dimensional Laplas equation decision for magnetic potential the radial and azimuth components of magnetic field are got and are used for concretization of field distribution throw inner and outer elements as a function of the material penetration, the geometry, the external field incline.

Введение

и постановка задачи Явление размагничивания постоянных магнитов подразумевается обычно в нескольких смыслах. С одной стороны, энергия собственного поля магнита пропорциональна его объему и при отсутствии внешнего поля стремится уменьшиться путем расслоения объема магнетика на отдельные однородно намагниченные области – домены. Магнитные поля доменов ориентированы нерегулярно и в значительной степени компенсируют друг друга. Непосредственно на границах раздела между доменами – доменных стенках – коллинеарность элементарных моментов ионов, конечно, нарушена и энергия, соответственно, возрастает. Энергия, связанная с образованием доменной стенки, пропорциональна ее площади и, значит, при достаточно малых размерах образца может превысить энергию собственного поля в объеме домена. Соответственно, магниты малого размера имеют однородный характер намагниченности, который, например, для частиц сферической формы из железа, кобальта, никеля, магнетита и подобных составляет $10^{-6} - 10^{-5}$ см, что вполне может быть использовано в магнитных суспензионных системах.

При измерении свойств по коэрцитивности и остаточной индукции петля гистерезиса изображается в координатах индукция (намагниченность) – напряженность поля, как зависимость наведенной усредненной (силовой) характеристики под действием локального возмущения. Домены как однородные элементы измерения идеально подходят для этих целей в смысле обеспечения чистоты эксперимента, однако измерять характеристики материалов на образцах с размерами в 10^{-2} – 10^{-1} мкм в поперечнике весьма затруднительно. В этом смысле для образцов большого масштаба – от микронных до миллиметровых и далее их конечность по размерам приводит к тому, что при размещении такой системы во внешнем однородном поле, поле внутри объема и наведенный момент будут неоднородными, если только форма образца не обладает симметрией двухосного эллипсоида [1–5].

Возникает проблема по возможности корректного сопоставления наведенной индукции, магнитного момента в поле заданной напряженности при адекватном учете геометрии тестируемого образца. Ниже представлены результаты анализа топологии внутреннего поля цилиндрической бинарной структуры, как толстостенного цилиндра, заполненной некоторым материалом, при его позиционировании во внешнем однородном поле, которое может относиться, например, к измерительной системе. Рассмотрение проводится с позиций выявления масштаба магнитного экранирования внутренней полости цилиндра, установления способов повышения однородности поля по объему образца не совсем правильной формы. Для замкнутости рассмотрения используется несколько упрощающих приближений.

Методология рассмотрения и исходные посылки

В общем случае при позиционировании цилиндрической системы во внешнем однородном поле формирование структуры силовых линий в объеме определяется вкладом двух составляющих поля относительно образующей цилиндра – нормальной и коллинеарной. Для нормальной компоненты действуют, как известно, эффекты размагничивания с характерным коэффициентом 0.5 для приближения длинного цилиндра. Для коллинеарной составляющей внешнего поля в этом случае размагничивание отсутствует. Соответственно, результирующее поле в общем случае наклона внешнего поля к нормали к оси системы является результатом суперпозиции двух вкладов. Таким образом, рассмотрение указанной проблемы магнитостатики композиционной цилиндрической системы, расположенной во внешнем однородном поле при ориентации под некоторым углом, подразумевает учет воздействия друг на друга двух коаксиальных цилиндрических магнитных элементов. При этом, как указано ранее, поперечное к цилиндрам внешнее поле проникает в объем неоднородно (рисунок 1). В зависимости

от геометрии системы – отношения радиуса к длине – размагничивающие явления могут существенно исказить топологию поля в объеме и в рассматриваемом случае наклонного расположения цилиндра его длина принята большой в сравнении с диаметром. Это позволяет рассматривать плоскую задачу для нормальной составляющей внешнего поля к образующей цилиндра. Модифицирование ситуации с заполнением внутренней полости внешнего цилиндра иным магнитным материалом, проницаемость которого может изменяться в широких пределах: от диамагнитных значений до состояния, характерного для сильных магнетиков, приводит к ряду выводов, привлекающих с точки зрения метрологии и интерпретации результатов эксперимента [4–8].

Методы анализа и обсуждение результатов

Для замкнутости анализа и самосогласованности расчета выбрана полярная симметрия, что позволяет упростить оценки и дает представления о порядке искомых величин для проводников с сечением, отличающимся от кругового. Схема комбинированного двухэлементного коаксиального цилиндра относительно нормальной к образующей составляющей внешнего поля, представленная на рисунке 1, позволяет определить топологию поля в системе и ее окрестности для нормальной к образующей цилиндра составляющей, ориентированной вдоль оси OX .

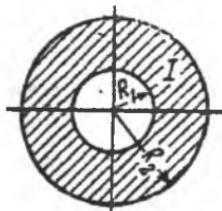


Рисунок 1 – Поперечное сечение комбинированного двухэлементного образца при оценке воздействия нормальной к оси компоненты внешнего магнитного поля на поле, индуцируемое в объеме материала. R_1 и R_2 – радиусы внутреннего и внешнего цилиндров

Рассмотрение выполнено в традиционном приближении суперпозиции первоначального и наведенного полей с применением уравнений:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = 0; \operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad (1)$$

где \mathbf{H} и \mathbf{B} – векторы напряженности и индукции магнитного поля – и формализма магнитного потенциала φ ввиду отсутствия тока проводимости. Напряженность можно представить как градиент потенциала $\mathbf{H} = -\operatorname{grad} \varphi$, а сам потенциал выявить, используя уравнение Лапласа [6 – 10].

В рассматриваемом случае поле несимметрично относительно оси цилиндра, азимутальная и радиальная компоненты не равны нулю, и уравнение для потенциала φ имеет вид:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \vartheta^2} = 0, \quad (2)$$

r и ϑ — радиальная и азимутальная координаты. В рамках традиционных подходов возможно искать решение методом разделения переменных [8–14].

В задаче наличествуют три зоны, свойства которых различаются — они обозначены индексами o (внутренний сплошной проводник), i (полый цилиндрический проводник), e (внешняя область пространства). Потенциал нормальной компоненты внешнего однородного поля H_1 , ориентированного вдоль оси X , можно представить как $\varphi_1 = \varphi_{o1} - H_1 r \cos \vartheta$, здесь φ_{o1} — потенциал в плоскости $x = 0$. Следуя полученному выражению, внесение во внешнее однородное магнитное поле H_1 композиционного образца приводит к изменению поля и в объеме цилиндра (H_i) и во внешней зоне (H_e). Потенциал совокупного внешнего поля φ_e принято представлять как сумму потенциалов первоначального поля φ_1 и поля системы φ_2 , то есть $\varphi_e = \varphi_1 + \varphi_2$. Из условия исчезновения на бесконечности потенциал $\varphi_2 = \text{const}_1 r^{-1} \cos \vartheta$. Таким образом, потенциал суммарного поля вне проводника следует представить $\varphi_e = \varphi_{o1} - H_1 r \cos \vartheta + A r^{-1} \cos \vartheta$. Потенциал внутреннего поля φ_i должен на поверхности цилиндра трансформировать внутреннее поле во внешнее непрерывным образом, что означает функциональное подобие φ_i и φ_e , то есть $\varphi_i = B r \cos \vartheta + C r^{-1} \cos \vartheta$.

Для избежания расходимости на оси потенциал внутренней области принято выбирать как $\varphi_o = D r \cos \vartheta$. Получая дифференцированием указанных потенциалов поля в трех областях и используя условия непрерывности на границах раздела тангенциальных и нормальных компонент векторов напряженности и индукции соответственно, возможно определить постоянные интегрирования. То есть после записи градиентов для φ_e , φ_i и φ_o и «сшивания» полей на интерфейсе были выявлены векторы напряженности в трех областях:

$$H_o = (r \cos \theta - \theta \sin \theta) \frac{\mu_o}{\mu_o + \mu_i} \frac{4H_1}{\frac{\mu_i + \mu_e}{\mu_e} + \frac{R_1^2}{R_2^2} \frac{\mu_i - \mu_o}{\mu_i + \mu_o} \frac{\mu_i - \mu_e}{\mu_e}}, \quad (3)$$

$$H_i = \frac{2H_1}{\frac{\mu_i + \mu_e}{\mu_e} + \frac{R_1^2}{R_2^2} \frac{\mu_i - \mu_o}{\mu_i + \mu_o} \frac{\mu_i - \mu_e}{\mu_e}} \left[r \left(1 + \frac{R_1^2}{r^2} \frac{\mu_i - \mu_o}{\mu_i + \mu_o} \right) \cos \theta - \theta \left(1 - \frac{R_1^2}{r^2} \frac{\mu_i - \mu_o}{\mu_i + \mu_o} \right) \sin \theta \right],$$

$$H_e = H_1 \left\{ (r \cos \theta - \theta \sin \theta) + (r \cos \theta + \theta \sin \theta) \frac{R_2^2}{r^2} \left[1 - \frac{2 \left(1 - \frac{R_1^2 (\mu_i - \mu_o)}{R_2^2 (\mu_i + \mu_o)} \right)}{\frac{\mu_i + \mu_e}{\mu_e} + \frac{R_1^2 (\mu_i - \mu_o)}{R_2^2 (\mu_i + \mu_o)} \frac{\mu_i - \mu_e}{\mu_e}} \right] \right\}.$$

Здесь, как указано ранее, r , θ – единичные векторы полярной системы координат; H_1 – первоначальное внешнее однородное поле установки, μ_o , μ_i и μ_e – магнитная проницаемость материалов, расположенных по зонам: o (внутренний сплошной проводник), i (стенка цилиндрического проводника), e (внешняя область пространства) соответственно.

Из соотношений (3) можно составить общее представление о топологии магнитного поля в объеме комбинированной цилиндрической системы. Так, поле вне проводника содержит неоднородную добавку, величина которой обратно пропорциональна квадрату расстояния. То есть первоначальное поле в присутствии проводника искажено вблизи него и только на больших расстояниях трансформируется к H_1 . Соответственно, и поле внутри внешнего проводника H_i неоднородно и имеет сложную зависимость от координат. Выявленные зависимости подвержены верификации при переходе к некоторым предельным значениям входящих в них параметров. Так, в частности, из выражений для H_o и H_i следует, что в случае $\mu_o \rightarrow \mu_i$ выражения для H_o и H_i трансформируются в известное соотношение

$$H_i = \frac{2\mu_e}{\mu_i + \mu_e} H_1. \text{ Существенно, что в этом случае поле } H_i \text{ теряет свою}$$

пространственную зависимость и становится однородным.

Нерегулярность поля по объему тестируемого образца, как известно, воздействует на точность восстановления намагниченности. Для композиционной системы поле в объеме можно характеризовать выражением, в котором учтено действие радиального и тангенциального вкладов посредством зависимости этих составляющих от угла по закону квадрата косинуса. Представленное ниже выражение (4) определяет топологию магнитного поля внутри проводника в функции радиуса и угла при перемещении от внутренней поверхности внешнего цилиндра к наружной.

$$H_i(r) := \frac{2H_1 \left[1 + \left[\frac{R_1^2 (\mu_i - \mu_o)}{r^2 (\mu_i + \mu_o)} \right]^2 + 2 \left[\frac{R_1^2 (\mu_i - \mu_o)}{r^2 (\mu_i + \mu_o)} \right] \left[2(\cos(\theta))^2 - 1 \right] \right]^2}{\frac{\mu_i + \mu_e}{\mu_e} + \frac{R_1^2 (\mu_i - \mu_o) (\mu_i - \mu_e)}{R_1^2 (\mu_i + \mu_e) \mu_e}}. \quad (4)$$

Следуя (4), поле в стенке внешнего цилиндра может возрастать, уменьшаться и оставаться неизменным вдоль радиальной координаты в зависимости от полярного угла, что отображено на рисунках 2–4. Например, для угла $\Theta = 0$ внутреннее поле уменьшается с перемещением к внешнему радиусу слоя, при угле $\Theta = \pi/2$ перемещение вдоль радиуса приводит к незначительному возрастанию внутреннего поля цилиндра, для промежуточного направления ($\Theta = \pi/4$) наблюдается смешанный тип – зависимость внутреннего поля вдоль радиуса: для меньших значений магнитного упорядочения материала внутреннее поле возрастает при приближении к внешнему радиусу цилиндра, а при сравнительно больших значениях магнитной проницаемости, то есть для более упорядоченных сред, индуцированное поле снижается, указывая на то, что можно выявить ситуацию, когда указанная характеристика выйдет на определенный уровень стабилизации.

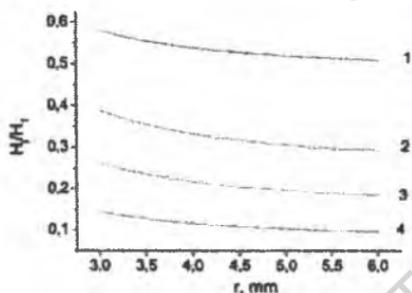


Рисунок 2 – Внутреннее поле наружного цилиндра, приведенное к внешнему полю H_1 в функции радиуса вдоль направления исходного поля. Радиусы полого цилиндра – 3 и 6 мм соответственно. Магнитная проницаемость материалов: внутреннего цилиндра – 2; наружного цилиндра – 3 (1), 6 (2), 10 (3), 20 (4)

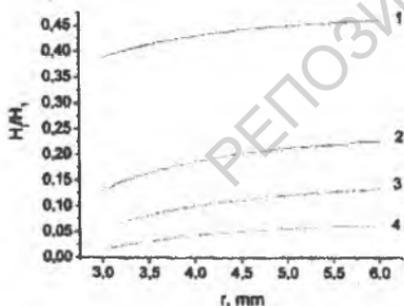


Рисунок 3 – Внутреннее поле наружного цилиндра, приведенное к внешнему полю H_1 в функции радиуса вдоль направления, перпендикулярного исходному полю. Радиусы полого цилиндра 3 и 6 мм соответственно. Магнитная проницаемость материалов: внутреннего цилиндра – 2; наружного цилиндра – 3 (1), 6 (2), 10 (3), 20 (4)

На рисунке 5 представлены зависимости внутреннего поля в сердцевине комбинированной коаксиальной системы, когда в ходе расчета варьируется магнитная проницаемость материала наружного цилиндрического слоя, а проницаемость материала сердцевины выступает за заданный параметр. Из рисунка 5 видно, что сравнительно высокая магнитная изоляция сердцевины реализуется при низких уровнях проницаемости среды в этой области. Так, для приближения обычного вакуума поля ослабевает на несколько порядков при проницаемости наружной оболочки в несколько сотен.

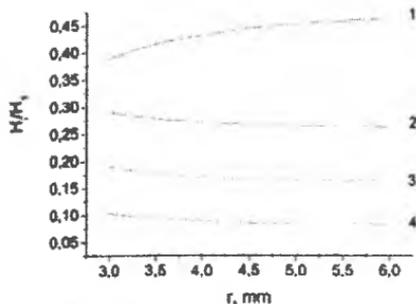


Рисунок 4 – Внутреннее поле наружного цилиндра, приведенное к внешнему полю H_0 в функции радиуса вдоль направления под углом $\pi/4$ к вектору исходного поля. Радиусы наружного цилиндра – 3 и 6 мм соответственно. Магнитная проницаемость материалов: внутреннего цилиндра – 2; наружного цилиндра – 3 (1), 6 (2), 10 (3), 20 (4)

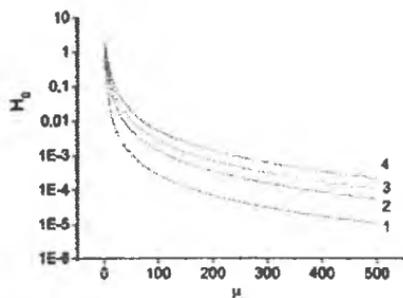


Рисунок 5 – Поле внутренней цилиндрической области комбинированной системы, приведенное к единичному внешнему полю установки для соотношения наружного и внутреннего радиусов наружного цилиндра R_2/R_1 , равного 1.5, в функции магнитной проницаемости материала наружной цилиндра при проницаемости центральной области μ_0 : 1 (1); 5 (2); 10 (3); 20 (4)

Полученные выражения могут быть применены для детального выявления масштаба изменения магнитного поля центральной области, где его локальная топология абсолютно не чувствительна к точке наблюдения, то есть внутреннее поле не искажается и остается однородным, но перенормированным в большей или меньшей степени за счет магнитных свойств сред, входящих в состав коаксиального композита. Высокие значения проницаемости материала сердцевины позволяют реализовать в ней высокую однородность при не очень существенном снижении его общей величины, если использовать материал наружного цилиндрического слоя с малой проницаемостью, что исключить шунтирование силовых линий. Естественно, что для геометрии, отвечающей прямоугольному сечению измеряемого образца, аналитические выражения будут сложнее, если их вообще возможно получить в каком-либо замкнутом приближении. В этом случае понятие магнитного экранирования для образцов низкой симметрии может стать достаточно актуальным, поскольку в случаях, когда образец после синтеза в реакторе имеет не совсем правильную форму и не желательна даже частичная обработка его поверхности, улучшить состояние однородности внутреннего тестирующего поля возможно за счет рассмотренного магнитного экранирования.

В приближении длинной цилиндрической системы, как указывалось ранее, можно выделить два характерных положения для ориентации во

внешнем поле. То есть кроме традиционной, когда ось цилиндра параллельна внешнему полю и проблем с размагничиванием нет, целесообразно применение нормального ориентирования образующей цилиндра к внешнему полю. Это позволит также при не очень высоких значениях магнитной проницаемости материала оболочки достичь существенной однородности в центральной зоне, правда, на несколько уменьшенных значениях его величины по отношению к продольной ориентации цилиндра. Позиционирование подобной системы при двух ориентациях с приведением искомой величины к одному значению предоставляет возможность изыскать способы повышения точности расчета характеристик по данным измерений. Идеальное позиционирование в условиях эксперимента затруднительно, и следует оценить ситуацию при некотором наклоне нормали к оси системы по отношению ко внешнему полю.

С учетом наклонного расположения образца, соотношения (3) определяют действие только нормальной к оси составляющей внешнего поля $H_{1\perp} = H_1 \cos \alpha$. Для продольной составляющей вдоль образующей $H_{1\parallel} = H_1 \sin \alpha$ и, соответственно, две указанные компоненты поля в приближении заданного рассмотрения приведут к новому значению в объеме комбинированной системы. Для наружного полого цилиндра распределение поля его по объему с учетом действия двух компонент можно определить, просуммировав последовательно вклады по плоскости и вдоль образующей цилиндра

$$H_i = \left((H_{i\perp})^2 + (H_{i\parallel})^2 \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (5)$$

В явном виде полное внутреннее поле в толще внешнего цилиндра будет распределено в соответствии со следующей схемой:

$$H_i = \left(\left[\frac{2H_1}{\frac{\mu_i + \mu_e}{\mu_e} + \frac{R_1^2}{R_2^2} \frac{\mu_i - \mu_o}{\mu_i + \mu_o} \frac{\mu_i - \mu_e}{\mu_e}} \right]^2 \left[\left(1 + \frac{R_1^2}{r^2} \frac{\mu_i - \mu_o}{\mu_i + \mu_o} \right)^2 \cos^2 \vartheta + \right. \right. \\ \left. \left. + \left(1 - \frac{R_1^2}{r^2} \frac{\mu_i - \mu_o}{\mu_i + \mu_o} \right)^2 \sin^2 \theta \right] \cos^2 \alpha + H_1^2 \sin^2 \alpha \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (6)$$

Из (6) следует, что нормальная к оси составляющая внешнего поля при незначительных отклонениях направления поля от нормали к образующей претерпевает меньшие изменения, чем продольная. То есть результирующий сигнал в ходе измерений как бы формируется состоянием намагни-

ченности от поля, идентичному исходному, которое строго нормально к оси, с точностью до второго порядка по малому параметру отклонения.

Для повышения результативности эксперимента целесообразно выбирать образцы с формой, отвечающей близким к предельным значениям коэффициента размагничивания. Геометрия образцов с промежуточными соотношениями по размерам, когда образец имеет форму куба либо шара, приведет к значениям коэффициента порядка $1/3$ и неоднородности поля не столько из-за самой сферы – в идеальной сфере поле однородно, – сколько из-за трудностей технологической выдержки требуемой симметрии. В этом смысле длинная композиционная цилиндрическая система удобна, поскольку позволяет выявлять характеристики для двух характерных ориентаций в тестирующем поле.

В целом результаты анализа показывают, что обеспечить адекватность условий эксперимента требованиям измерений с высокой однородностью поля по объему образца достаточно трудно, особенно в условиях ограниченности пространства измерительной ячейки. Для повышения точности регистрации и обеспечения низкого уровня градиентности возможно использовать эффекты взаимного влияния полей в композиционной системе. Подобная задача возникает и в других областях физики, например, для низкотемпературных проводящих кабелей на основе сверхпроводников и нормальных высокочистых металлов для уменьшения магнитных напряжений и соответствующих омических потерь. Из полученных соотношений можно определить топологию поля в объеме цилиндрического комбинированного двухэлементной системы и оценить требуемую проницаемость и толщину защитного покрытия, которые могут обеспечить экранировку образца от внешнего поля с достижением заданной степени однородности. Покрытие из магнитного материала с физической точки зрения шунтирует через себя избыточные силовые линии и внутренний рабочий образец пусть и не очень правильной формы окажется в более благоприятных условиях в смысле однородности.

Таким образом, полученные из первых принципов выражения для угловой и радиальной зависимости магнитного поля в объеме цилиндрической композиционной системы с конечным уровнем отклонения вектора поля от нормали к оси цилиндра дают возможность смоделировать и рассчитать топологию поля по объему системы применительно к выявлению намагниченности и восприимчивости по данным эксперимента с учетом эффектов конечности размеров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вонсовский, С. В. Магнетизм / С. В. Вонсовский. – М. : Наука. – 1971. – 1032 с.
2. Афанасьев, Ю. В. Средства измерения параметров магнитного поля / Ю. В. Афанасьев, Н. В. Студенцов, В. М. Хорев. – Л. : Энергия, 1979. – 254 с.

3. Классическая электродинамика / Дж. Джексон. – М. : Мир, 1962. – 702 с.
4. Ландау, Л. Д. Электродинамика сплошных сред / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М. : Наука, 1982. – 624 с.
5. Romanovski, V. R. Peculiarities of transport current penetration in a composite superconductor taking into account different models of flux creep / V. R. Romanovski // *Cryogenics*. – 2002. – Vol. 42, N 1. – P. 29–37.
6. Lamminpaa, B. Characterization of thin films based on reflectance and transmittance measurements at oblique angles of incidence / S. Nevas, F. Manoocheri, E. Ikonen // *Appl. Opt.* – 2006. – 45. – P. 1392 – 1396.
7. Диэлектрические свойства тонких пленок мультиферроиков Bi1-x R_x FeO₃, (R = La, Nd, Gd) / А. Ф. Ревинский [и др.] // *Современные научные проблемы и вопросы преподавания теоретической и математической физики, физики конденсированных сред и астрономии: IV Республ. научно-метод. конф., г. Брест 20–21 сентября 2012 г. / Брестский гос. ун-т А. С. Пушкина; редкол.: В. А. Плетюхов [и др.]. – Брест, 2012. – С. 84–86.*
8. Белоконь, В. И. Магнитные фазовые переходы в аморфных системах с конкурирующими обменными взаимодействиями / В. И. Белоконь, К. В. Нефедов // *ФТТ*. – 2002. – Т. 44, вып. 9, С. 1632–1634.
9. Явление размагничивания на примере внутреннего поля длинного цилиндра / Соболев В. Р. [и др.] // *Сб. материалов междунар. науч.-практ. конф. «Актуальные вопросы теоретической физики, физики конденсированных сред и астрофизики» (2–3 окт. 2014, Брест), Брест. Гос. ун-т им. А. С. Пушкина; под общ. ред. А. В. Демидчика. – Брест, БрГУ, 2014. – С. 91–96.*
10. Устинович, Д. Ф. Вязкостные эффекты перемагничивания образца при абразивной обработке в магнитном поле / Д. Ф. Устинович, В. Р. Соболев, О. Н. Мазуренко // *Вестн. НАНБ*. – 2004. – № 1. – С. 14–17.
11. Анполонский, С. М. Справочник по расчету электромагнитных экранов / С. М. Анполонский. – Ленинград : Энергоиздат. – 1988. – 224 с.
12. Huang X., Eyssa Y. M. Stability of large current aluminium stabilized conductors. // *Cryogenics*, 1992. – Vol. 32, No 1. – P. 28–34.
13. Static stress effects in superconducting composites. Part I. Effects of uniaxial tensile and compressive stresses on critical temperatures of Cu-Nb, Cu-NbTi and bronze-Nb₃Sn composites // V. I. Dotsenko, I. F. Kislyak, V. T. Petrenko et al. // *Cryogenics*. – 2001. – Vol. 41, No 4. – P. 219–224.
14. Карлин, П. Магнетохимия / П. Карлин. – М. : Мир. – 1989. – 399 с.