внешнего магнитного поля H_0. Многочисленные эксперименты показали, что для данной ВГФН и модельной жидкости (пива, подверженного уксуснокислому брожению) при значениях внешнего магнитного поля H_0 в интервале от 60 до 180 кА/м скорость модельной жидкости выходит на насыщение после трех минут эксперимента и затем практически не изменяется со временем. В табл.1 приведены данные по изменению скорости потока модельной жидкости в зависимости от времени при значении внешнего магнитного поля H_0 = 180кА/м.

Таблица 1

Время эксперимента, с	Скорость потока модельной жидкости, мкм/с
0-180	14.5
180-480	9.8
480-780	9.3
780-1080	9.8

Таким образом, в настоящей работе показано, что ферромагнитная насадка в виде стальной иглы, помещенная в постоянное магнитное поле, создает стационарные потоки в окружающей ее жидкости, содержащей различные ионы, так же, как и ферромагнитная насадка в виде шарика малых размеров. Кроме того, показано, что существует определенное время стабилизации скорости потока модельной жидкости, которое зависит от параметров насадки, состава модельной жидкости и величины внешнего магнитного поля.

SUMMARY

The interaction of an element of high-gradient ferromagnetic needle-shaped packing placed in a homogeneous constant magnetic field, with a liquid (pH 2-3), containing suspension of microorganisms causing process of acetous acidic and lactic acidic fermentation or a suspension of unmagnetic fine-grained abrasive is investigated. It was shown, that the stationary flows of liquid are formed in the vicinity of a ferromagnetic particle in a homogeneous constant magnetic field.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Радовенчик В.М., Шутько А.П., Гомеля Н.Д. Водоочистка с использованием магнитных полей// *Химия и технология воды*, 1995.-Т.17.- №3.-С.274-300.
2. Насретдинов Э.С., Мажидов К.Х., Рахимов Р.Б. Применение магнитного поля в пищевых производствах //*Хранение и переработка сельхозсырья*,1997.-№7.-С.47-48.
3. Горобец Ю.И., Горобец С.В., Пименов Ю.Н., Мельничук И.А. Образование стационарных потоков жидкости в окрестности ферромагнитной частицы в постоянном магнитном поле// Науковий вісник МГА України, 1998.- Вип.3.- С.70-73.

Поступила в редколлегию 7 июня 1999 г.

УДК 622.621.928

ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ТРЕХМЕРНЫХ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ В ЛЕГКОПЛОСКОСТНОМ ФЕРРОМАГНИТИКЕ

О.Ю.Горобец, асп.
(Институт Магнетизма НАН Украины)

На сегодняшний день большой теоретический интерес представляет исследование статических и динамических солитонных решений уравнения Ландау-Лифшица в магнетиках, которым посвящены работы многих авторов [1-3]. Особый тип солитонных решений уравнения Ландау-Лифшица в магнетиках - локализованные распределения намагниченности, которые характеризуются тем, что всем бесконечно удаленным от солитона точкам координатного пространства соответствует одно и то же значение намагниченности $\vec{M}_0$. Это значение намагниченности отвечает основному состоянию ферромагнетика. Наиболее подробно изучены одномерные локализованные солитоны, но для двух- и трехмерных солитонов можно сделать мало общих утверждений, касающихся их систематики [1]. Поэтому исследование физических свойств трехмерных локализованных решений уравнения Ландау-Лифшица в ферромагнетике является актуальной задачей одного из направлений современного магнетизма - направления, изучающего магнитные солитоны. В работе [4] было найдено статическое медленно убывающее с расстоянием трехмерное неоднородное распределение намагниченности в окрестности точечного дефекта в ферромагнетике, а в [5] вычислена восприимчивость таких распределений. Но распределение намагниченности типа [4] не является солитоном в общепринятом смысле слова, т.к. неограниченное возрастание азимутального угла вектора намагниченности $\vec{M}$ при $|\vec{r}| \to 0$ делает необходимым введение дефекта в нуле. В данной работе на основе модели, в которой учитываются инварианты более высокого порядка, чем стандартный вид энергии ферромагнетика в обменном приближении, получены статические трехмерные, локализованные, ограниченные во всех точках координатного пространства решения уравнения Ландау-Лифшица в легкоплоскостном ферромагнетике, а также вычислена восприимчивость таких распределений намагниченности. При этом, в частности, сферически-симметричное распределение намагниченности, полученное в данной работе, переходит в сферически-симметричное решение [4] при $|\vec{r}| \to \infty$.

Запишем энергию ферромагнетика E в обменном приближении, считая, что характерные размеры неоднородного распределения намагниченности малы и, следовательно, магнитостатику можно не учитывать. При этом в отличие от [4] в (1) включены по аналогии с работой [5] инварианты более высокого порядка, чем стандартный вид энергии ферромагнетика в обменном приближении:

$$E = \int \left\{ \frac{\alpha}{2}\left(\frac{\partial \vec{M}}{\partial x_i}\right)^2 + \frac{\beta}{2}\left(\frac{\partial^2 \vec{M}}{\partial x_i \partial x_j}\right)^2 + \Phi \right\} - \int (\vec{M}\vec{H})dV + \delta \int M_z^2 dV \ , \quad (1)$$

здесь α, β - обменные постоянные;

$\vec{H}$ - внешнее магнитное поле;

δ - постоянная анизотропии типа легкая плоскость;

Ф - сумма инвариантов, содержащих производные намагниченности в степенях больших, чем вторая степень, и более старшие производные намагниченности, чем вторая производная.

Считая легкоплоскостную анизотропию очень сильной, введем следующую параметризацию (плоскость XY-легкая плоскость):

$$\begin{cases} M_x = M_0 \cos\varphi \\ M_y = M_0 \sin\varphi \ ; \\ M_z = 0 \end{cases} \quad (2)$$

где M_0 - величина намагниченности;

φ - угол между $\vec{M}$ и осью OX.

Для определенности, направив внешнее магнитное поле вдоль оси OX, получим

$$E = \frac{M_0^2}{2} \int dV \left\{ \alpha \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x_i} \right)^2 + \beta \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_i \partial x_j} \right)^2 + \hat{F}(\varphi) \right\} - M_0^2 \int dV \cdot h \cos \varphi \quad , (3)$$

где $h = \dfrac{H}{M_0}$, $\hat{F}$ - функция, содержащая производные функции φ в степени, большей двух, получается в результате параметризации (2) выражения Φ. Явный вид Φ и $\hat{F}$ не рассматривается, т.к. все слагаемые, входящие в них, либо малы (т.к., как правило [5], по порядку величины для обменных постоянных при старших инвариантах справедливы следующие оценки:

$\beta \approx \alpha c^2$; c - постоянная решетки; а обменные постоянные при инвариантах, включенных в Φ, много меньше β или порядка β), либо дают неквадратичный вклад по производным от намагниченности (а следовательно, и по φ) и приводят к нелинейности.

Из условия экстремума энергии $\delta E = 0$ следует:

$$\alpha \Delta \varphi - \beta \Delta (\Delta \varphi) - h \sin \varphi = \hat{L} \varphi \, ,$$

где $\hat{L}\varphi$ - нелинейный дифференциальный оператор, возникающий при варьировании слагаемого $\hat{F}(\varphi)$ в выражении для энергии (3).

Будем искать решение уравнения (4) в виде

$$\varphi = \varphi_0(r) + \varphi_1 \, , \qquad (5)$$

где

$$\alpha \Delta \varphi_0 - \beta \Delta (\Delta \varphi_0) - h \sin \varphi_0 = 0 \, . \qquad (6)$$

Наиболее общее решение уравнения (6) для малых φ_0 (при $\sin\varphi_0 \approx \varphi_0$), удовлетворяющее условию обращения его в нуль на бесконечности, имеет вид:

$$\varphi_0 = \left(A_1 \frac{e^{-\lambda_1 r}}{r^{l_1}} \sum_{k=0}^{l_1} a_k r^k \cdot Y_{l_1 m}(\theta, \phi) - A_2 \frac{e^{-\lambda_2 r}}{r^{l_2}} \sum_{k=0}^{l_2} b_k r^k \cdot Y_{l_2 m}(\theta, \phi) \right),$$

$$a_{k+1} = \frac{2\lambda_1 (k - l_1) a_k}{(k + 1 - l_1)(k - l_1) - l_1 (l_1 + 1)}, \quad a_0 = 1,$$

$$b_{k+1} = \frac{2\lambda_2 (k - l_2) b_k}{(k + 1 - l_2)(k - l_2) - l_2 (l_2 + 1)}, \quad b_0 = 1, \qquad (7)$$

где $\lambda_1 = \sqrt{\dfrac{\alpha + \sqrt{\alpha^2 - 4h\beta}}{2\beta}}$; $\lambda_2 = \sqrt{\dfrac{\alpha - \sqrt{\alpha^2 - 4h\beta}}{2\beta}}$; для $h < \dfrac{\alpha^2}{4\beta}$,

k, $l_1 > 0$, $l_2 > 0$ - целые числа; Y_{lm} - сферические функции; θ, ϕ - полярный и азимутальный углы радиус-вектора в сферической системе координат;

A_1, A_2 - некоторые постоянные.

Физический смысл имеют только те решения из (7), которые ограничены в нуле. Ограниченные в нуле решения можно получить, полагая в (7)

$A_1 = A_2 = A$, $l_1 = l_2 = l$. В частности, при $l = 0$ получается сферически симметричное решение уравнения (6) для малых φ_0:

$$\varphi_0 = \frac{A}{r}\left(e^{-\lambda_1 r} - e^{-\lambda_2 r}\right), \qquad (8)$$

при $l=1$, $m=0$ общее решение (7) принимает вид

$$\varphi_0 = \frac{A}{r^2}\left(e^{-\lambda_1 r} - e^{-\lambda_2 r} + \lambda_1 r e^{-\lambda_1 r} - \lambda_2 r e^{-\lambda_{21} r}\right)\sqrt{\frac{3}{4\pi}}\cos\theta. \qquad (9)$$

Нетрудно убедиться, что решения (8) и (9) ограничены в нуле. Проанализируем добавку к магнитному моменту однородного распределения, индуцируемую сферически симметричным распределением намагниченности (8), которая равна магнитному моменту ферромагнетика, содержащего неоднородное распределение намагниченности, *из значения которого вычтен магнитный момент* однородно намагниченного ферромагнетика:

$$m_x = -\int\frac{\varphi_0^2}{2}M_0 dV, \quad m_y = \int\varphi_0 M_0 dV, \qquad (10)$$

т. к. для малых углов φ справедливы соотношения $\sin\varphi \approx \varphi$, $\cos\varphi \approx 1 - \frac{\varphi^2}{2}$.

В результате несложных вычислений можно получить:

$$m_x = \frac{-\pi M_0 A^2(\lambda_1 - \lambda_2)^2}{\lambda_1\lambda_2(\lambda_1 + \lambda_2)}, \quad m_x = \frac{4\pi M_0\left(\lambda_2^2 - \lambda_1^2\right)}{\lambda_1^2\lambda_2^2}. \qquad (11)$$

Восприимчивость неоднородного распределения намагниченности (8) рассчитывается по формулам:

$$\chi_{xx} = \frac{1}{M_0}\frac{\partial m_x}{\partial h}, \quad \chi_{xy} = \frac{1}{M_0}\frac{\partial m_y}{\partial h}. \qquad (12)$$

Учитывая (10), можно получить следующую зависимость восприимчивости от поля для малых внешних магнитных полей:

$$\chi_{xx} = \frac{\pi A^2\sqrt{\alpha}}{2}h^{-\frac{3}{2}}, \quad \chi_{xy} = 4\pi A\alpha h^{-2}. \qquad (13)$$

Если в единице объема ферромагнетика содержится n неоднородных распределений намагниченности типа (8) и n не слишком велико (т. е. необходимо, чтобы эффективный размер неоднородного распределения намагниченности был много меньше расстояния между ними), то восприимчивость совокупности таких распределений намагниченности будет иметь вид:

$$\chi_{xx} = \frac{-\pi n A^2\sqrt{\alpha}}{2}h^{-\frac{3}{2}}, \quad \chi_{xy} = 4\pi n A\alpha h^{-2}. \qquad (14)$$

В формуле (14) постоянная A не определена, ее можно определить из условия разрешимости уравнения (4) в виде (5), т.е. из условия ортогональности решения однородного уравнения (4) правой части. Оценка величины A дает $A \approx 10^{-6}$ - 10^{-7} *см.*

Таким образом, в данной работе показано, что наличие в ферромагнетике даже небольшой концентрации неоднородных распределений намагниченности типа (6) приводит к появлению особенности в восприимчивости при стремлении внешнего магнитного поля к нулю (см. формулу (14)). Причем функциональное поведение этой особенности отличается от функционального поведения особенности в восприимчивости однородно намагниченного легкоплоскостного ферромагнетика, и, следовательно, существование таких неоднородных распределений намагниченности может быть подвергнуто экспериментальной проверке. Интересно заметить, что функциональная зависимость восприимчивости от магнитного поля (14) совпадает с аналогичной зависимостью восприимчивости неоднородных распределений намагниченности в окрестности точечных магнитных дефектов, найденной в [6]. Так как точечный дефект в [6] - это шар малого радиуса, внутри которого намагниченность считается постоянной, а распределение намагниченности в [6] вдали от дефекта совпадает с распределением (6), то можно сделать вывод, что основной вклад в восприимчивость дает "хвост неоднородного распределения намагниченности".

SUMMARY

The model allowing to receive slow decreasing with distance three-dimensional localized and limited in all points of coordinate spaces distributions of magnetization is offered in given work. The invariants of higher order. than the invariants in the standard energy of ferromagnet in the exchange approximation are included. The susceptibility of distributions of magnetization is calculated in the paper. So, it is shown that even small concentration of such distributions of magnetization leads to singularity when the magnetic field approaches to zero. The functional dependence of the singularity differs from the functional dependence of the singularity in susceptibility of homogeneous easy plane ferromagnet.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Косевич А.М., Иванов Б.А., Ковалев А.С. Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны.- Киев: Наукова думка, 1983.-190 с.
2. Современные проблемы теории магнетизма. Сб. науч. трудов. - Киев: Наук.думка, 1986.-168 с.
3. Иванов Б.А. Локальные моды и рассеяние спиновых волн в изотропном ферромагнетике// *Письма в ЖЭТФ*,1992.- № 11.-С. 898-902.
4. Горобець О.Ю. Український фізичний журнал, 1997.- Т.42.- № 6.
5. Хуберт А. Теория доменных стенок в однорядочных фазах.- М: Мир, 1977.-306 с.
6. Gorobets O.Yu. Distribution of magnetization of the easy plane ferromagnetic and antiferromagnetic that include point magnetic defects// Вестник Донецкого госуниверситета, 1999.- №1.

Поступила в редколлегию 7 июня 1999 г.

УДК 535.5.511

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ОПТИЧЕСКОЙ ЮСТИРОВКИ ФАЗОВОГО КОМПЕНСАТОРА ЭЛЛИПСОМЕТРА

В.В.Бобро, А.И.Семененко, проф.

(Институт прикладной физики НАН Украины)

Большой интерес в эллипсометрии представляет ситуация, связанная с некоторой неопределенностью в выборе юстировочного параметра K_0, отвечающего совпадению «быстрой» оси компенсатора с плоскостью