

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ДАГЕСТАНСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ
ДАГЕСТАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ

СБОРНИК ТРУДОВ

VII международного семинара
22 ноября 2005 г., Махачкала

*Конференция проводится при поддержке Российской Академии Наук и
Российского фонда фундаментальных исследований
(код проекта 05-02-26137)*

Махачкала 2005

МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ

**Сборник трудов VII международного семинара
22 ноября 2005 г., Махачкала**

В настоящий сборник включены материалы, представленные на VII международный семинар "Магнитные фазовые переходы".

Семинар проводится Отделением физических наук РАН, секцией "Магнетизм" научного совета РАН "Физика конденсированных сред", Институтом физики Дагестанского научного центра РАН, Дагестанским государственным университетом.

Материалы воспроизведены с авторских оригиналов, в связи с чем Оргкомитет семинара не несет ответственности за допущенные опечатки и стилистические погрешности.

© Институт физики Дагестанского научного центра РАН, 2005.

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

Сопредседатели:	чл.-корр. РАН чл.-корр. РАН	И.К. Камилов , Россия Ю.А. Изюмов , Россия
Зам. Председателя:		Н.М. Крейнес , Россия
Ученый секретарь:		В.Г. Шавров , Россия В.А. Мирская , Россия

Члены оргкомитета:

академик РАН **А.Ф. Андреев**, Россия
чл.-корр. РАН **С.А. Никитов**, Россия
чл.-корр. РАН **Е.А. Туров**, Россия
В.Д. Бучельников, Россия
А.К. Звездин, Россия
А.М. Кадомцева, Россия
Р.З. Левитин, Россия
А.С. Маркосян, Россия
Х.А. Магомедов, Россия
С.А. Никитин, Россия
А.И. Соколов, Россия
П.Н. Стеценко, Россия
Ю.Л. Райхер, Россия
Б.Н. Шалаев, Россия

ЛОКАЛЬНЫЙ И ПРОГРАММНЫЙ ОРГАНИЗАЦИОННЫЕ КОМИТЕТЫ

Председатель:	А.К. Муртазаев
Ученый секретарь:	Н.С. Абакарова

Члены локального оргкомитета:

Ш.Б. Абдулвагидов
Я.К. Абуев
А.М. Алиев
Ш.М. Алиев
А.Б. Батдалов
М.М. Гусейнов
Х.И. Магомедгаджиев
М-Р.М. Магомедов

ТЕХНИЧЕСКАЯ ГРУППА

А.Б. Бабаев	В.А. Мутайламов
Ж.Г. Ибаев	М.-Ш.К. Рамазанов
И.Г. Дибиргаджиев	К.Ш. Хизриев
М.А. Магомедов	

Содержание

Секция А2. Магнитные фазовые переходы.....	5
Авторский список.....	84

Секция А2

Магнитные фазовые переходы

Критическая термодинамика двумерной модели Изинга и псевдо- ε -разложение

А.И.Соколов

*Санкт-Петербургский государственный электротехнический
университет "ЛЭТИ", Санкт-Петербург, Россия
e-mail: ais2002@mail.ru*

Недавно для теоретико-полевой версии двумерной модели Изинга – двумерной скалярной теории $\lambda\phi^4$ – были найдены пятипетлевые вклады в ренормгрупповые (РГ) функции [1,2], что в сочетании с известными четырехпетлевыми разложениями [3] позволило получить РГ ряды рекордной длины. Пересуммирование этих рядов, однако, показало [1], что высокий порядок теории возмущений не гарантирует достаточной точности при нахождении численных результатов. Так, координата вильсоновской фиксированной точки, даваемая пятипетлевым рядом для β -функции, превышает известное высокоточное значение [4] $g^* = 1.7543637(25)$ на 5%, а ренормгрупповая оценка критического индекса η отличается от 1/4 почти вдвое [1]. Эта ситуация резко контрастирует с тем, что мы имеем в случае трехмерных систем [3,5,6,7].

В этом докладе будет показано, что существует способ улучшить численные оценки, извлекаемые из двумерных РГ разложений. Речь идет об использовании техники псевдо- ε -разложения, предложенной Б. Никелом [5], которая позволяет превратить РГ разложения в альтернативные степенные ряды, обладающие более благоприятным поведением коэффициентов. Идея Б. Никела состоит в замене коэффициента при линейном члене в разложении β -функции на фиктивный малый параметр τ , нахождении координаты нетривиальной фиксированной точки g^* в виде ряда по τ и получении τ -разложений для критических индексов. Фактически этот метод уже применялся для вычисления критических индексов в двух измерениях [5], однако использование сравнительно коротких рядов не позволило выявить его преимуществ.

Будем исходить из пятипетлевых РГ разложений для β -функции и критических индексов γ и η , полученных в [1]; уточненное значение пятипетлевого вклада в γ^{-1} возьмем из [2]. Замена первого члена в разложении β -функции на $-\tau g$ и реализация описанного выше алгоритма дают:

$$g^* = \tau + 0.716173621 \tau^2 + 0.095042867 \tau^3 + 0.086080396 \tau^4 - 0.204139 \tau^5,$$

$$\gamma^{-1} = 1 - 0.333333333 \tau - 0.113701246 \tau^2 + 0.024940678 \tau^3 - 0.039896059 \tau^4 + 0.0645212 \tau^5,$$

$$\eta = 0.033966147 \tau^2 + 0.046628762 \tau^3 + 0.030925471 \tau^4 + 0.0256843 \tau^5. \quad (1)$$

Ряды по τ для g^* и γ^{-1} выгодно отличаются от исходных РГ разложений тем, что их старшие коэффициенты численно малы, хотя и имеют нерегулярные знаки. Малость коэффициентов позволяет получать из (1) надежные численные оценки, не прибегая к сложным методам суммирования. Построим для g^* и γ^{-1} обычные аппроксиманты Паде $[L/M]$ и положим в них $\tau = 1$. Результаты приведены в таблицах 1 и 2.

Таблица 1. Координата вильсоновской фиксированной точки.

M \ L	1	2	3	4	5
0	1.000	1.716	1.811	1.897	1.693
1	3.523 _{1.4}	1.826 _{7.5}	2.724 _{1.1}	1.837	
2	1.425	1.918 _{3.0}	1.850 _{6.1}		
3	2.601 _{1.4}	1.751			
4	1.194				

Таблица 2. Критический индекс γ .

M \ L	0	1	2	3	4	5
0	1.000	1.500	1.808	1.730	1.859	1.660
1	1.333	2.024 _{2.9}	1.744	1.778	1.777	
2	1.558	1.702	1.800 _{5.2}	1.777		
3	1.646	6.871 _{1.1}	1.772			
4	1.732	1.718				
5	1.714 _{6.1}					

В виде индексов у чисел стоят координаты тех полюсов аппроксимант Паде, которые лежат на вещественной положительной полуоси τ . Поскольку наилучшими аппроксимирующими свойствами обладают диагональные $[L/L]$ и близкие к ним аппроксиманты Паде, не имеющие полюсов при $\tau > 0$, наиболее достоверными оценками g^* следует считать числа 1.751 и 1.837 из таблицы 1. Усредняя по ним, мы приходим к результату $g^* = 1.794$, который лишь на 2% отличается от точного значения $g^* = 1.75436$. Как видно из таблицы 1, столь хорошую оценку позволяет получить именно пятипетлевое приближение; в более низких порядках почти все аппроксиманты Паде имеют "опасные" полюса, что ведет к сильному разбросу численных результатов. Этим, по-видимому, объясняется пессимизм, возникший ранее при работе с четырехпетлевыми рядами [5].

Аналогичная ситуация складывается при расчете критического индекса γ . Из таблицы 2 видно, что и здесь надежные оценки обеспечивает только пятипетлевое приближение. Действительно, числа, даваемые основными рабочими аппроксимантами $[2/3]$ и $[3/2]$, а также аппроксимантой $[4/1]$, почти совпадают друг с другом и близки к точному значению $\gamma = 1.75$.

Напротив, аппроксиманты $[2/2]$ и $[1/3]$, отвечающие четырехпетлевому приближению, имеют опасные полюса, причем у второй их них полюс лежит рядом с физическим значением $\tau = 1$, что ведет к сильному искажению результата.

Обратимся далее к индексу Фишера η . В этом случае использование псевдо- ε -разложения не дает видимых преимуществ. Складывая четыре члена разложения η по τ , получаем $\eta = 0.137$, а употребление единственной работоспособной аппроксиманты Паде $[2/2]$ дает $\eta = 0.0565$. Обе эти оценки далеки от точного значения $\eta = 0.25$, как, впрочем, и результат обработки исходного РГ разложения с помощью техники Паде-Бореля-Леруа $\eta = 0.146$ [1]. Мы попытались улучшить ситуацию, суммируя вместо ряда для "малого" индекса η ряды для "больших" индексов ν и η_2 , связанных с η известными соотношениями. С этой целью были найдены разложения по τ для ν и ν^{-1} . Первое из них оказалось малоприспособным для получения численных оценок: все порождаемые им аппроксиманты за исключением $[5/0]$ и $[0/5]$ имеют опасные полюса, лежащие недалеко от $\tau = 1$. Это разложение, таким образом, допускает лишь прямое суммирование и суммирование обратного ряда. Эти операции дают почти совпадающие результаты – $\nu = 0.907$ и $\nu^{-1} = 0.898$, которые, однако, далеки от точного значения $\nu = 1$.

Ряд для ν^{-1} , наоборот, имеет благоприятную в смысле суммирования по Паде структуру. Почти все старшие аппроксиманты здесь свободны от опасных полюсов, причем аппроксиманты $[2/3]$, $[3/2]$ и $[4/1]$ дают очень близкие числа. Тем не менее, используя этот ряд, мы приходим к результату $\eta = 0.156$, который лишь чуть лучше прямой оценки $\eta = 0.137$.

Столь же неэффективной, к сожалению, оказывается и работа с индексом $\eta_2 = (2 - \eta)(\nu^{-1} - 1)$.

Наряду с критическими индексами, универсальные значения при $T \rightarrow T_C$ принимают высшие эффективные константы связи g_6, g_8, \dots , которые входят в уравнение состояния и определяют нелинейные восприимчивости системы (см., например, [8-10]). Эти константы могут быть представлены в виде рядов по ренормированному заряду g . Ренормгрупповое разложение для константы g_6 двумерной скалярной теории $\lambda\phi^4$ известно сегодня в четырехпетлевом приближении [10]. Взяв его за основу, легко найти псевдо- ε -разложение для g_6 :

$$g_6 = 4\pi^2/81 (\tau^3 + 1.023311 \tau^4 + 0.422991 \tau^5 + 0.021201 \tau^6). \quad (2)$$

Коэффициенты полученного ряда быстро убывают по величине. Попытка просуммировать его с помощью аппроксимант Паде наталкивается, однако, на проблему опасных полюсов. Лишь одна из аппроксимант – $[4/2]$ – свободна от них; ее использование дает $g_6 = 1.122$. Эта оценка хорошо согласуется с результатом суммирования исходного РГ разложения

методом Паде-Бореля-Леруа $g_6 = 1.10$ [10].

С другой стороны, известно, что в уравнение состояния и в выражение для нелинейной восприимчивости χ_6 входит не сама вершина g_6 , а отношение $R_6 = g_6/g_4^2$, где $g_4 = g\pi/9$. Интересно поэтому найти ряд по τ для этого отношения. Он имеет вид:

$$R_6 = 4\tau (1 - 0.409036 \tau + 0.305883 \tau^2 - 0.437676 \tau^3). \quad (3)$$

Старшие коэффициенты этого разложения не имеют выраженной тенденции к убыванию. Тем не менее использование аппроксимант Паде и в этом случае оказывается продуктивным. Как показывают расчеты, полюс при $\tau > 0$ имеет только аппроксиманта $[1/2]$, а числа, даваемые рабочими аппроксимантами $[2/2]$ и $[3/1]$, весьма близки друг к другу. Усредняя их, получим $R_6 = 2.90$. Эта оценка лишь на 1.5 % отличается от результатов анализа многопетлевых ПГ рядов $R_6 = 2.94$ [10], $R_6 = 2.95(3)$ [11] и высокотемпературных разложений $R_6 = 2.943(7)$ [12], а также от найденных недавно высокоточных значений $R_6 = 2.94294$ [4] и $R_6 = 2.94238$ [13,14].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 04-02-16189.

- [1] Е.В.Орлов, А.И.Соколов, ФТТ **42**, 2087 (2000).
- [2] P.Calabrese, E.V.Orlov, D.V.Pakhnin, A.I.Sokolov, Phys. Rev. B **70**, 094425 (2004).
- [3] G.A.Baker, B.G.Nickel, D.I.Meiron, Phys. Rev. B **17**, 1365 (1978).
- [4] M.Caselle, M.Hasenbusch, A.Pelissetto, E.Vicari, J. Phys. A **33**, 8171 (2000); J. Phys. A **34**, 2923 (2001).
- [5] J.C.Le Guillou, J.Zinn-Justin, Phys. Rev. B **21**, 3976 (1980).
- [6] J.C.Le Guillou, J. Zinn-Justin, J. Phys. (France) Lett. **46**, L131 (1985); J. Phys. (France) **48**, 19 (1987); J. Phys. (France) **50**, 1365 (1989).
- [7] S.A.Antonenko, A.I.Sokolov, Phys. Rev. E **51**, 1894 (1995).
- [8] A.I.Sokolov, E.V.Orlov, V.A.Ul'kov, Phys. Lett. A **227**, 255 (1997).
- [9] R.Guida, J.Zinn-Justin, Nucl. Phys. B **489**, 626 (1997).
- [10] A.I.Sokolov, E.V.Orlov, Phys. Rev. B **58**, 2395 (1998).
- [11] A.Pelissetto, E.Vicari, Nucl. Phys. B **522**, 605 (1998).
- [12] S.L.Zinn, S.N.Lai, M.E.Fisher, Phys. Rev. E **54**, 1176 (1996).
- [13] A.Pelissetto, E.Vicari. Phys. Reports **368**, 549 (2002).
- [14] P.Fonseca, A.Zamolodchikov. Препринт hep-th/0112167 (2001).

Структура и динамика зародыша перемагничивания в ферромагнетике

М.А.Шамсутдинов¹, В.Н.Назаров², И.Ю.Ломакина¹
¹ *Башкирский государственный университет, Уфа, Россия*
e-mail: ShamsutdinovMA@bsu.bashedu.ru, LomakinaIY@ic.bashedu.ru
² *Институт физики молекул и кристаллов УНЦ РАН, Уфа, Россия*
e-mail: NazarovVN@ic.bashedu.ru

Процесс перемагничивания ферромагнетиков можно рассматривать как фазовый переход, происходящий путем зарождения домена обратной намагниченности, движения доменных стенок и уничтожения доменной структуры [1]. Экспериментальные исследования показывают, что активными центрами, на которых образуются зародыши нового направления намагниченности, являются дефекты [1–3]. В отсутствие дефектов такие зародыши могут образоваться флуктуационным путем. Зародыши новой фазы через некоторое время могут преобразоваться в домены обратной намагниченности.

В случае легкоосного ферромагнетика уравнение Ландау-Лифшица в отсутствие затухания и внешнего магнитного поля допускает, кроме односолитонного [4, 5], как двухсолитонные, так и многосолитонные решения [6]. Влияние внешнего магнитного поля и диссипации на двух- и многосолитонные решения исследовано еще не достаточно полно.

Настоящая работа посвящена исследованию влияния внешнего магнитного поля, затухания и магнитостатического взаимодействия на динамику зародыша перемагничивания, представляющего собой двухсолитонное образование в виде взаимодействующих доменных стенок разной хиральности, то есть с противоположными топологическими зарядами.

Рассмотрим одноосный ферромагнетик и ограничимся изучением солитонов, зависящих от координаты y , считая z направленной вдоль оси легкого намагничивания. Исходим из плотности энергии

$$w = A \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial y} \right)^2 - K m_z^2 + 2\pi M_s^2 m_y^2 - M_s \mathbf{H} \mathbf{m}, \quad (1)$$

где A – параметр неоднородного обменного взаимодействия; $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$ – единичный вектор намагниченности \mathbf{M} , $M_s = |\mathbf{M}|$ – намагниченность насыщения; K – константа одноосной анизотропии; \mathbf{H} – внешнее магнитное поле. В дальнейшем поле считаем направленным вдоль оси анизотропии, то есть $H_x = H_y = 0$, $H_z = -H$.

Рассмотрим магнитный солитон с неподвижным центром [6, 7]. Будем считать, что азимутальный угол намагниченности φ не зависит от

координаты, то есть является только функцией времени $\varphi = \varphi(t)$, а полярный угол θ зависит как координаты, так и времени, то есть $\theta = \theta(y, t)$. Тогда решение уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта в адиабатическом приближении можно записать в виде:

$$\operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} = \frac{1-\Omega}{\Omega + \varepsilon \sin^2 \varphi} \cdot \frac{1}{\operatorname{ch}^2(\sqrt{1-\Omega} \cdot \xi)}, \quad (-\varepsilon \sin^2 \varphi < \Omega < 1), \quad (2)$$

где эволюция параметров солитона Ω и φ определяется из уравнений

$$\begin{aligned} \Omega_\tau = & \frac{2(1-\Omega)}{(1+\alpha^2)(1+\varepsilon \sin^2 \varphi)} \left\{ \alpha(\Omega + \varepsilon \sin^2 \varphi)(\Omega + \varepsilon \sin^2 \varphi - h) + \right. \\ & \left. + \frac{\varepsilon}{2} \left(h + \frac{\alpha \varepsilon}{2} \sin 2\varphi \right) \sin 2\varphi \right\} \left\{ 1 + \frac{\Omega + \varepsilon \sin^2 \varphi}{2\sqrt{(1-\Omega)(1+\varepsilon \sin^2 \varphi)}} \ln \frac{(\sqrt{1-\Omega} + \sqrt{1+\varepsilon \sin^2 \varphi})^2}{|\Omega + \varepsilon \sin^2 \varphi|} \right\}, \\ \varphi_\tau = & \frac{1}{1+\alpha^2} \left(\Omega + \varepsilon \sin^2 \varphi - h - \frac{\alpha \varepsilon}{2} \sin 2\varphi \right). \end{aligned} \quad (3)$$

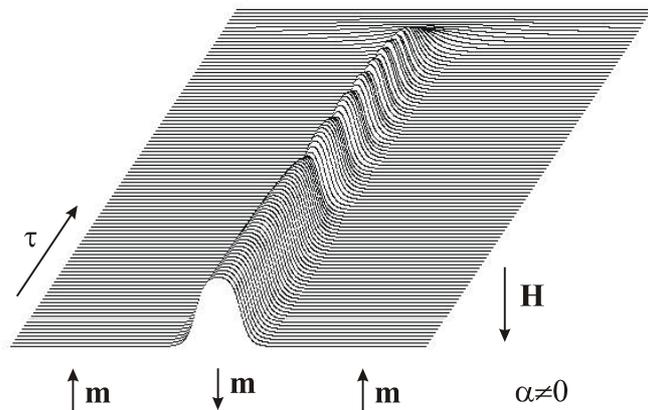
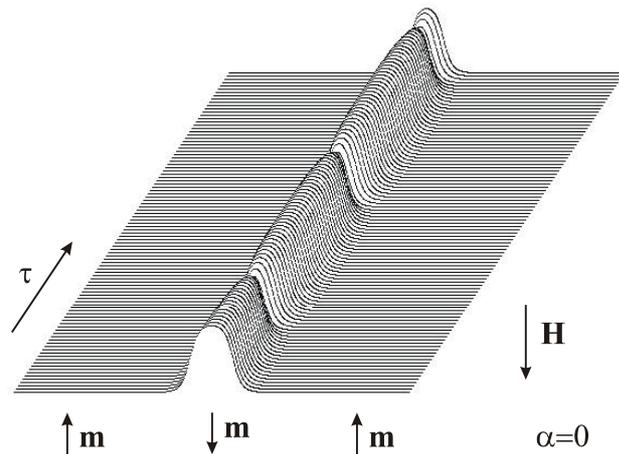
Здесь $\xi = y/\delta_0$, $\delta_0 = \sqrt{A/K}$; $\tau = 2\gamma K t / M_s$, $\varepsilon = 2\pi M_s^2 / K = 1/Q$, $h = M_s H / 2K$, γ – гиромагнитное отношение, α – параметр затухания, Q – фактор качества материала.

Решение (2) при $\Omega = h$, $\varphi = 0$ соответствует критическому зародышу состояния $\theta = \pi$, то есть зародышу домена с противоположным направлением намагниченности или, по-другому, зародышу перемагниченного состояния. Критический зародыш является неустойчивым. В случае отсутствия затухания и поля выражение (2) при $0 < \Omega < 1$ описывает локализованные в пространстве периодические колебания намагниченности, а в случае $\Omega \rightarrow +0$ – периодические колебания двух 180-градусных доменных стенок одинаковой полярности с противоположными топологическими зарядами относительно общего неподвижного центра системы. При этом стенки периодически превращаются из нелевских ($\varphi = \pi/2 + n\pi$) в блоховские ($\varphi = n\pi$) и обратно [7]. Выражение (2) в случае $-\varepsilon \sin^2 \theta < \Omega < 0$ при $\Omega \rightarrow -0$ описывает сближение и расщепление двух блоховских стенок ($\varphi(\tau \rightarrow -\infty) = 0$).

Во внешнем поле при наличии затухания и $0 < \Omega < 1$ бризеру можно сопоставить зародыш перемагничивания. В случае $-\varepsilon \sin^2 \varphi < \Omega < 0$ солитон-антисолитонной паре можно сопоставить домен обратной намаг-

ниченности, ограниченный двумя доменными стенками. В случае отсутствия поля и затухания параметр Ω может принимать значения, удовлетворяющие неравенству $-\varepsilon \sin^2 \varphi < \Omega < 1$, оставаясь неопределенной постоянной величиной. При наличии затухания и внешнего магнитного поля параметр Ω является функцией времени и в каждый момент может принимать вполне определенные значения из вышеуказанного интервала, что можно показать на основании численных исследований (3).

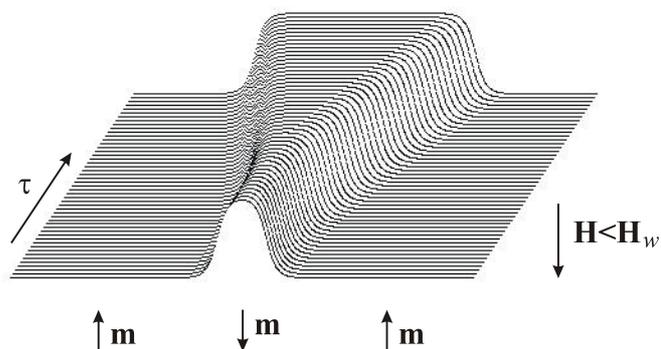
В случае, когда начальная амплитуда солитона меньше амплитуды критического зародыша перемангничивания, то есть $\Omega(0) > h$, $\varphi(0) = 0$, имеют место нелинейные колебания сильно взаимодействующих доменных стенок одинаковой полярности и с противоположными топологическими зарядами. При наличии диссипации нелинейные колебания являются затухающими. Стенки, ограничивающие зародыш перемангничивания, периодически превращаются из блоховских в неелевские и обратно. При этом периодически меняется полярность стенок. В случае отсутствия затухания ($\alpha = 0$)



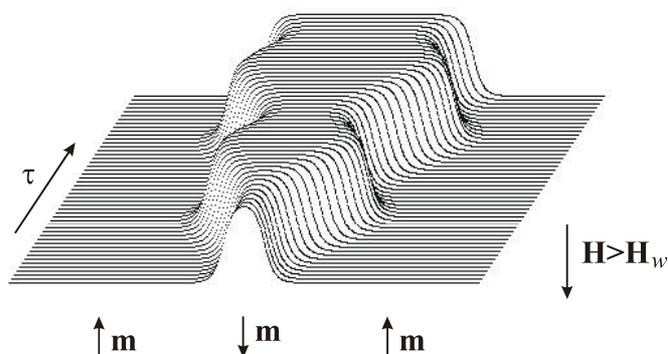
для заданного поля и фактора качества Q частота таких превращений является постоянной величиной. Эта частота увеличивается с ростом поля и уменьшается с ростом фактора качества, а также зависит от начальной амплитуды зародыша перемангничивания. Частота изменения параметра Ω равна удвоенной частоте динамической перестройки структуры стенки.

При начальных амплитудах, больших критической ($\Omega(0) < h$, $\varphi(0) = 0$), наблюдается распад солитона (бризера) на две 180-градусные доменные стенки (солитон и антисолитон) одинаковой полярности с противоположными топологическими зарядами. В зависимости от величины магнитного поля существуют два типа режима распада. В полях H , меньших полей Уокера $H_w = 2\pi M_s \alpha$, имеет место стационарный ха-

рактик движения. С увеличением затухания время распада зародыша перемещения в форме бризера на домен обратной намагниченности, ограниченной двумя доменными стенками с противоположными топологическими зарядами, возрастает. Рост внешнего магнитного поля приводит к уменьшению времени распада бризера на солитон-антисолитонную пару и, тем самым, к уменьшению времени образования домена обратной намагниченности.



В полях, больших поля Уокера H_w , в процессе распада взаимодействующие доменные стенки совершают осциллирующее движение, при этом структура стенок периодически превращается из блоховской в неелевскую и обратно. В моменты наибольшего сближения структура стенок становится неелевской. Впервые осцилляционные движения для одиночной 180-градусной доменной стенки в поле, названные блоховскими осцилляциями [8], рассматривались Слончевским [5].



Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 04-02-16424.

- [1] Г.С. Кандаурова, УФН **172**, 10, 1165 (2002).
- [2] Ю.А. Дурасова, Л.П. Иванов, В.Г. Клепарский, А.С. Логгинов, В.В. Рандошкин, Р.В. Телеснин, ФТТ **22**, 5, 1522 (1980).
- [3] М.В. Логунов, В.В. Рандошкин, ФТТ **28**, 5, 1559 (1986).
- [4] L.R. Walker. Quoted by F. Dillon. Dynamics of domain walls. – In: Magnetism / Ed. by G.T. Rado, H. Suhl. Pergamon press, New York (1963) P. 321, vol. 3.
- [5] J.C. Slonczewski, Int. J. Magn. **2**, 85 (1972).
- [6] А.М. Косевич, Б.А. Иванов, А.С. Ковалев, Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны, Наук. думка, Киев (1983) 192 с.
- [7] Б.А. Иванов, А.М. Косевич, И.М. Бабич, Письма в ЖЭТФ **29**, 12, 777 (1979).
- [8] А.М. Косевич, ФНТ **27**, 7, 699 (2001).

Трансформация магнитной структуры и магнитоэлектрических взаимодействий при допировании EuMnO_3 ионами Y^{3+}

А.М. Кадомцева¹, Ю.Ф. Попов¹, Г.П. Воробьев¹, К.И. Камилов¹,
А.А. Мухин², В.Ю. Иванов²

¹ МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

e-mail: kamilov@plms.phys.msu.ru

² ИОФ РАН, Москва, Россия

Последнее время возрос интерес к изучению свойств необычных сегнетомагнетиков (мультиферроиков) на базе редкоземельных манганитов RMnO_3 с орторомбической искаженной структурой перовскита (пространственная группа Pbnm).

Как было показано в работе [1,2] в RMnO_3 магнитная структура и магнитоэлектрические свойства в значительной степени определяются размером редкоземельного иона. При уменьшении ионного радиуса, начиная от EuMnO_3 до DyMnO_3 , переход из парамагнитного состояния при $T < T_N$ происходит в несоразмерную модулированную (синусоидальную) антиферромагнитную структуру из-за конкуренции обменных взаимодействий. При уменьшении температуры в EuMnO_3 и GdMnO_3 при $T_{CA} < T_N$ происходит переход от несоразмерной модулированной структуры в скошенное антиферромагнитное состояние А-типа. В случае TbMnO_3 и DyMnO_3 с понижением температуры ниже T_N при $T = T_{\text{lock}}$ происходит переход к антиферромагнитной структуре, при этом ниже T_{lock} возникает электрическая поляризация вдоль с –оси [3]. При наложении магнитного поля при $T < T_{\text{lock}}$ для манганитов Dy, Tb и Gd наблюдались необычные индуцированные полем переходы, сопровождаемые переориентацией или подавлением электрической поляризацией. Поскольку тенденция к возникновению сегнетомагнетизма возрастает при уменьшении ионного радиуса редкоземельного иона в манганитах, представляло интерес уменьшить средний эффективный радиус EuMnO_3 путем допирования ионов Y^{3+} , имеющего меньший ионный радиус по сравнению с Eu^{3+} .

Известно, что в EuMnO_3 несоразмерная структура возникает при $T_N = 50$ К и сохраняется до $T_{CA} = 43$ К, ниже которой происходит переход в скошенное антиферромагнитное состояние $A_Y F_Z$. В замещенном кристалле $\text{Eu}_{1-x}\text{Y}_x\text{MnO}_3$ при $x = 0.1, 0.2$, согласно данным магнитных измерений температура перехода T_{CA} понижается до 34 К и 22 К соответственно. Для $x = 0.3, 0.5$ перехода от модулированного антиферромагнитного состояния в скошенное антиферромагнитное состояние не наблюдается, и при всех температурах выше 4.2 К спонтанная намагниченность равна нулю.

При измерении температурной зависимости диэлектрической проницаемости на частоте 1 МГц в EuMnO_3 и $\text{Eu}_{0.9}\text{Y}_{0.1}\text{MnO}_3$ наблюдалась слабая ступенька в направлении перпендикулярном с –оси при $T=T_{\text{CA}}$. Для $x=0.2$ аномалия диэлектрической проницаемости наблюдалась при $T_{\text{lock}}=30$ К, идентифицируемым как переход от несоразмерной фазы к соразмерной фазе с последующим переходом в скошенную антиферромагнитную фазу при $T_{\text{CA}}=22$ К. Для $x=0.3$, согласно измерениям диэлектрической постоянной, только переход от несоразмерной к соразмерной фазе был найден при $T_{\text{CE}}=25$ К, скошенное антиферромагнитное состояние вообще не наблюдалось.

На основании приведенных результатов была построена фазовая T-x диаграмма, в которой впервые для RMnO_3 реализуется возможная последовательность переходов с понижением температуры парамагнитная (P) => несоразмерная антиферромагнитная (IC) => соразмерная антиферромагнитная сегнетоэлектрическая (C/FE) => скошенная антиферромагнитная фаза.

При ориентации магнитного поля до 200 кЭ вдоль a, b, c – осей кристалла наблюдалось большое разнообразие фазовых переходов, сопровождаемых аномалиями магнитных, магнитоупругих и магнитоэлектрических свойств. Магнитное поле $H||c$ для всех замещенных составов индуцирует фазовый переход из несоразмерной (или соразмерной) фазы в скошенное антиферромагнитное состояние. Скачки электрической поляризации, возникающие при этом переходе, имели разный знак в зависимости от ориентации электрического поля, в котором охлаждался кристалл от температур $T>T_N$. Этот эффект наблюдался только для $T<T_{\text{lock}}$, что указывает на существование спонтанной электрической поляризации ниже T_{lock} , что дает основание считать, что соразмерное состояние является сегнетоэлектрическим (C/FE).

При $H||b$ для замещенных составов также как и для EuMnO_3 наблюдался спин-флоп переход, сопровождаемый скачками электрической поляризации магнитострикции и магнитного момента.

Необычные фазовые переходы наблюдались при $H||a$ при $T<T_{\text{lock}}$, причиной которых является подавление a –компоненты Mn- спинов, которая проявляется в C/FE фазе. Максимальное значение индуцированной поляризации $\Delta P_a(H_a) \sim 800$ $\mu\text{C}/\text{cm}$, что сравнимо с наблюдаемой для DyMnO_3 и TbMnO_3 . Наблюдаемое в системе $\text{Eu}_{1-x}\text{Y}_x\text{MnO}_3$ сегнетоэлектричество имеет несобственный характер и ассоциируется со спин-решеточным взаимодействием в модулированных магнитных структурах.

- [1] T.Kimura et al, Nature, 426, **55**, (2003)
- [2] T.Goto et al, Phys. Rev. Lett., **92**, 257201, (2004)
- [3] A.M. Kadomtseva et al, JETP Lett., **81**, 22, (2005)

Влияние свободной границы на критическое поведение слабо неупорядоченных систем

С.В.Белим

Омский государственный университет, Омск, Россия

e-mail: belim@univer.omsk.su

Критическое поведение полуограниченных систем отличается от неограниченных систем [1]. При этом вблизи свободной границы наблюдаются специфические фазовые переходы, связанные с поверхностным упорядочиванием, которые могут происходить как при более низкой так и при более высокой температуре по сравнению с объемным упорядочиванием. Также возможно появление мультикритической точки, в которой пересекаются две линии критического поведения. Экспериментально наблюдается два типа переходов: обычный (ordinary), в котором объемный фазовый переход происходит раньше поверхностного, и специальный переход (special), в котором объемный и поверхностный переходы происходят одновременно.

Кроме появления на фазовой диаграмме новых фазовых переходов наличие свободной границы приводит к изменению режима объемного критического поведения. Причем поправки к фиксированным точкам ренормгруппового преобразования и значениям объемных критических индексов отсутствуют в низшем однопетлевом приближении за счет переопределения эффективных вершин взаимодействия. Поправки вследствие ограниченности системы, возникающие начиная с двухпетлевого приближения, имеют величину сравнимую с поправками двухпетлевого приближения к однопетлевому и должны учитываться при определении критических и мультикритических индексов.

В данной работе получены фиксированные точки ренормгруппового преобразования для полуограниченных однородных и неупорядоченных систем при обычном и специальном фазовых переходах. Вычислены объемные и поверхностные критические индексы. Полученные значения критических индексов хорошо согласуются с экспериментальными данными и результатами компьютерного моделирования. Проведено сравнение с режимом критического поведения неограниченных систем.

[1] K. Binder, P.C. Hohenberg, Phys.Rev.B, **6**, 3461 (1972).

Новые типы пространственных структур в магнетиках

А.Б.Борисов

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

e-mail: Borisov@imp.uran.ru

В обычно используемой феноменологической теории сложные магнитные структуры рассматриваются как совокупность вставленных друг в друга магнитных подрешёток. При континуальном описании каждая магнитная подрешётка характеризуется средней плотностью магнитного момента M_j , где j номер подрешётки. В длинноволновом приближении для анализа динамики и магнитных пространственных структур такой подход является малоэффективным. Когда в магнитной системе основную роль играют обменные взаимодействия, можно избежать использования большого числа магнитных подрешёток и найти более простые эффективные уравнения динамики [1-3].

Макроскопическая динамика магнетиков может быть описана на основе следующего общего свойства магнитоупорядоченных состояний. Возникновение таких состояний всегда сопровождается явлением спонтанного нарушения симметрии обменных взаимодействий - гамильтониан обменных взаимодействий инвариантен относительно любого поворота всех спинов на один и тот же угол, но никакая магнитная структура не является инвариантной относительно всех таких поворотов: существуют макропараметры (макроскопические мультипольные моменты), которые не инвариантны относительно поворота всех спинов на один и тот же угол.

Зависящие от координат и времени локальные повороты спинов, изменяющие равновесные значения макровеличин, представляют элементарные магнитные возбуждения системы. Вследствие близкодействующего характера обменных сил, энергия этих элементарных возбуждений (магнонов) обращается в нуль, при импульсе стремящемся к нулю.

Наиболее общее выражение в статическом случае для длинноволновой плотности энергии H (в кристаллах без центра инверсии при нулевой спонтанной намагниченности), инвариантное относительно группы $S_0(3)$ спиновых вращений, в случае когда основное состояние магнетика инвариантно только относительно тождественного преобразования, согласно теории Андреева--Марченко [1-2] и Волкова-Желтухина [3] имеет вид

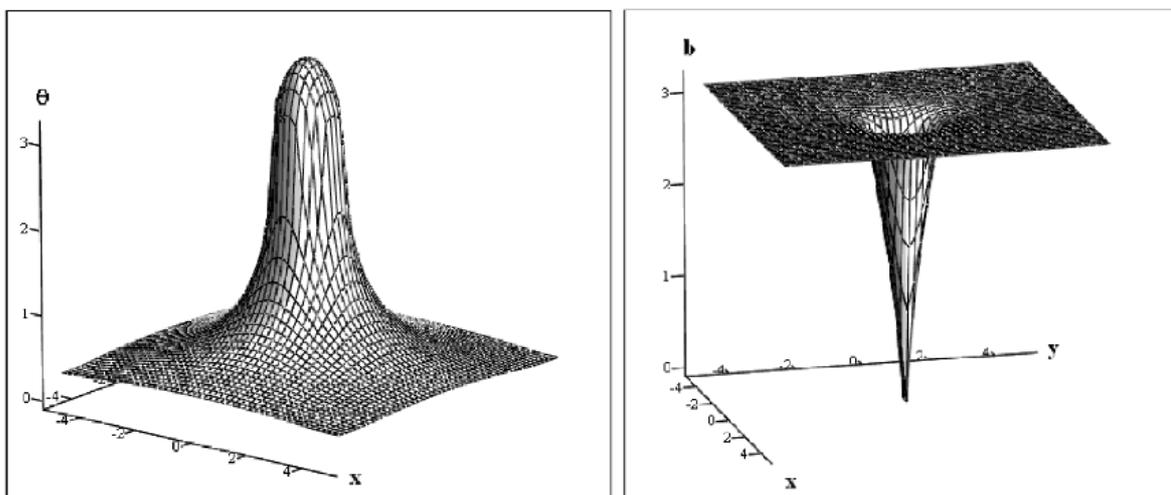
$$H = 1/2 c_{ik,lm} \omega_{i,l} \omega_{k,m} \quad (1)$$

где $\omega_{k,l} = -i \text{Sp}(G^{-1} \partial_l G)$ и G -зависящая от координат матрица группы $SU(2)$.

Здесь инвариантные к спиновым вращениям(реализуемых правыми сдвигами на группе $SU(2)$. величины $\omega_{k,l}$ связывают повороты матрицы спиновых вращений $G \in SU(2)$, параметры которой зависят от координат, в точках x_i и $x_i + dx_i$ следующим образом

$$\partial_k G = i \omega_{k,l} \sigma_p G.$$

Нахождение двумерных и трехмерных структур с произвольным инвариантным тензором $c_{ik,lm}$ который играет роль модулей упругости, является трудной и полностью нерешенной задачей. Найдены новые типы пространственных текстур в многоподрешеточных антиферромагнетиках [4] в изотропном приближении, полагая $c_{ik,lm}$ пропорционально $\delta_{ik} \delta_{lm}$. Хотя такое приближение применимо буквально только к спиновому стеклу, оно позволяет упростить задачу и дает качественное понимание структур в реальных многоподрешеточных антиферромагнетиках. Подобное приближение используется в континуальной теории нематиков (одноконстантное приближение) и теории упругости с аппроксимацией анизотропного кристалла изотропной средой. Используются три подстановки, которые увеличивают число уравнений и редуцируют систему в новые системы с простой геометрической интерпретацией, первая из которых - тригональная система для гармонических координат. Показано, что дифференциально-геометрический подход [5,6], основанный на вложении нелинейного уравнения в частных производных в определенную дифференциальную связь в евклидовом пространстве,



дает широкий класс пространственных структур, получение которых другими методами крайне затруднено. В итоге мы находим одиннадцать пространственных текстур, включающие двумерные и трехмерные вихревые и спиральные структуры, солитоны, трехмерные источники, нелокализованные структуры и структуры со степенью отображения равной единице (см. рис.), сходные по некоторым своим свойствам с топологическими солитонами. Многие из этих решений определяются произвольными функциями. Пространственные спиральные структуры, связаны с третьей подстановкой, которая позволяет редуцировать решение модели (1) в решение этой же модели, где матрица $SU(2)$ зависит от двух гармонических полей. В антиферромагнитных наноматериалах вихревые и спиральные структуры могут быть обнаружены методами спин-поляризованной сканирующей туннельной микроскопии (SPSTM), особенно, в перспективе ожидаемого создания SPSTM с атомной разрешающей способностью, основанном на сканировании тонким намагниченным острием (поле рассеяния порядка 0.1 Т) поверхности пленки и записи магнитного сигнала. В многоподрешеточных антиферромагнетиках (как и в одноподрешеточных), локальная намагниченность пропорциональна вторым производным от полей и сильно возрастает вблизи вихревых нитей и центров сингулярных структур.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, грант № 03-01-00100.

Литература

- [1] 1.А.Ф.Андреев, ЖЭТФ, **74**, 1978, 786 (1978)
- [2] 2.А.Ф.Андреев, В.И.Марченко, УФН, **130**, 37, (1980)
- [3] 3.Д.В.Волков, А.А.Н.Желтухин, ЖЭТФ, 1980, **78**, 1867, (1980)
- [4] А.Б Борисов, ЖЭТФ, (2005)
- [5] А.Б Борисов, ДАН, 2003, **389**, 603, (2003)
- [6] А.Б Борисов Математическая физика, анализ, геометрия, **10**, 326 (2004)

Термодинамические машины, работающие при комнатной температуре, на основе сплавов с гигантским магнитокалорическим эффектом

А.М.Алиев¹, А.Б.Батдалов¹, В.Д.Бучельников², А.Г.Гамзатов¹,
Р.М.Гречишкин³, В.В.Коледов⁴, А.В.Королев⁵, Н.И.Коуров⁵,
В.Г.Пушин⁵, С.В.Таскаев², В.В.Ховайло⁴, В.Г.Шавров⁴

¹ *Институт физики ДагНЦ РАН, Махачкала, Россия*

² *Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия*

³ *Тверской государственный университет, Тверь, Россия*

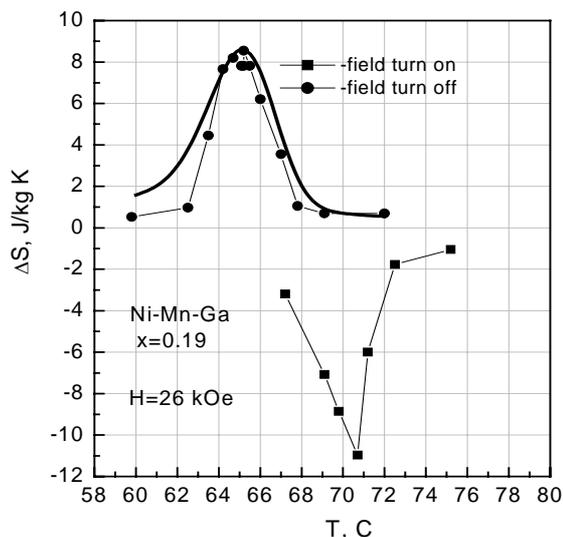
⁴ *Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия*

e-mail: koledov@mail.cplire.ru

⁵ *Институт Физика Металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия*

В докладе дан обзор работ последних лет по созданию на основе новых материалов с магнитоструктурным переходом, в которых наблюдается гигантский магнитокалорический эффект (МКЭ), твердотельных систем охлаждения и нагрева, отличающихся высокой экономичностью, экологичностью, технологичностью.

Описаны экспериментальные и теоретические результаты авторов по прямым и косвенным измерениям МКЭ в сплавах Гейслера Ni-Mn-Ga. Полученные данные (см. рисунок) указывают на то, что сплавы Ni-Mn-Ga по достигаемым значениям МКЭ находятся среди наиболее перспективных материалов. Результаты прямых и косвенных (полученных в результате обработки магнитометрических данных) измерений МКЭ сравниваются между собой.



Теоретические расчеты МКЭ на основе кинетических уравнений описывающих фазовые переходы во внешних полях находятся в качественном согласии с экспериментальными результатами (сплошная кривая на рисунке).

Работа поддержана грантами РФФИ 03-02-17443, 04-02-81058, 03-02-39006, 05-02-19935-ЯФ_а.

Фазовые переходы и гигантские магнитомеханические и термодинамические эффекты в сплавах Гейслера во внешних полях

В.Д.Бучельников¹, В.В.Коледов², В.В.Ховайло², В.Г.Шавров²

¹ Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия

² Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия

e-mail: shavrov@mail.cplire.ru

На рубеже XXI века в различных разделах физики твердого тела был сделан ряд ярких достижений, которые с одной стороны существенно расширили представления о возможной величине физических эффектов, но с другой показали ограниченность устоявшихся теоретических представлений, привлекаемых для их объяснения, и таким образом, поставили фундаментальные проблемы первостепенной важности. Среди таких эффектов, например, открытие высокотемпературной сверхпроводимости в керамиках оксидов купратов и эффекта гигантского магнитосопротивления в манганитах. К этому же разряду можно отнести и обнаружение эффекта гигантских магнитодеформаций за счет движения двойников мартенситной фазы в сплавах Гейслера. Если до конца 1990-х гг «гигантскими» именовали магнитодеформации в сплавах TbFe, которые составляют в лучшем случае 0,3%, то в монокристаллах сплава Гейслера Ni₂MnGa продемонстрированы деформации порядка 1-10%, контролируемые магнитным полем до 10 кЭ.

Доклад посвящен обзору работ в области теоретических и экспериментальных исследований фазовых переходов в сплавах Гейслера Ni-Mn-Ga и связанных с ними гигантских эффектов изменения энтропии и деформации во внешних полях. Первым успехом теории было описание в рамках теории Ландау совместно протекающих в этих сплавах взаимодействующих фазовых переходов – структурного и магнитного. Наиболее важным обнаруженным при этом фактом было слияние переходов магнитного и структурного в довольно протяженном интервале композиций сплавов в единый переход. Как было показано, это явление, которое ранее считали простым совпадением, есть закономерное проявление магнитоупругого взаимодействия в сплаве. В общем виде оно наблюдается в целом большом классе сплавов Гейслера, среди которых – Co-Ni-Al, Ni-Mn-Al, Co-Ni-Ga и др., и, например, в сплаве редкоземельного Gd - Gd(GeSi) а также во многих других. Это явление, за которым закрепилось название *магнитоструктурного* перехода оказалось весьма полезным. В веществе при нем наблюдается очень большое изменение энтропии – «гигантский магнитокалорический эффект», которое связано с тем, что оба фазовых перехода – структурный и магнитный

происходят одновременно и одновременно выделяют или поглощают энтропию при включении/выключении магнитного поля.

Однако успехи феноменологического подхода сильно ограничены. При нем остается незатронутой сама природа структурного перехода и поэтому, например, непонятным кажется обнаруженный недавно тот факт, что на тройной фазовой диаграмме сплава $Ni_xMn_yGa_z$ область составов с магнитотруктурным переходом образует резко вытянутый участок, параллельный прямой с постоянной концентрацией электронов проводимости на одну элементарную ячейку. Ранее было известно, что на этой прямой изменяется симметрия низкотемпературной мартенситной фазы, теперь стало ясно, что магнитоупругое поведение сплава при этом также испытывает аномалию. Впрочем этот факт остается до сих пор необъясненным.

Для описания таких тонких деталей магнитоиндуцированного перехода как ширина и форма температурной кривой мартенситного перехода применяли кинетические феноменологические расчеты. Они оказались успешными в описании таких явлений как качественные различия между воздействием на кривую мартенситного перехода трех факторов: однородного постоянного давления, внешнего магнитного поля и ультразвука. Как показали эксперименты, магнитное поле однородно сдвигает петлю мартенситного перехода в область более высоких температур, давление расширяет петлю, размывая фазовый переход, и только ультразвуковая вибрация может заметно сузить петлю гистерезиса мартенситного перехода. Понимание этих особенностей структурного фазового перехода важно для практического применения эффекта памяти формы за счет магнитоуправляемого фазового перехода.

Однако эти успехи теории весьма далеки от того, чтобы предсказать количественно, отталкиваясь от состава, характеристики сплава и указать путь к достижению предельных значений эффектов. Ряд работ выполнены теоретиками для построения теории *ab initio* – из первых принципов. Однако сложность расчетов позволила сделать только первые шаги в количественном описании структурных и магнитных фаз сплава.

Неожиданным оказалось еще одно «рекордное» поведение сплава Ni-Mn-Ga. Как показали эксперименты он единственный из известных на сегодняшний день ферромагнитных сплавов теряет не только структурный переход, но и ферромагнитное упорядочение при создании в нем искусственной нанокристаллической структуры методом интенсивной пластической деформации – сильное давление с кручением. Очевидно, что этот и многие другие факты еще только ожидают разработки эффективных теоретических подходов для своей трактовки.

Работа поддержана грантами РФФИ 03-02-17443, 04-02-81058, 03-02-39006, 05-02-19935-ЯФ_а.

О возможностях автоматизации измерений вибрационного магнитометра

Ш.Б.Абдулвагидов¹, А.А.Амиров²

¹ *Институт физики ДагНЦ РАН, Махачкала, Россия*

e-mail: abdulvagidov@iwt.ru

² *Дагестанский Государственный Университет, Махачкала, Россия*

e-mail: pascal@mail.dgu.ru

В нынешний век высоких технологий в научном мире наблюдается тенденция автоматизировать физический эксперимент, стремятся управлять его ходом через персональный компьютер, разрабатывается ряд прикладных программ, позволяющих облегчить работу экспериментаторам. Это заметно сокращает время, затрачиваемое в ходе эксперимента на снятие данных, упрощает их обработку, усреднение и построение графиков.

В настоящей работе нами предлагаются некоторые пути автоматизации работы вибрационного магнитометра, который предполагается использовать для исследования магнитных свойств манганитов.

Принцип работы вибрационного магнитометра основывается на определении поля образца, который колеблется в однородном магнитном поле. Теория метода подробно изложена в работе [1]. Основа этой теории заключается в решении задачи колебания магнитного диполя. Вибрационный магнитометр подробно описан в работах [2-5].

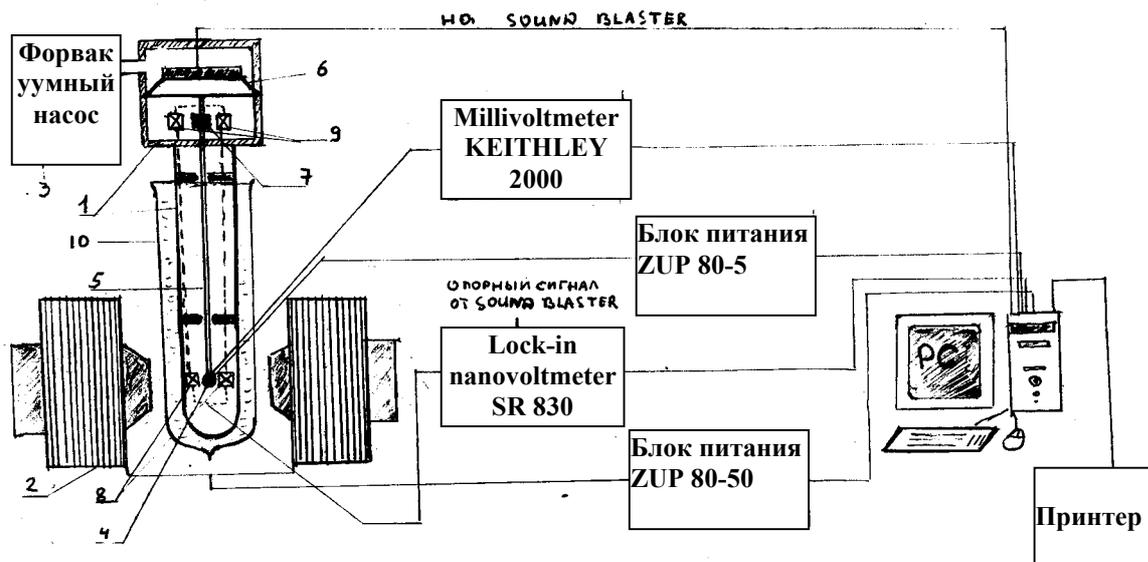
На рис.1 приведена блок-схема автоматизированного вибрационного магнитометра, позволяющего проводить прецизионные измерения намагниченности в широком температурном и полевом диапазоне. Установка подразделяется на следующие блоки:

1. Аппаратный.
2. Измерительный.
3. Блок управления.

1. Аппаратный блок состоит из самого магнитометра 1, электромагнита 2, создающего однородное магнитное поле и форвакуумного насоса 3. В магнитометре образец 4 крепится к стержню 5, который приводится в колебание динамиком 6. К этому стержню также прикрепляется постоянный магнит 7, создающий контрольный сигнал в катушках. Измерительные катушки 8 ориентируются осями параллельно направлению колебания. Компенсационные катушки 9 необходимы для калибровки установки.

2. Измерительный блок включает в себя милливольтметр KEITHLEY 2000 для контроля температурой образца и lock-in nanovoltmeter SR 830, с помощью которого снимается сигнал с измерительных катушек. Оба прибора через COM порт подключаются к персональному компьютеру (ПК).
3. Блок управления включает в себя персональный компьютер с процессором на базе Intel Pentium IV, принтер, блок питания ZUP 80-50 для питания и управления магнитным полем электромагнита и блока питания ZUP 80-5, с помощью которого нагревается образец.

Весь эксперимент управляется через ПК с помощью специально разработанной программы *MasterMag*. Ячейка с образцом помещается в специальный Дьюар 10, позволяющий проводить измерения до 77 К. Приборы специально подобраны таким образом, что заметно упрощают работу с установкой, облегчают возможность их подключения к ПК и улучшают точность результатов. Сравнение предлагаемого нами варианта автоматизированного вибрационного магнитометра с имевшимся ранее показало значительное упрощение, удобство в управлении ходом эксперимента и указало на новые пути его совершенствования.



- [1] Бажан А.Н., Боровик-Романов А.С., Крейнс И. М. Магнитометр для определения величины и направления намагниченности в анизотропных кристаллах.// ПТЭ.- 1973.-№ 1.-С.-213-216.
- [2] Foner S. Versalite and Sensitivity Vibrating-Sanple Magnetometer.//Rev. Scient. Intrum.- 1959.-30, № 7.-P.548-557.
- [3] Foner S. Rev. Sci. Unstr., 27, 5, 261, 1956
- [4] Lubell M.S., Venturino A. S. Rev. Sci. Instr., 31, 2, 2, 207, 1960
- [5] Douthy D. C., Mossman P. J. Sci. Instr., 37, 12,471, 1960.

Нелинейные явления в ферромагнитных коллоидах с высоким содержанием дисперсной фазы

О.В.Борисенко

Ставропольский государственный университет, Ставрополь, Россия

e-mail: bormail@list.ru

В работе исследованы проявления нелинейных явлений в ферромагнитных коллоидах на основе магнетита Fe_3O_4 , стабилизированных олеиновой кислотой. Исследования проводились путём изучения зависимости магнитной восприимчивости χ исследуемого объекта от концентрации φ магнитной фазы в диапазоне от десятых долей до 45 объёмных процентов магнетита.

В области низких и умеренных концентраций образцы приготавливались путём разбавления чистым растворителем исходной магнитной жидкости с объёмной концентрацией твёрдой фазы 20 объёмных процентов. Образцы высоких концентраций готовились путём естественного (при комнатной температуре) выпаривания керосина. Принудительного подогрева при этом не производилось во избежание образования в объёме образца пузырьков насыщенного пара растворителя.

Измерения объёмной концентрации φ магнитной фазы осуществлялись по формуле

$$\frac{1}{\varphi} = \frac{1}{\varphi_0} \left(1 - \frac{\Delta m}{\rho_k V_0} \right),$$

где V_0 - объём магнитной жидкости, залитой в кювету изначально; φ_0 - объёмная концентрация магнетита в объёме V_0 ; Δm - масса испарившегося растворителя, измеряемая по результатам очередного взвешивания; $\rho_k = 0,78 \cdot 10^3 \frac{кг}{м^3}$ - плотность растворителя (керосина) при комнатной температуре.

Измерения магнитной восприимчивости осуществлялись по формуле

$$\chi = A \left(\frac{L}{L_0} - 1 \right),$$

где L - индуктивность измерительной катушки с исследуемым образцом; L_0 - индуктивность пустой катушки, A - коэффициент заполняемости измерительной катушки.

На рисунке 1 представлена экспериментально полученная кривая [1 - 3] зависимости магнитной восприимчивости χ ферромагнитного



Рис. 1.

коллоида от концентрации φ магнитной фазы. На том же рисунке показаны теоретические зависимости Ланжевена, Клаузиуса-Моссотти и Дебая-Онзагера:

$$\chi = \frac{\mu_0 m^2}{3kTV} \varphi,$$

$$\frac{\mu - 1}{\mu + 2} = \frac{\mu_0 \varphi m^2}{9kTV},$$

$$\frac{(\mu - 1)(2\mu + 1)}{\mu} = \frac{\mu_0 \varphi m^2}{kTV},$$

В ходе проведённых исследований впервые обнаружен скачок первой производной $\partial\chi/\partial\varphi$ в области 30 % и характерные экстремумы в области выше 40 % твёрдой фазы.

Из рисунка 2, на котором показан начальный участок кривой $\chi = f(\varphi)$, видно, что в области концентраций магнитной фазы до 3 об. % изучаемая зависимость весьма удовлетворительно описывается теорией Ланжевена, но отличается от теоретических кривых Клаузиуса-Моссотти и Дебая-Онзагера наличием скачкообразного изменения первой производной магнитной восприимчивости по концентрации $\partial\chi/\partial\varphi$ при указанном выше значении φ .

Анализ полученных результатов производился по следующей схеме. Если D – объёмная концентрация магнетитовых частиц с учётом оболочки поверхностно-активного вещества, то

$$\frac{D}{\varphi} = \frac{(R + \delta)^3}{R^3} = 2,744,$$

где $R=5$ нм – радиус частицы, а $\delta=2$ нм - длина молекулы олеиновой кислоты. Из геометрических соображений $D_{\max}=0,74$ (так как любой шар удерживается 12 соседями). Следовательно $\varphi_{\max} = D_{\max} / 2,744 = 0,27$, что находится в хорошем согласии с результатами эксперимента и известной формулой $C_{\max} = \pi d^3 / (3\sqrt{2}(d + 2\delta)^3) = 0,27$.



Рис. 2.

Таким образом, можно говорить, что наблюдаемый в эксперименте экстремум может быть связан с присутствием в образце немагнитных включений, заполняющих пространство между частицами магнетита. Введём коэффициент включений: $k = \varphi_{\text{вкл}} / \varphi = 1,6$, где $\varphi_{\text{вкл}}$ и φ - концентрация немагнитных включений и магнетита соответственно. Тогда дальнейшие расчёты дают следующие результаты:

$D_1=0,123$ – минимальная упаковка шаров (опора на 4 «соседа») $\Rightarrow \varphi_{\min} = 0,045$;

$D_2=0,34$ – уплотнённая упаковка шаров (4 «соседа», расположенные пирамидой, а не тетраэдром) $\Rightarrow \varphi_{\text{уплотн}} = 0,124$;

$D_3=0,513$ – плотная упаковка шаров (опора на 6 «соседей») $\Rightarrow \varphi_{\text{плотн}} = 0,19$.

Найдём теперь $\varphi_{\text{вкл}} = k\varphi$: $\varphi_{\min \text{вкл}} = 0,07$, $\varphi_{\text{уплотн вкл}} = 0,193$, $\varphi_{\text{плотн вкл}} = 0,3$.

Легко заметить, что результаты расчётов хорошо согласуются с результатами эксперимента, представленными на выше приведённых рисунках.

Таким образом, увеличение концентрации магнетита, по всей видимости, приводит к дополнительным механическим связям, то есть к уменьшению числа степеней свободы ферромагнитных частиц, что происходит скачкообразно при D_1 , D_2 и D_3 . Следовательно, уменьшается кинетическая энергия хаотичного движения магнетитовых частиц, то есть облегчается процесс намагничивания образца, что ведёт к скачкообразному росту его восприимчивости. Некоторым промежуточным значениям концентрации (когда число «соседей» у частиц мелких немагнитных включений находится между 4 и 6, 6 и 12) соответствует механическая неустойчивость этой мелкой фракции, что вновь приводит к появлению кинетических степеней свободы и, следовательно, некоторому уменьшению восприимчивости. Затем при концентрациях мелкой фракции D_1 , D_2 и D_3 опять наступает механическая стабильность в поведении немагнитных включений, в результате чего процесс намагничивания протекает легче, а магнитная восприимчивость образца возрастает.

Также показано, что одной из причин образования первого экстремума зависимости $\chi(\varphi)$ в области концентраций магнитной фазы порядка 40 об. % (рис. 1) может служить появление макротрещин в объёме исследованных образцов при их окончательном высыхании, что объясняется различной скоростью испарения жидкой основы на поверхности и внутри образца.

- [1] Ю. И. Диканский, К. А. Балабанов, О. В. Борисенко К вопросу о фазовом переходе в магнитных жидкостях. Проблемы физико-математических наук. Материалы XLIII научно-методической конференции преподавателей и студентов. "Университетская наука - региону". Ставрополь, 1998 г.
- [2] М. А. Беджанян, О. В. Борисенко INVESTIGATION OF SURFACE TENSION AND CAPILLARY RISE OF MAGNETIC LIQUIDS. 8-ая Международная конференция по магнитным жидкостям. Румыния, Тимишоара, 29 июня - 30 июля 1998 г.
- [3] О. В. Борисенко О возможности несимметричной релаксации намагниченности в связи с проблемой агрегатизации однодоменных частиц малого и среднего размера в магнитной жидкости. Фундаментальные проблемы физики. Сборник тезисов. - Июнь, 2005. - Казань, Россия.
- [4] В. В. Чеканов Магнетизм малых частиц и их взаимодействие в коллоидных ферромагнетиках. Дис... Д-ра физ.-мат. наук. - Ставрополь, 1985. - 361 с.

К вопросу о механизме рассеяния света ферромагнитным коллоидом

О.В.Борисенко

Ставропольский государственный университет, Ставрополь, Россия

e-mail: bormail@list.ru

Известно, что одной из причин увеличения интенсивности рассеянного магнитной жидкостью (МЖ) света может служить возникновение кластеров частиц, которые способны возникать не только при воздействии на образец внешнего магнитного или электрического полей, но и при разбавлении исходного образца чистым растворителем [1]. Также известно, что механизм рассеяния света во многом определяется соотношением размеров рассеивающих центров и длины световой волны λ . Средний диаметр магнетитовых частиц МЖ составляет порядка $d = 10$ нм [2], что значительно меньше длины световой волны. В этом случае зависимость интенсивности рассеянного света от длины волны описывается известным законом Релея, согласно которому интенсивность рассеянного света обратно пропорциональна четвёртой степени длины волны. Соответствующий механизм рассеяния принято называть релеевским механизмом. Механизм рассеяния света на частицах, соизмеримых по размерам с длиной волны качественно может быть описан соотношением $I \sim 1/\lambda^n$, где $n < 4$. Такой механизм рассеяния принято называть рассеянием Ми.

Другим критерием отличия релеевского рассеяния от нерелеевского является характер индикатрис рассеяния. Интенсивность света, рассеянного по закону Релея, минимальна под прямым углом к направлению распространения падающего на образец света, возрастает в обе стороны от этого направления, и носит симметричный характер. Индикатрисы рассеяния нерелеевских образцов асимметричны с преобладанием

интенсивности в направлении распространения падающего луча.

Настоящая работа посвящена вопросам экспериментального определения показателя степени при длине волны света, рассеянного

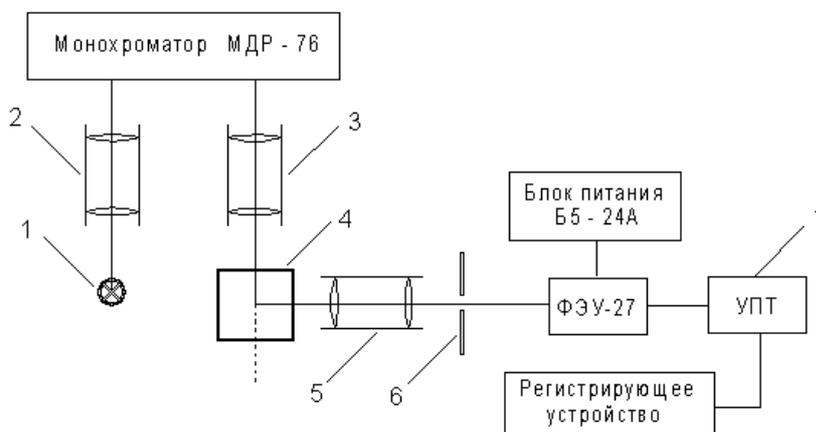


Рис. 1.

МЖ, а также изучению характера индикатрис рассеяния для нескольких образцов различной концентрации твёрдой фазы без воздействия внешних полей.

Измерения показателя степени при длине волны производились на экспериментальной установке, схематично представленной на рисунке 1. В качестве источника света применялась галогенная лампа 1 типа КГМ, световой поток которой фокусировался при помощи системы линз 2 и направлялся во входную щель монохроматора МДР-76 со спектральной шириной щели 8 нм/мм. Выходящий из монохроматора луч, проходя систему фокусировки 3, направлялся на кювету прямоугольной формы с исследуемым образцом 4. Рассеянный луч света фокусировался системой линз 5, диафрагмировался и направлялся на фотокатод фотоэлектронного умножителя ФЭУ-27, который мог располагаться как на пути падающего на образец светового потока, так и на пути луча, рассеянного под прямым углом к направлению падающего луча. Электрический сигнал с выхода ФЭУ, усиленный усилителем постоянного тока 7, подавался на регистрирующее устройство, роль которого выполнял гальванометр М-95.

Существующие методики измерения показателя степени при длине волны на описанной установке сопряжены с рядом трудностей экспериментального характера. В частности, излучение любой лампы характеризуется распределением интенсивности излучения по длинам волн. Поэтому перед началом измерений следует предварительно исследовать источник света на предмет распределения интенсивности излучения по длинам волн, после чего принять меры по выравниванию интенсивностей падающего на образец света, что представляет собой трудоёмкую задачу.

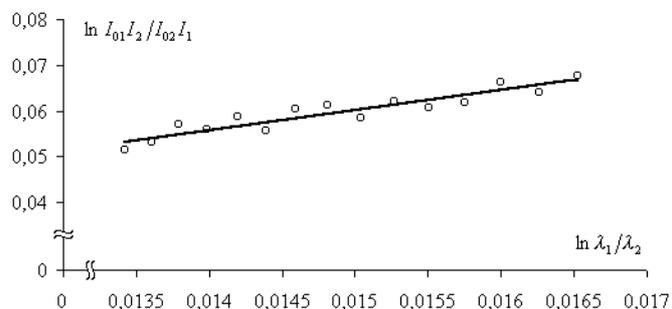


Рис. 2

Автору работы удалось найти другой, значительно более простой, способ решения задачи. Он заключается в измерении интенсивности света I'_0 , падающего на кювету с магнитной жидкостью; интенсивности света I , рассеянного образцом в направлении, перпендикулярном направлению распространения падающего луча; а также интенсивности света I' , прошедшего сквозь образец. Измерения производились в диапазоне длин волн от 600 нм до 750 нм. В качестве рабочей формулы использовалось уравнение [3]

$$I = 9\pi^2 \left[\frac{\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2}{\varepsilon_1^2 + 2\varepsilon_2^2} \right] \frac{V^2 \sin^2 \varphi}{R^2 \lambda^n} I_0, \quad (2)$$

где V – рассеивающий объём МЖ; φ – угол рассеяния; R – расстояние от объёма V до точки наблюдения; λ – длина световой волны; I – интенсивность рассеянного света; I_0 – интенсивность света, переизлучаемого объёмом V ; n – показатель степени, который требуется определить.

Вводя обозначение

$$A = 9\pi^2 \left[\frac{\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2}{\varepsilon_1^2 + 2\varepsilon_2^2} \right] \frac{V^2 \sin^2 \varphi}{R^2}, \quad (3)$$

перепишем уравнение (2) в более простом виде: $I = I_0 A / \lambda^n$. Тогда, записывая отношение I_2/I_1 интенсивностей рассеянного света на двух длинах волн λ_1 и λ_2 , получим: $I_{01}I_2/I_{02}I_1 = A_2\lambda_1^n/A_1\lambda_2^n$. После логарифмирования:

$$\ln \frac{I_{01}I_2}{I_{02}I_1} = n \ln \frac{\lambda_1}{\lambda_2} + \ln \frac{A_2}{A_1}. \quad (4)$$

Очевидно, что если величины I_1 , I_2 , λ_1 и λ_2 измеряемы, то интенсивности I_{01} и I_{02} не подлежат непосредственному измерению. Однако они могут быть определены после измерения интенсивности I'_0

падающего на кювету света и интенсивности I' света, прошедшего сквозь образец (при этих измерениях на пути луча света необходимо располагать нейтральный фильтр или ослабляющие сетки). Тогда, на основании закона Бугера $I' = I'_0 \exp(-\alpha d)$, получим:

$\alpha = (\ln I'_0/I')/d$, где d – толщина слоя МЖ, α – коэффициент поглощения, который не зависит от интенсивности света, а

следовательно, и от толщины слоя. Согласно работам С. И. Вавилова, закон Бугера выполняется в крайне широких пределах изменения интенсивности света (примерно 10^{20} раз), что позволяет использовать

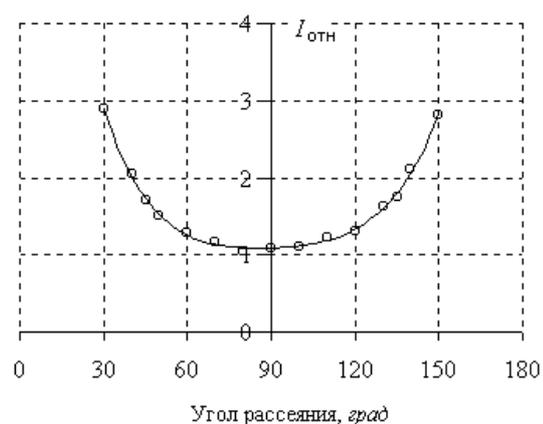


Рис. 3.

последнее выражение во всём оптическом диапазоне длин волн. Записывая закон Бугера для интенсивностей I_0 и I , получим:

$$I_0 = \frac{I}{\exp(-\alpha d)} = I \exp(\alpha d),$$

Величины A_1 и A_2 , входящие в расчётную формулу (4) метода, согласно выражению (3), не зависят от длины волны (такая зависимость проявляется только при очень мощных световых потоках). Поэтому слагаемое $\ln A_2/A_1$ в выражении (4), в общем, может быть опущено. Кроме того, при измерениях на близких длинах волн можно положить $I_{01} = I_{02}$, что так же упрощает формулу (4).

В эксперименте были исследованы образцы магнитной жидкости с объёмной концентрацией магнитной фазы 0,003%, 0,005% и 0,007 об. %. В ходе анализа полученных результатов были выявлены образцы, как изначально не содержащие микрокапельных агрегатов, так и образцы с уже сформировавшимися кластерами ($n < 4$). Для образцов первого типа показатель степени при длине световой волны оказался равным $n = 4,0 \pm 0,2$. Результаты соответствующего эксперимента графически представлены на рисунке 2.

На рисунках 3 и 4 представлены результаты исследования угловой зависимости рассеянного магнитной жидкостью света. При этом степень симметричности индикатрис оценивалась по отношению интенсивностей рассеянного света под углами I_{45° и I_{135° к направлению распространения подающего луча, которое составило порядка $I_{135^\circ}/I_{45^\circ} = 1,0 \pm 0,15$. Полученные индикатрисы подтвердили приведённый на рисунке 2 результат, полученный по описанной выше методике определения показателя степени при длине световой волны.

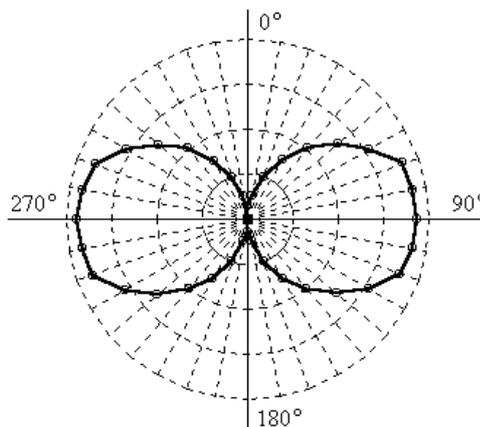


Рис. 4.

- [1] В. И. Дроздова, Ю. Н. Скибин, Г. В. Шагрова Исследование структуры разбавленных магнитных жидкостей по анизотропному светорассеянию // Магнитная гидродинамика. - 1987, №2. - С. 63-66.
- [2] В. Е. Фертман Магнитные жидкости. . – Минск: Вышэйшая школа, 1988. – 184 с.
- [3] М.Ф. Вукс Рассеяние света в газах, жидкостях и растворах. – Л.: Изд-во ЛГУ, 1977. – 320 с.

Исследование процессов структурообразования в магнитных коллоидах при воздействии импульсных магнитных полей

О.В.Борисенко

Ставропольский государственный университет, Ставрополь, Россия

e-mail: bormail@list.ru

Известно, что воздействие на магнитные жидкости (МЖ) внешнего магнитного поля приводит к образованию в объёме образца цепочечной структуры магнетитовых частиц, что позволяет рассматривать такие МЖ как пространственную дифракционную решётку. При этом, естественно, наблюдается изменение интенсивности рассеянного света. Изучение этого явления позволяет получить ценную информацию как о механизме диполь-дипольных взаимодействий в магнитном коллоиде, так и о размерах самих рассеивающих центров.

Исследования проводились путём изучения динамики светорассеяния МЖ при выключении внешнего магнитного поля. Для этого на образец накладывались прямоугольной формы импульсы магнитного поля частотой от 0,001 до 1000 Гц, амплитуда которых варьировалась от 1 до 50 Э, времена нарастания и спада поля составляли порядка 100 и 10 мкс соответственно. Регистрация интенсивности рассеянного света осуществлялась под прямым углом к направлению распространения падающего луча при помощи фотоэлектронного умножителя ФЭУ-27 и запоминающего осциллографа С8-13. Источником света являлся гелий-неоновый лазер 4 с длиной волны 632 нм и мощностью 2 мВт.

В работе исследовались образцы МЖ с объёмной концентрацией магнитной фазы 0,003, 0,005 и 0,007 % при выключении магнитного поля.

Время спада интенсивности рассеянного света при выключении поля величиной 10 Э составляет порядка 0,5 мс, а зависимость $I(t_{\text{выкл}})$ вполне удовлетворительно описывается формулой [3]:

$$I(t_{\text{выкл}}) = I/I_0 = \exp(-6Dt), \quad (1)$$

где I_0 - интенсивность рассеянного света в период действия импульса поля; D - коэффициент вращательной броуновской диффузии, равный отношению тепловой энергии kT к коэффициенту сопротивления вращению R [2].

С ростом амплитуды импульсов поля наблюдался рост времени спада интенсивности рассеянного излучения до 7 мс при выключении поля напряжённостью 50 Э.

При этом зависимость $I(t_{\text{выкл}})$ во всём временном диапазоне не удалось аппроксимировать функцией вида (1), так как наблюдается сначала резкий спад интенсивности рассеянного света, а затем относительно медленное её уменьшение до величины I_0 . На рисунках 1 и 2 представлены результаты исследований при выключении магнитного поля амплитудой 30 и 50 Э.

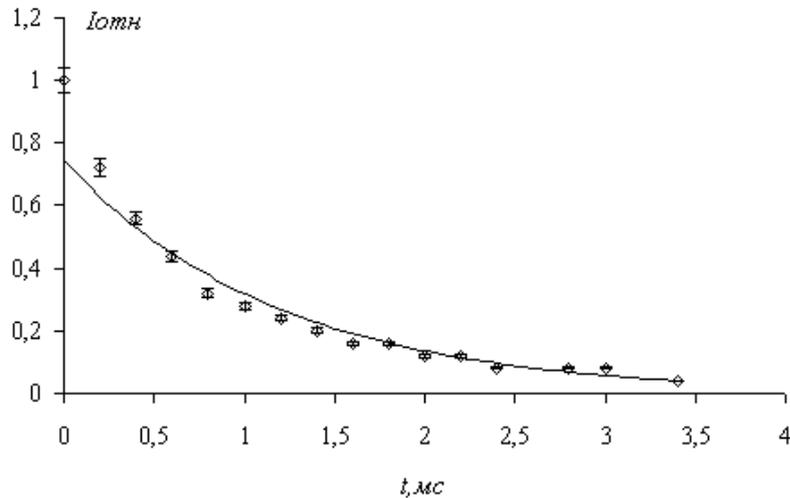


Рис. 1.

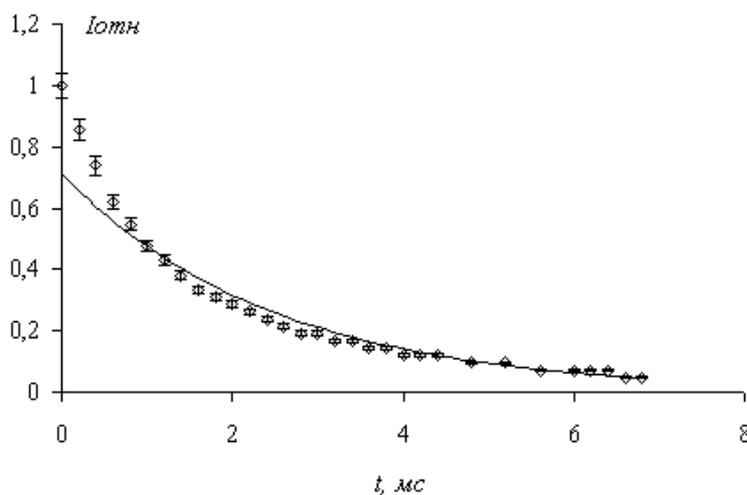


Рис. 2.

Анализ полученных результатов позволил выявить быструю и медленную составляющие изучаемого процесса, обусловленные, по всей видимости, полидисперсностью исследованных образцов МЖ. Это означает, что коэффициент вращательной броуновской диффузии D в формуле (1) применительно к исследованным образцам носит усреднённый характер.

Очевидно, что немаловажным, как с теоретической, так и с практической точек зрения, является вопрос о более точном определении величины D для каждой составляющей изучаемого процесса.

Коэффициент вращательной диффузии медленной составляющей определялся следующим образом. Хорошо известно, что при воздействии на образец МЖ внешнего магнитного поля в объёме образца возникает некоторая структура, что и приводит к изменению интенсивности рассеянного света при включении магнитного поля. Поскольку исследуемая среда является полидисперсной, то можно говорить о том, что в образовании такой структуры под действием внешнего магнитного поля принимают участие, как мелкие частицы, так и крупные. После выключения поля структура под действием броуновского движения разрушается. При этом сначала распадаются рассеивающие центры, состоящие из мелких частиц, а затем – рассеивающие центры, состоящие из крупных частиц. Таким образом, быстрая составляющая изучаемого процесса может быть обусловлена рассеянием света на мелких и крупных кластерах, а медленная – только на крупных.

Компьютерная обработка результатов эксперимента показала, что медленная составляющая изучаемого процесса носит экспоненциальный характер и может быть аппроксимирована функцией:

$$I_m = I_0 \exp(-6D_m t) \quad (2)$$

где I_m и D_m - интенсивность рассеянного света и коэффициент вращательной броуновской диффузии для медленной составляющей. Его величина определялась методом наименьших квадратов по формуле

$$\ln I_m = -6D_m t + \ln I_0 .$$

Для корректного учёта полидисперсности исследуемых образцов был определён коэффициент вращательной диффузии мелких кластеров D_b по следующей методике. Очевидно, что рассеяние света в период действия быстрой составляющей обусловлено суммарной интенсивностью рассеянного света на мелких и на крупных кластерах $I = I_m + I_b$, в то время как рассеяние света в период действия медленной составляющей происходит только на крупных кластерах (мелкие к этому времени уже полностью распались). Таким образом, анализ медленной составляющей позволяет оценить величину коэффициента вращательной броуновской диффузии D_m крупных частиц.

Математическое описание быстрой составляющей изучаемого процесса может быть осуществлено путём вычитания из измеренных величин интенсивности рассеянного света I значений интенсивности I_m , полученные путём экстраполяции зависимости (2) в область быстрой составляющей, что позволяет получить искомую величину интенсивности

рассеянного света $I_{\bar{\sigma}}$ быстрой составляющей процесса, то есть на мелких кластерах. Расчёт величины $I_{\bar{\sigma}}$ производился по формуле

$$I_{\bar{\sigma}} = I - I_M = I \left(1 - \frac{I_M}{I_{\text{эксн}}} \right) = I_{\text{эксн}} \left[1 - \exp \left(\ln \left(\frac{I_M}{I} \right) \right) \right] = I \left[1 - \exp \left(\ln \left(- \frac{I}{I_M} \right) \right) \right],$$

откуда

$$I_{\bar{\sigma}} = I [1 - \exp(\ln I_M - \ln I)]. \quad (3)$$

Знание величин D_M и $D_{\bar{\sigma}}$ даёт возможность оценить число частиц магнетита в составе рассеивающих кластеров. Для этого была проведена аппроксимация рассеивающих центров эллипсоидом вращения с соотношением полуосей $p = b/a$.

На рисунке 3 показаны графики зависимости числа частиц

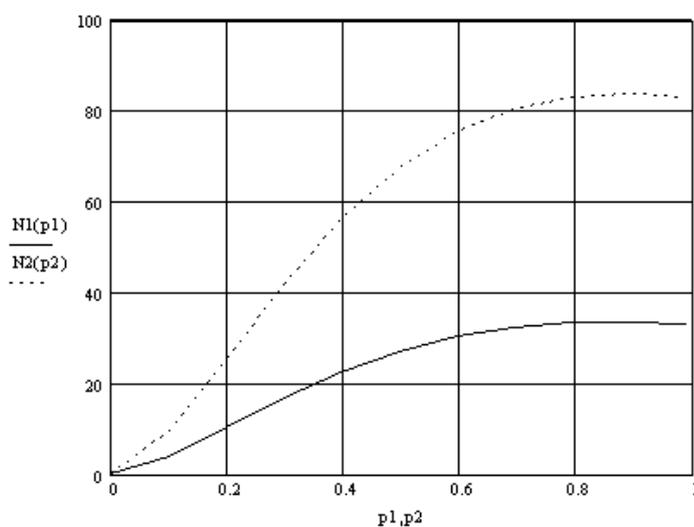


Рис. 3.

в кластере от соотношения полуосей p , полученные на основе экспериментальных данных для мелкой (сплошная кривая) и крупной (пунктирная кривая) фракций рассеивающих центров. Из рисунка видно, что число частиц магнетита, содержащихся в мелких кластерах, может составлять порядка 35, а число частиц в крупных кластерах может достигать порядка 100.

Литература:

- [1] А. А. Трусов, В. В. Войтылов, Т. Ю. Зернова, А. А. Спартаков Определение формы коллоидных частиц электрооптическими методами // Коллоидный журнал. - 1997. - Т. 59, №2. - С. 236 - 239.
- [2] Я.И. Френкель Кинетическая теория жидкостей. - Л.: Наука, 1975. - 592 с.
- [3] С. С. Духин Электрооптика коллоидов. - Киев: Наукова Думка, 1977. - 200 с.

Магнитная переориентация в ансамбле ферромагнитных однодоменных частиц под действием высокочастотного поля

Л.С.Носов¹, Л.Н.Котов¹, Асадуллин Ф.Ф.²

¹ Сыктывкарский государственный университет, Сыктывкар, Россия
e-mail: nosov@syktsu.ru

² Сыктывкарский лесной институт, Сыктывкар, Россия
e-mail: asf@sfi.komi.com

Исследование ансамблей малых частиц становится все более популярной областью исследования, особенно в связи с созданием материалов для магнитной записи и новых носителей информации [1-3].

Рассмотрим ансамбль из N однодоменных ферромагнитных частиц, взаимодействующих между собой как точечные диполи. Пусть частицы расположены в узлах кубической сверхрешетки с параметром a . Для простоты рассмотрим частицы в форме шара. Главные кристаллографические оси $[001]$, $[010]$ и $[100]$ материала частиц ориентированы вдоль осей Ox , Oy и Oz сверхрешетки.

Плотность свободной энергии i -той частицы может быть записана в виде суммы плотности энергии кубической анизотропии, плотности энергии диполь-дипольного взаимодействия и плотности зеемановской энергии частицы в переменном магнитном поле [4]:

$$U^{(i)} = U_{an}(\mathbf{m}_i) + \sum_{i \neq j} U_{dd}^{(j)}(\mathbf{m}_i, \mathbf{m}_j) - \mathbf{M}_i \mathbf{H}_{\sim} \quad (1)$$

где $\mathbf{H}_{\sim} = h \sin(\omega \cdot t)$ – внешне переменное магнитное поле с частотой ω ; $\mathbf{m}_i = \mathbf{M}_i / M_0$ – вектор направляющих косинусов намагниченности \mathbf{M}_i i -той частицы, и $M_0 = |\mathbf{M}_i|$ – намагниченность насыщения, одинаковая для всех частиц ансамбля; $U_{an}(\mathbf{m}) = K_1 \cdot (m_x^2 m_y^2 + m_x^2 m_z^2 + m_y^2 m_z^2) + K_2 \cdot m_x^2 m_y^2 m_z^2$ – плотность энергии кубической анизотропии, где $K_1 > 0, K_2 < 0$ – первая и вторая константы кубической анизотропии соответственно; плотность энергии диполь-дипольного взаимодействия i -той частицы с другой j -той частицей может быть записана [4]:

$$U_{dd}^{(j)}(\mathbf{m}_i, \mathbf{m}_j) = \frac{M_0^2 \cdot V_j}{r_{ij}^3} \left(\mathbf{m}_i \cdot \mathbf{m}_j - 3 \frac{(\mathbf{m}_i \cdot \mathbf{r}_{ij})(\mathbf{m}_j \cdot \mathbf{r}_{ij})}{r_{ij}^2} \right), \quad (2)$$

где V_j – объем j -той частицы; \mathbf{r}_{ij} – радиус-вектор от i -той частицы к j -той, $r_{ij} = |\mathbf{r}_{ij}|$. Во всех вычислениях мы использовали $V_j \equiv V, j \in [1, N]$. Динамика намагниченности ансамбля частиц может быть описана, после замены переменных, уравнением Ландау-Лифшица с затуханием в форме Гильберта [4]:

$$\frac{d\mathbf{m}_i}{dt^*} = -\left[\mathbf{m}_i \times \mathbf{H}_{eff}^{*(i)}\right] + \alpha \left[\mathbf{m}_i \times \frac{d\mathbf{m}_i}{dt^*}\right], i \in [1, N] \quad (3)$$

где α – безразмерный параметр затухания; $t^* = t \cdot 2\gamma K_1 / M_0$, $\omega^* = \omega \cdot M_0 / 2\gamma K_1$ – приведенные время и частота соответственно, где γ – гиромагнитное отношение; приведенное эффективное поле, действующее на намагниченность i -той частицы:

$$\mathbf{H}_{eff}^{*(i)} = -\frac{\delta U^{*(i)}}{\delta \mathbf{m}_i} \quad (4)$$

где $U^{*(i)} = U^{(i)} / 2K_1$ – приведенная плотность свободной энергии i -той частицы, где плотность свободной энергии $U^{(i)}$ определяется из (1). Приведенное эффективное поле диполь-дипольного взаимодействия, действующее на намагниченность i -той частицы, с учетом выражений (2) и (4) может быть записано:

$$\mathbf{H}_{dd}^{*(i)} = -\sum_{j \neq i} \frac{M_0^2 \cdot V_j}{2K_1 \cdot r_{ij}^3} \left(\mathbf{m}_j - 3 \frac{\mathbf{r}_{ij} (\mathbf{m}_i \cdot \mathbf{r}_{ij})}{r_{ij}^2} \right) \quad (5)$$

Таким образом, мы имеем самосогласованную систему из N уравнений (3). Аналитическое решение такой системы возможно только в некоторых упрощенных случаях. Поэтому система уравнений (3) решалась численно с использованием метода Рунге-Кутты 7-8 порядка [5]. Основным критерием точности метода было сохранение модуля вектора \mathbf{m}_i отдельной частицы. Во всех вычислениях мы использовали $K_2 / K_1 = -0.5$ и $M_0^2 / 2K_1 = 9$. Начальным условием для всех расчетов было квазипараллельное равновесное состояние, которое является результатом релаксации из состояния, в котором намагниченности всех частиц параллельны оси Ox . Высокочастотное внешнее поле направлено параллельно оси Oy . Приведенное время воздействия высокочастотным полем $\tau^* = 20$.

Намагниченность ансамбля однодоменных частиц может быть описана его магнитной структурой. Равновесное состояние магнитной структуры может быть определено как асимптотическое решение уравнения (3) в отсутствие внешнего поля. Это состояние – один из минимумов полной энергии ансамбля:

$$U_{tot} = \sum_{i=1}^N U^{(i)} \cdot V_i \quad (6)$$

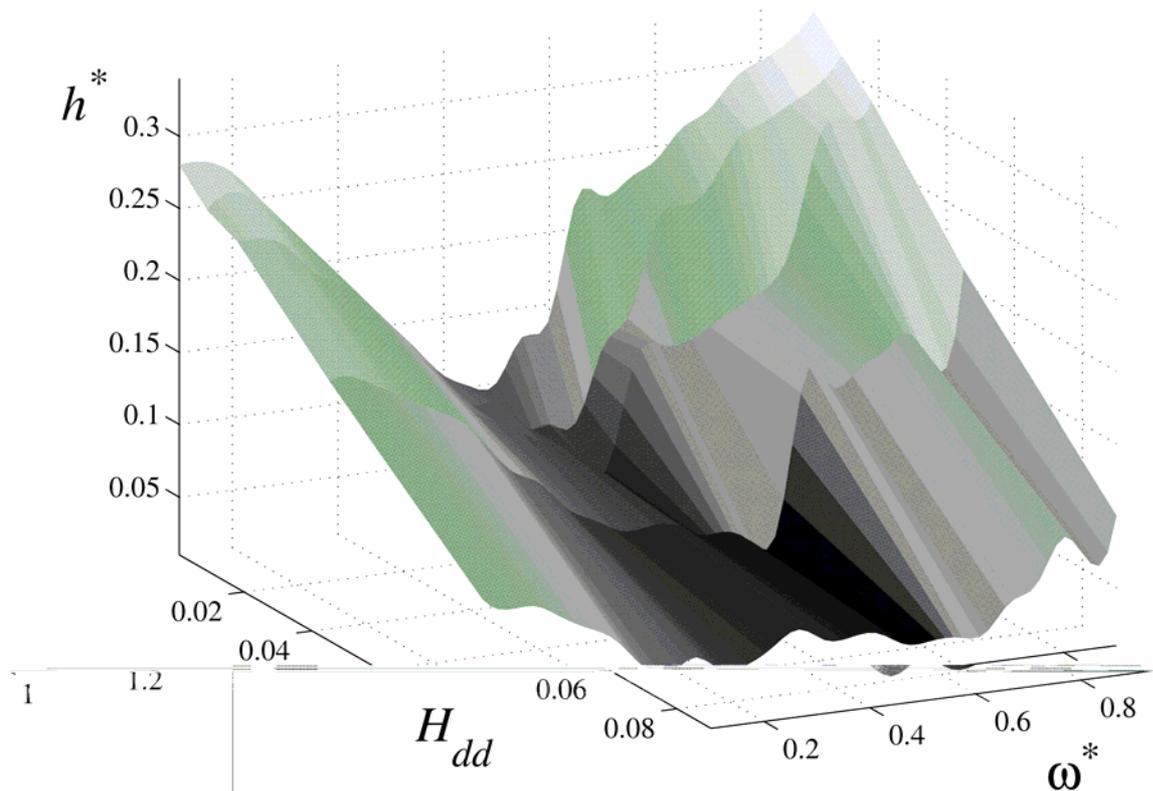
Численное решение уравнения (3) показывает, изменение магнитной структуры возможно путем воздействия на ансамбль импульсом высокочастотного поля. Аналогично тому, как это сделано для невзаимодействующих частиц, можно ввести понятие порога изменения

магнитной структуры как минимальной амплитуды высокочастотного поля на фиксированной частоте, при которой происходит изменение равновесной магнитной структуры. Порог изменения магнитной структуры зависит от поля диполь-дипольного взаимодействия, которое определяется следующим выражением:

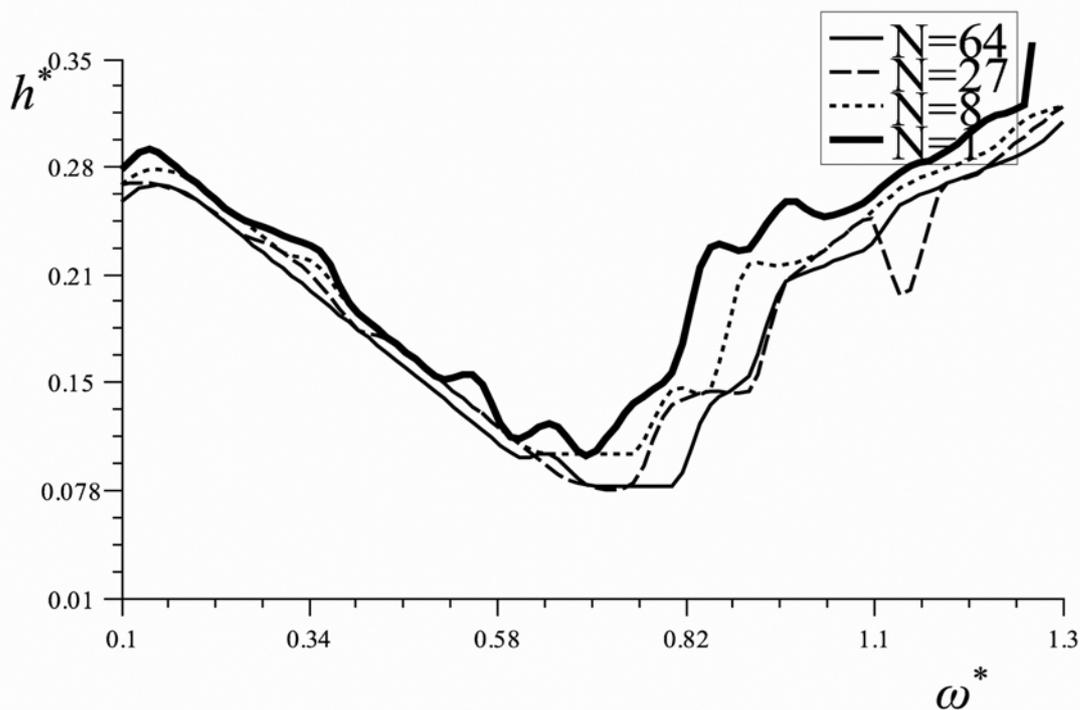
$$H_{dd} = \frac{M_0^2 \cdot V}{2K_1 \cdot a^3} \quad (7)$$

где a – расстояние между двумя соседними частицами или параметр сверхрешетки.

Как видно из рисунка ниже для $N = 64$, порог изменения магнитной структуры уменьшается с ростом величины H_{dd} . Более того, порог изменения магнитной структуры имеет минимум, который уширяется с ростом величины H_{dd} .



С другой стороны, порог изменения магнитной структуры должен зависеть от полного числа частиц N , так как это приводит к росту эффективного поля диполь-дипольного взаимодействия (5). Но эта зависимость не столь выражена, как зависимость от величины H_{dd} .



Нелинейная динамика намагниченности однодоменных частиц в ансамблях под действием импульсов высокочастотного поля может приводить к изменению магнитной структуры. Это явление носит пороговый характер. Все зависимости порога изменения магнитной структуры от частоты аналогичны зависимости порога возбуждения нелинейного ФМР от частоты [6]. Магнитная структура ансамбля частиц определяет магнитные спектры и можно сделать вывод, что изменение структуры приводит к изменению магнитных спектров. Так, в случае невзаимодействующих частиц, явление изменения магнитной структуры может быть использовано для создания носителя информации, основанного на частотном принципе записи-считывания [3]. Однако в общем случае это явление требует дальнейших исследований.

- [1] Jung S., Watkins B. and others. Phys. Rev. B 66, 2002. P. 132401-1-132401-4.
- [2] Котов Л.Н., Носов Л.С. Письма в ЖТФ, 2003. Т. 29, Вып. 20. С. 38-42.
- [3] Котов Л.Н., Носов Л.С. ЖТФ, 2005. Т. 75, Вып. 10. С. 55-60.
- [4] Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 464 с.
- [5] Бордовицина Т.В. Современные численные методы в задачах небесной механики. М.: Наука, 1984. 136 с.
- [6] Моносов Я.А. Нелинейный ферромагнитный резонанс. М.: Наука, 1971. 210 с.

Aging, rejuvenation and memory in spin glasses

G.Chugunova¹, E.Gazeeva², I.Haibutdinova², R.Saburova², S.Usmanova²

¹*Kazan State Technological University, Kazan, Russia*

e-mail: avach@kfti.csn.ru

²*Kazan State Power University, Kazan, Russia*

e-mail: i_haibutdinova@list.ru

Spin glasses and quantum spin glasses represent a model systems for more "complex" glassy materials. The low-temperature dynamics of various spin glass systems was thoroughly investigated, and a number of characteristics features emerged. Among these are the well-known aging behavior of the thermoremanent magnetization or the ac susceptibility in isothermal experiments, and the spectacular "memory" and "rejuvenation" effects observed in temperature-shifts protocols.

At low temperatures the aging effects, rejuvenation and memory are studied analytically and numerically in a disordered glassy quantum system interacting with its surroundings and subjected to the external ac magnetic field and dc magnetic one. Energy dissipation is due to the interaction of the system with the set of independent harmonic oscillators (imitating a quantum thermal bath) and due to the ac magnetic field. The closed dynamic equations for the autocorrelation function and the linear-response function have been solved using the method of the closed – time path-integrals. The effect of quantum parameter of the system on the dynamic behavior is considered. The effects of the external magnetic fields and temperature T are studied on the correlation function and the response one in the spin-glass phase. We are found that dynamic behavior displays the strong rejuvenation after T -shift, the memory effects can be observed when the temperature is changed back to the initial value. Our results correspond to the experimental data.

So, we have considered the effects of the temperature, the external ac and dc magnetic fields, and quantum parameter on the nonequilibrium dynamics of the disordered quantum spin system (quantum p -spin glass model). Also we have considered the T -shift and T -cycling processes in this model. For the quantum system considered such analysis was performed for the first time.

It has been shown that the autocorrelation function and the linear response function decay with different rates at the short and the long times. The relaxation of quantum system becomes slower in the spin glass phase. We have found that the spin glass phase is favoured by stronger the exchange spin interaction and the system-bath interaction. In large fields and with big quantum parameter on contrary the aging does not persist. The quantum fluctuations which are important at low temperatures and the weak external fields do not suppress spin ordering and aging can occur in the system under study. In the case of zero fields our results are similar to the results obtained before.

Процессы перемагничивания одноосных ферромагнитных кристаллов с поверхностными дефектами

С.Н.Сазонов

Уфимский Государственный Авиационный Технический Университет, Уфа, Россия

e-mail: physica@mail.rb.ru

Перемагничивание одноосного ферромагнетика представляет собой фазовый переход 1 – ого рода, при котором имеет место типичный для этого класса явлений гистерезис. При этом поле перемагничивания H_N зависит от величины угла ψ между осью лёгкого намагничивания ОЛН (ось Oz на рисунке; сплошные векторы – намагниченность точек среды) и направлением вектора внешнего магнитного поля H_{ext} [1]. Простые формулы теории гистерезиса [1] существенно усложняются при наличии у материала констант анизотропии высшего порядка, когда плотность энергии анизотропии записывается в виде

$$W(\theta) = K_1 \cdot \sin^2 \theta + K_2 \cdot \sin^4 \theta = K_1 \cdot (\sin^2 \theta - p \cdot \sin^4 \theta), \quad (1)$$

где θ – угол отклонения вектора намагниченности M от ОЛН, K_1 и K_2 – соответственно первая и вторая константы анизотропии. В этом случае известны формулы для $H_N(\psi)$ только в линейном по p приближении [2].

С другой стороны, даже при $p = 0$, учёт пространственной неоднородности величин K_i ($i = 1, 2$), возникающей по тем или иным причинам в реальных кристаллах, делает теорию [1] неприменимой. Наиболее исследован [3] случай полупространства ($x > 0$) с

$$K_1(x) = K_1 \cdot \Theta(x-h), \quad (2)$$

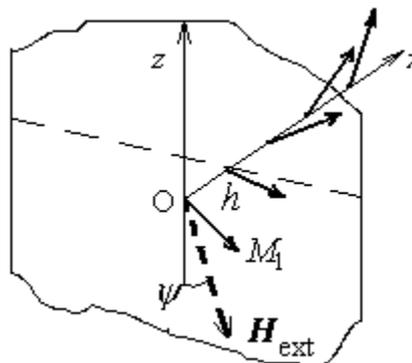
где $\Theta(x)$ – ступенчатая функция Хэвисайда. Такое примерно распределение анизотропии имеет место в сплавах Sm – Co, где на поверхности зёрен $SmCo_5$ лежат обменно связанные с ними выделения второй фазы Sm_2Co_{17} со значительно меньшей анизотропией.

В данной работе проведено исследование угловой зависимости поля перемагничивания магнитоупорного материала $Fe_{14}Pr_2B$, где, в отличие от Sm – Co, зависимость анизотропии от координаты можно аппроксимировать гладкой функцией

$$K_i(x) = K_i \cdot f(x) = K_i \cdot (1 - C \cdot e^{-x/h}). \quad (3)$$

Здесь $0 \leq C \leq 1$, а h имеет смысл глубины диффузии примесей с поверхности кристаллита вглубь решётки в процессе синтеза этого соединения.

Расчёты выполнялись для $p = 0.25$, что соответствует [4] температуре $T = 100$ К. (В этом случае можно пренебречь размагничивающим полем



образца и сравнивать теоретическую кривую $H_N(\psi)$ непосредственно с экспериментальной). Для определения $H_N(\psi)$ составлялся функционал энергии кристаллита

$$\Delta \varpi = \int_0^\infty \left\{ f(\beta y) \cdot \left[\frac{1-p}{2} (\cos 2\theta_\infty - \cos 2\theta) - \frac{p}{8} (\cos 4\theta - \cos 4\theta_\infty) \right] + \left(\frac{d\theta}{dy} \right)^2 + 2\varepsilon \cdot (\cos(\theta + \psi) - \cos(\theta_\infty + \psi)) \right\} dy. \quad (4)$$

Здесь $y = x/d = x/(\sqrt{A/K_1})$, $\varpi = W/(K_1 \cdot d^3)$, $\varepsilon = H_{\text{ext}}/H_A = H_{\text{ext}}/(2K_1/M_s)$ – безразмерные длина, плотность энергии и магнитное поле соответственно, A – обменный параметр материала, $M_s = |\mathbf{M}|$ – его намагниченность насыщения, $\beta = d/h$ – безразмерный параметр. Угол θ_∞ соответствует отклонению вектора \mathbf{M} от ОЛН в идеальном кристалле с $f \equiv 1$ в том – же поле и находится предварительно как решение уравнения

$$\varepsilon \cdot \sin(\theta_\infty + \psi) = (1-p) \cdot \frac{\sin 2\theta_\infty}{2} + p \cdot \frac{\sin 4\theta_\infty}{4}. \quad (5)$$

Поле перемагничивания $\varepsilon_{\text{cr}} = H_N / H_A$ определялось как поле, при котором исчезает локальный минимум функционала (4), рассматриваемого как функция угла отклонения от ОЛН граничного вектора намагниченности M_1

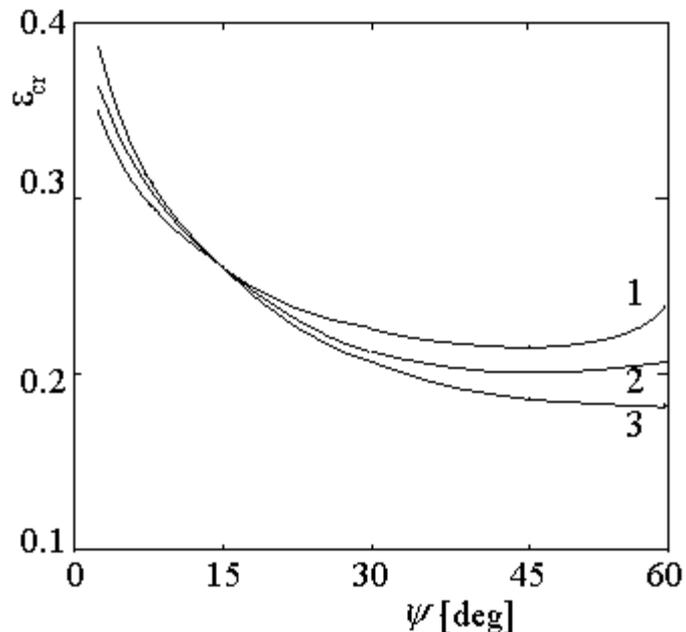
Результаты расчётов угловой зависимости ε_{cr} представлены на рисунке.

Три кривые 1, 2 и 3 соответствуют трём парам параметров C и β из трёх строк таблицы.

	β	C
1	0.400	1.000
2	0.175	0.745
3	0.000	0.495

Эти три пары параметров подбирались из условия, чтобы при $\psi = 15^\circ$ (средний угол отклонения от оси текстуры ОЛН кристаллитов в реальных постоянных магнитах FePrB), значение поля

перемагничивания было одним и тем – же и примерно соответствовало коэрцитивной силе этих магнитов. В размерных переменных значение β для кривой 1 соответствует толщине приповерхностного дефектного слоя $h \approx 30 \text{ \AA}$, а для кривой 2 – $h \approx 70 \text{ \AA}$. Как видно, небольшие вариации этой



величины приводят к заметному изменению хода кривой $H_N(\psi)$ при значениях аргумента $\psi > 45^\circ$. Этот результат может быть полезным при экспериментальном определении толщины зернограничного слоя в поликристаллах FePrВ с достаточно острой текстурой.

Далее, можно отметить, что поведение всех трёх графиков при малых ($\psi \ll 10^\circ$) углах совершенно отлично от поведения аналогичной кривой в случае, когда пространственное распределение анизотропии описывается зависимостью (2) [3]. Более того, быстрое убывание функции $\varepsilon_{cr}(\psi)$ в этом интервале углов сохраняется и при других значениях параметров (был взят случай $\beta = 0.2$, $C = 1$). С целью аппроксимации $\varepsilon_{cr}(\psi)$ элементарными функциями, функционал (4) был исследован для этой пары параметров на семействе пробных функций

$$\theta(y) = \theta_\infty + \left(\frac{\pi}{2} - \theta_\infty\right) \cdot \exp\left(-2 \cdot \frac{y - y_0}{L}\right), \quad (6)$$

где величина L имеет смысл толщины формирующейся на границе полупространства доменной стенки, а y_0 – координата её центра ($y_0 < 0$). Как показал компьютерный расчёт, точность аппроксимации численного решения (4) пробной функцией (6) тем выше, чем меньше ψ ($\psi \sim 1^\circ$). В этой области изменения аргумента, для поля перемангничивания ε_{cr} было найдено соотношение

$$\psi^{2/3} = \text{const} \cdot (a - \varepsilon_{cr}), \quad (7)$$

где $a = \varepsilon_{cr}(\psi = 0)$. Такого – же типа формулу легко получить и в теории когерентного вращения [1], где при малых углах ψ ,

$$\psi^{2/3} = \frac{1 - \varepsilon^2}{3\varepsilon^{4/3}} = \text{const} \cdot (1 - \varepsilon_{cr}). \quad (8)$$

Вопрос о том, сохраняется ли обнаруженная закономерность для других гладких функций $f(y)$, отличных от (3), например для введённой в [2] функции

$$f(y) = 1 - \frac{C}{ch^2 y}, \quad (9)$$

остаётся пока открытым.

[1] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Курс теоретической физики, том 8 – Электродинамика сплошных сред, Наука, Москва (1983).

[2] Kronmuller H., Durst K., Hock S., Martinek G., Journal de Physique, **C49**, 623 (1988)

[3] Richter H. J., J. Appl. Ph., **35**, 3597 (1989)

[4] Kou X.C., Kronmuller H., Givord D., Rossignol M., Phys. Rev., **B50**, 3849 (1994)

Отражение и поглощение электромагнитных волн слоистой периодической структурой ферромагнетик - полупроводник

И.В.Бычков, А.П.Анзулевич, В.В.Риве, В.Д.Бучельников
Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия
e-mail: bychkov@csu.ru

Известно, что в области сверхвысокочастотного электромагнитного излучения слоисто-периодические структуры, содержащие магнитоупорядоченные среды, являются перспективными для создания поглощающих покрытий данного излучения.

В работе приведены результаты численного исследования коэффициентов отражения и поглощения электромагнитных волн от поверхности слоистой структуры ферромагнитный диэлектрик - полупроводник при нормальном падении и при варьировании числа слоев и величины частоты релаксации магнитного момента в ферромагнитном диэлектрике, для случаев, когда ферромагнитные слои находятся как вдали, так и вблизи точки ориентационного фазового перехода.

Исследование коэффициентов отражения и поглощения электромагнитной волны проводится методом характеристических матриц (матриц переноса). Предполагается, что ферромагнитный слой имеет проницаемости $\varepsilon = const$, $\mu(\omega)$, а полупроводниковый $\varepsilon(\omega)$, $\mu = 1$.

Расчеты коэффициентов отражения и поглощения проводились при варьировании числа слоев структуры от $n=2$ до $n=1000$ и при варьировании частоты релаксации намагниченности в магнитном слое от $\gamma=10^6$ с⁻¹ до $\gamma=10^{10}$ с⁻¹, а также использовали значения постоянных, характерных для ферромагнетиков и полупроводника $n\text{-InSb}$: Толщина слоев d бралась от 10^{-4} до 10^{-2} см.

Расчеты показывают, что увеличение частоты релаксации ведет к уменьшению коэффициента отражения и его пиков на частотах магнитного резонанса. Увеличение числа слоёв при неизменной релаксации ведёт к возрастанию коэффициентов отражения и поглощения вблизи резонанса и в обоих случаях: вблизи и вдали от точки фазового перехода. На высоких частотах наибольшее и наименьшее значения коэффициента отражения изменяются в широких пределах: от 0 до 1 – и определяются размерными резонансами. Для структур с количеством слоёв $n > 6$ и при высоких частотах $10^9 - 10^{13}$ Гц достигается 50% поглощение электромагнитной волны, которое в большей степени обусловлено поглощением волн в полупроводниковом слое.

Работа выполнена при поддержке грантов № МД-1579.2004.2 и урчел-04-02-96059.

Отражение электромагнитной волны периодической магнитной структурой, с взаимодействующими между собой ферромагнитными слоями

В.Д.Бучельников, И.В.Бычков, Л.Н.Бутько
Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия
e-mail: buche@csu.ru, bychkov@csu.ru

Работа выполнена при финансовой поддержке Правительства Челябинской области и грантов урчел 04-02-96059, МД-1579.2004.2

Исследования отражательной способности различных веществ являются актуальными по настоящее время, в связи с потребностью в высоко отражающих и поглощающих электромагнитное излучение материалах. Имеется простая возможность управления коэффициентом отражения (КО) электромагнитной волны (ЭМВ) - за счет изменения динамической магнитной проницаемости магнитоупорядоченных веществ и простых изменений структуры в виде различных чередований взаимодействующих магнитных и не магнитных слоев. С физической точки зрения аномальное изменение коэффициента отражения ЭМВ обусловлено эффектом аномального увеличения магнитной проницаемости, связанного с понижением частот ферромагнитного и магнитоэлектрического резонансов за счет уменьшения суммарной магнитной анизотропии в области ориентационного фазового перехода (ОФП) [1]. В результате, вблизи ОФП, поведение магнитной восприимчивости становится аномальным, что в свою очередь приводит к аномальному уменьшению скорости ЭМВ и аномально большой или аномально малой отражающей способности этого вещества.

На практике и эксперименте представляет интерес вопрос о подробном исследовании КО ЭМВ от поверхности магнитоупорядоченных образцов конечных размеров с учетом периодического повторения слоев и их взаимодействия.

Данная работа посвящена теоретическому изучению коэффициента отражения электромагнитной волны и интегральной восприимчивости от структуры, состоящей из взаимодействующих между собой ферромагнитных слоев и немагнитных диэлектрических прослоек (ФДФ структура) с антипараллельным направлением намагниченностей в магнитных слоях. Совершенно очевидно, что взаимодействие между магнитными слоями может существенно сказываться на всех ее свойствах, в частности на магнитной восприимчивости и отражательной способности.

Рассмотрим трехслойную структуру, состоящую из двух ферромагнитных диэлектрических слоев и одного диэлектрического слоя между ними, находящуюся во внешнем магнитном поле $\mathbf{H}||y$ в вакууме.

Толщины слоев одинаковы и равны d . ЭМВ падает нормально и линейно поляризована $\mathbf{h}_0 \parallel x$.

Исследование коэффициента отражения ЭМВ проведем методом [1], основанным на решении связанной системы уравнений Максвелла, Ландау - Лифшица совместно с граничными условиями на тангенциальные компоненты векторов напряженностей электромагнитного поля, нормальные компоненты векторов индукций электромагнитного поля, намагниченность. Совместное решение вышеперечисленных уравнений, с использованием выражения для свободной энергии E слоистой структуры в расчете на единицу площади [2] и граничных условий позволяет получить полную связанную систему линейаризованных уравнений для определения спектра связанных колебаний в ферромагнитных слоях, скоростей распространения возбуждений, выражение интегральной восприимчивости и выражение для коэффициента отражения ЭМВ.

Совместная для двух ферромагнитных слоев система полученных линейаризованных уравнений может быть разрешена только в том случае, если ее определитель относительно переменных $m_{x,y,z}^{(1,2)}$, $h_{x,y,z}^{(1,2)}$, $e_{x,y,z}^{(1,2)}$ будет равен нулю. Это условие приводит к дисперсионному уравнению, связывающему частоты распространяющихся в магнитных слоях волн с их волновым вектором. Дисперсионное уравнение для данной структуры имеет вид

$$\prod_{i=1}^2 \left[(\omega_J^2 - (\omega_{sk_i} + \omega_M + \omega)(\omega_{sk_i} + \omega_M - \omega))(\omega_e^2 - \omega^2) + (\omega_M + \omega_{sk_i})\omega_M \omega_e^2 \right] + \omega_J^2 ((\omega_{sk_1} - \omega_{sk_2})^2 (\omega_e^2 - \omega^2)^2 - \omega_e^4 \omega_M^2) = 0 \quad (1)$$

где $\omega_e = kc / \sqrt{\varepsilon}$ - закон дисперсии невзаимодействующих электромагнитных волн, $\omega_{sk_1} = gM_0 \alpha k^2 + g(2K / M_0 + H_0)$ и $\omega_{sk_2} = gM_0 \alpha k^2 + g(2K / M_0 - H_0)$ - закон дисперсии невзаимодействующих спиновых волн первого и второго магнитного слоя соответственно (в точке ОФП $H_0 = -H_A = -\frac{2K}{M_0}$ закон дисперсии невзаимодействующих спиновых

волн имеет квадратичный характер $\omega_{sk} = gM_0 \alpha k^2$); $K = K_1 - \frac{J_1 - 2J_2}{2d}$ -

постоянная анизотропии, перенормированная межслойным обменным взаимодействием, $\omega_M = 4\pi g M_0$ - магнитостатическая частота,

$\omega_J = \frac{g(J_1 - 2J_2)}{M_0 d}$ - частота, учитывающая межслойное обменное

взаимодействие.

Решением дисперсионного уравнения (1) являются двенадцать значений волновых чисел, соответствующих шести связанным волнам в структуре (две спиновые, одна ЭМВ плюс еще столько же за счет взаимодействия между слоями), которые могут распространяться внутри каждого магнитного слоя в направлении оси z и столько же против оси z .

Видно, что число связанных волн с учетом взаимодействия с соседним магнитным слоем удваивается, т.е. нашу структуру можно условно рассматривать как два связанных осциллятора, собственная частота каждого из которых совпадает с частотой невзаимодействующих слоев. Следовательно, с увеличением числа слоев в структуре будет увеличиваться число связанных волн в каждом слое, что приводит к увеличению резонансов (в нашем случае ферромагнитных и размерных). Помимо связанных волн в магнитных слоях имеется и невзаимодействующая ЭМВ.

В диэлектрике находящемся между магнитными слоями распространяются невзаимодействующие ЭМВ по и против оси z , $\omega_e^{(d)} = k^{(d)} c / \sqrt{\epsilon^{(d)}}$ - закон дисперсии невзаимодействующих электромагнитных волн в диэлектрике.

Используя линеаризованную систему связанных уравнений для ферромагнитного слоя и выражая компоненты намагниченности, напряженности электрического поля через компоненты напряженности магнитного поля получим систему уравнений из которой совместно с дисперсионным уравнением (1) можно определить КО и интегральную восприимчивость данной структуры

Прежде чем перейти к анализу полученных результатов отметим, что из отношений для основного равновесного состояния и дисперсионного уравнения (1) следует, что влияние межслойного обменного взаимодействия зависит от толщины ферромагнитного слоя и в случае достаточно “толстых” (например при $K=10^5$ эрг/см³ для $d>10^{-6}$ см) будет малым. В данной работе рассматриваются многослойные структуры с такими толщинами магнитных слоев, при которых межслойное взаимодействие сравнимо с магнитной анизотропией: $|K_1| \approx \left| \frac{J_1 - 2J_2}{2d} \right|$ - для

крайних слоев. При численных расчетах использовались следующие значение постоянной анизотропии, типичной для ферромагнетиков (ферритов) $K=10^5$ эрг/см³ и толщина всех слоев бралась равной $d=10^{-6}$ см при конечном значении межслойного взаимодействия $J_1=-0,5$ эрг/см², $J_2=-0,15$ эрг/см² и при случае, отвечающем невзаимодействующим слоям $J=0$.

Из зависимости интегральной восприимчивости от частоты видно, что межслойное взаимодействие уже при отсутствии внешнего поля приводит к разложению пика ферромагнитного резонанса на несколько, число которых равно числу магнитных слоев в структуре. Также межслойное взаимодействие приводит к смещению этих резонансов в область более высоких частот. В области низких частот до резонансной области межслойное взаимодействие приводит к уменьшению восприимчивости на всем диапазоне, следовательно изменяя константы J можно создать

условие равенства диэлектрической и магнитной проницаемости для данной структуры.

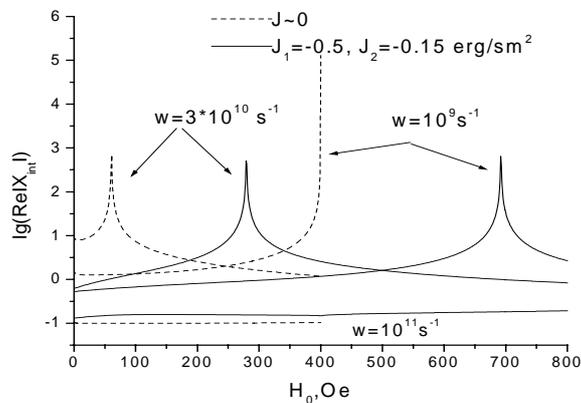
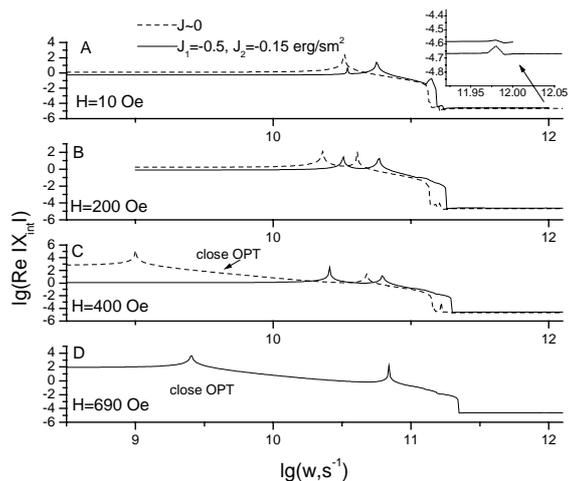
Из зависимости интегральной восприимчивости от внешнего поля видно, что увеличение взаимодействия между слоями приводит к смещению точки ОФП и ФМР в область более сильных полей. Таким образом, можно заключить, что антиферромагнитная слоистая структура за счет увеличения межслойного взаимодействия становится более устойчивой во внешнем поле.

Для структуры, состоящей из n ферромагнитных слоев ($n > 2$) и $(n-1)$ диэлектрических слоев находящихся между ними все зависимости получились схожими с зависимостями для трехслойной структуры.

Единственная особенность связанная с увеличением общей толщины структуры это уменьшение ее прозрачности для ЭМВ.

Резонансное поведение КО будет наблюдаться на частотах соответствующих частотам резонансного поведения интегральной восприимчивости, которые были проанализированы ранее. Следовательно, все полученные особенности и резонансы на зависимостях восприимчивости, связанные с наличием межслойного взаимодействия, будут отмечаться в большей или меньшей степени и на поведении КО для многослойной структуры.

В рамках использованной в настоящей работе теоретической модели показано, что создавая слоистые структуры с различным значением межслойного обменного взаимодействия можно управлять резонансным поведением КО ЭМВ и тем самым изменять его от нуля до единицы при определенных частотах и внешних магнитных полях.



[1] В.Д. Бучельников, И.В. Бычков, В.Г. Шавров. ФТТ **34**, 11, 3408 (1992).

[2] А.Б. Дровосеков, О.В. Жотикова и т.д.. ЖЭТФ **119**, 5, 1817,(1999).

Исследование критических свойств трехспиновой модели и модели Поттса с точки зрения термодинамической устойчивости

Е.Д.Солдатова, А.Н.Галдина

*Днепропетровский национальный университет, Днепропетровск, Украина
e-mail: galdina@ff.dsu.dp.ua*

В [1,2] в общем виде была решена задача об асимптотическом поведении термодинамических величин в окрестности критических точек. Было установлено существование четырех альтернативных типов поведения термодинамических величин и проведена их классификация по значению одного из адиабатических коэффициентов устойчивости (АКУ) и критическому наклону K_c линии фазового равновесия.

Наиболее информативным АКУ является термический коэффициент устойчивости $\left(\frac{\partial T}{\partial S}\right)_M = \frac{T}{c_M}$. Это объясняется, прежде всего, тем, что согласно первой лемме Гиббса c_M пропорциональна флуктуациям энергии, т.е. c_M определяет уровень развития флуктуаций в критической точке. В первом и втором типах $\left(\frac{\partial T}{\partial S}\right)_M = const$ и уровень флуктуаций невелик. В третьем и четвертом типах $\left(\frac{\partial T}{\partial S}\right)_M \rightarrow 0$ и флуктуации достигают больших значений. Наиболее «флуктуационным» является четвертый тип, когда все характеристики устойчивости стремятся к нулю.

Анализ показывает, что первому типу соответствуют эксперименты и модели в приближении самосогласованного поля. Второй и четвертый типы поведения характерны для ферромагнетиков и сегнетоэлектриков.

Точно решаемые модели статистической физики и возможность их применения к описанию реальных критических явлений всегда были в центре внимания тех, кто занимается проблемой фазовых переходов и критического состояния. Данная работа посвящена исследованию критических свойств некоторых статистических моделей на основе термодинамического метода исследования критических состояний однокомпонентных равновесных систем [1,2], который основывается на введении конструктивного определения критического состояния при помощи системы линейных однородных уравнений и одновременном рассмотрении условий устойчивости критического состояния.

Решение восьмивершинной модели [3] вызвало интерес к моделям с мультиспиновыми взаимодействиями, особенно к модели с взаимодействием трех спинов на треугольной решетке. В такой модели на

каждом узле i треугольной решетки находится спин σ_i , принимающий значения $+1$ или -1 . Энергия определенной конфигурации спинов имеет вид

$$E = -J \sum \sigma_i \sigma_j \sigma_k, \quad (1)$$

где суммирование проводится по всем треугольным граням решетки.

При вычислении свободной энергии для трехспиновой модели было замечено [3], что полученные результаты точно совпадают с результатами для частной восьмивершинной модели и что восьмивершинная модель имеет четырехкратную симметрию спиновых конфигураций. Руководствуясь найденными свойствами, Бэкстер нашел преобразование трехспиновой модели на треугольной решетке в восьмивершинную модель на квадратной решетке. Поскольку свободная энергия и спонтанная намагниченность трехспиновой модели совпадают с соответствующими функциями восьмивершинной модели при значении параметра взаимодействия $\mu = 3\pi/4$, то критические показатели модели имеют вид

$$\alpha = \alpha' = 2/3, \quad \beta = 1/12, \quad \gamma = 7/6, \quad \delta = 15. \quad (2)$$

Исходя из этих данных, мы проанализировали асимптотическое поведение основных характеристик устойчивости. При приближении к критической точке все термодинамические величины стремятся к нулю, причем величины $\left(\frac{\partial H}{\partial M}\right)_s$ и $\left(\frac{\partial H}{\partial M}\right)_T$ – быстрее других. Поскольку $\gamma > \alpha$, то значение критического наклона $K_c = 0$. Это соответствует четвертому типу критического поведения, который является типичным для ферромагнетиков и сегнетоэлектриков. Но особенное внимание привлекает тот факт, что эта модель в отличие от других полностью соответствует условиям устойчивости критического состояния.

В [1,2] было показано, что в соответствии с условиями устойчивости критического состояния наименьшей отличной от нуля производной термосилы по термокоординате является производная нечетного порядка n . При асимптотическом рассмотрении ряду таких производных соответствует ряд критических показателей

$$n = 1, 3, 5, \dots \rightarrow \infty \Leftrightarrow \alpha = 0, 2/3, 4/5, \dots, (n-1)/n, \dots \rightarrow 1. \quad (3)$$

Для производных $\left(\frac{\partial T}{\partial S}\right)_M, \left(\frac{\partial^3 T}{\partial S^3}\right)_M, \dots, \left(\frac{\partial^n T}{\partial S^n}\right)_M, \dots$ соответствующим показателем является известный критический показатель теплоемкости α . Для триспиновой модели $\alpha = 2/3$, а это означает, что наиминшей производной, отличной от нуля, будет производная третьего порядка $\left(\frac{\partial^3 T}{\partial S^3}\right)_M$.

Еще одной моделью, рассмотрение которой представляет определенный интерес с точки зрения требований устойчивости является модель Поттса [4]. Модель Поттса является обобщением двумерной модели Изинга. Модель не решена точно, но может быть представлена как вершинная модель с антипараллельным порядком, и ее критическое поведение исследовано достаточно хорошо.

Модель Поттса может быть сформулирована для любого графа, т.е. для любой совокупности вершин (узлов) и ребер (линий), соединяющих пары вершин. Каждой вершине ставится в соответствие некоторая величина σ_i , которая может принимать q значений, скажем, $1, 2, \dots, q$. Особенностью этой модели является то, что от q зависит тип фазового перехода. Фазовый переход будет переходом первого рода (со скрытой теплотой перехода), когда $q > 4$, и непрерывным при $q \leq 4$. Нас интересует как раз последний случай.

При $q = 1$ вычисленные значения критических показателей равны

$$\alpha = -2/3, \beta = 5/36, \gamma = 19/18, \delta = 15. \quad (4)$$

Когда $q = 2$ модель Поттса становится моделью Изинга и значения критических показателей равны

$$\alpha = 0, \beta = 1/8, \gamma = 7/4, \delta = 15. \quad (5)$$

При $q = 3$ критические показатели

$$\alpha = 1/3, \beta = 1/9, \gamma = 13/9, \delta = 14, \quad (6)$$

что совпадает с результатами модели жестких гексагонов.

При $q = 4$ значения критических показателей

$$\alpha = 2/3, \beta = 1/12, \gamma = 4/3, \delta = 15. \quad (7)$$

Анализ поведения адиабатических коэффициентов устойчивости модели Поттса позволил установить, что при $q=1$ реализуется второй тип критического поведения с $K_c=0$. При $q=2$ $\alpha=0$ (логарифмическая расходимость) и $\gamma=7/4$ приводят к четвертому типу критического поведения с $K_c=\infty$. При $q=3$ и $q=4$ реализуется четвертый тип критического поведения с $K_c=0$. Особенно интерес здесь представляет случай $q=4$, полностью удовлетворяющий требованиям устойчивости, где мы сталкиваемся с ситуацией, аналогичной триспиновой модели – наименьшей производной, отличной от нуля, будет производная третьего порядка $\left(\frac{\partial^3 T}{\partial S^3}\right)_M$.

Однако, рассмотренные модели не являются единственными в своем роде моделями, удовлетворяющими условию (3). Так, значение $\alpha=0$ соответствует классическим моделям, модели Либа при $T < T_c$, модели Поттса при $q=2$, моделям Бэкстера и Эшкина-Теллера при $\mu=\pi/2$. Другие возможности рассмотрены нами при анализе критического поведения двумерных моделей [3]. Так, $\alpha=2/3$ соответствует помимо триспиновой модели и модели Поттса при $q=4$ еще модели Бэкстера при $\mu=3\pi/4$, модели Эшкина-Теллера при $\mu=0$. Значение $\alpha=4/5$ соответствует модели Бэкстера при $\mu=5\pi/6$. $\alpha=1$ соответствует модели Либа при $T > T_c$, модели Бэкстера $\mu=\pi$.

Таким образом, согласно устойчивости критического состояния реализуется и аналитическое и неаналитическое поведение теплоемкости. В рассмотренных моделях возможна реализация второго и четвертого типов критического поведения, характерных для ферромагнетиков, но различающихся уровнем развития флуктуаций, что согласуется с экспериментальными данными.

- [1] E.D.Soldatova, Cond. Matt. Phys. **2**, 603 (1999).
- [2] Е.Д.Солдатова, Ж. физ. химии **64**, 1658 (1990)
- [3] Р.Бэкстер, Точно решаемые модели в статистической механике, Мир, Москва (1985).
- [4] R.V.Potts, Proc. Camb. Phil. Soc. **48**, 106 (1952).

Локализованные нелинейные магнитоупругие возбуждения в легкоплоскостном слабом ферромагнетике

М.А.Шамсутдинов, Р.Р. Исхакова

Башкирский государственный университет, Уфа, Россия

e-mail: ShamsutdinovMA@bsu.bashedu.ru

В последние несколько десятилетий интенсивно исследуются различные свойства магнетиков с магнитоупругим взаимодействием. Из эксперимента известно, что форма кривой импульсного перемагничивания монокристаллов бората железа определяется магнитоупругим взаимодействием [1]. Как магнитное, так и магнитоупругое взаимодействия в магнетиках нелинейны по своей природе [2]. Настоящий доклад посвящен исследованию нелинейных локализованных магнитоупругих возбуждений и рассмотрению солитонного механизма неоднородного перемагничивания с учетом магнитоупругого взаимодействия в ромбоэдрическом антиферромагнетике типа «легкая плоскость» со слабым ферромагнетизмом, к которым относится, например, борат железа. Магнитоакустические явления рассматриваются в рамках нелинейной теории, исходя из уравнения Ландау-Лифшица и уравнения движения для элементов упругой среды.

Исследуются два предельных случая:

- 1) упругая подсистема мгновенно следует за изменением магнитной подсистемы;
- 2) упругая подсистема «заморожена», то есть мгновенно не следует за изменениями намагниченности.

В указанных предельных случаях локализованные магнитоупругие возбуждения описываются бризерным и двухсолитонным решениями двойного уравнения синус-Гордон. Исследованы характеристики одномерных неоднородных магнитоупругих колебаний. Определены зависимости компонент вектора смещения \mathbf{u} элементов упругой среды от пространственной координаты для различных частот колебаний.

Когда упругая подсистема мгновенно следует за изменением намагниченности, компоненты u_x и u_y упругого смещения в случае одномерных локализованных магнитоупругих колебаний определяются из уравнений:

$$\frac{\partial u_x}{\partial z} = \frac{B_{14}}{C_{44}} \sin \psi, \quad \frac{\partial u_y}{\partial z} = -\frac{2B_{14}}{C_{44}} \sin^2 \frac{\psi}{2},$$

где ψ определяется локализованным двухсолитонным решением

$$\operatorname{tg}^2 \frac{\Psi}{4} = \frac{1-\Omega}{\Omega+\varepsilon^2} \cdot \frac{1}{\operatorname{ch}^2 \xi \sqrt{1-\Omega}} \quad (\Psi(|\xi| \rightarrow \infty) = 0)$$

двойного уравнения синус-Гордон:

$$\Psi_{\tau\tau} - \Psi_{\xi\xi} + \sin \Psi - 2h \sin \frac{\Psi}{2} = 0.$$

Здесь $\Psi = 2\varphi - \pi$, φ – угол между осью второго порядка и вектором антиферромагнетизма в легкой плоскости, $\xi = z/\delta_0$, $\tau = ct/\delta_0$, c – предельная скорость движения доменных стенок, δ_0 – величина, равная толщине 180-градусной стенки, $h \ll 1$ – безразмерное внешнее поле, параллельное одной из осей второго порядка.

Эволюция параметров солитона двойного уравнения синус-Гордон определяется динамическими уравнениями [3]:

$$\begin{cases} \Omega_{\tau} = \frac{2h\varepsilon}{1+\varepsilon^2} \left[1 + \frac{\Omega+\varepsilon^2}{2\sqrt{1+\varepsilon^2}} \ln \frac{(\sqrt{1+\varepsilon^2}+1)^2}{|\Omega+\varepsilon^2|} \right], \\ \varepsilon_{\tau} = \Omega + \varepsilon^2 - h. \end{cases}$$

Результаты справедливы, когда $|\Omega| \ll 1$, при этом имеет место мгновенное следование упругой подсистемы за изменением магнитной подсистемы. Численный анализ с $\varepsilon(0) = 0$, $\Omega(0) > h$ показывает, что при этом существуют нелинейные локализованные магнитоупругие колебания, описываемые брзерным решением двойного уравнения синус-Гордон [3, 4]. При $\varepsilon(0) = 0$, $\Omega(0) < h$ имеет место распад локализованной магнитоупругой неоднородности на две 180-градусные доменные стенки.

С помощью развитой теории проанализированы известные экспериментальные результаты по изучению зарождения динамических доменных структур и скорости перемагничивания.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 04-02-16424).

- [1] О.С.Колотов, А.В.Матюнин, В.А.Погожев, Новые магнитные материалы микроэлектроники. Сборник трудов XVIII международной школы-семинара, 24-28 июня 2002г., Москва, с.116.
- [2] В.И. Ожогин, В.Л. Преображенский, ЖЭТФ **73**, 3(9), 988 (1977).
- [3] М.А. Шамсутдинов, И.Ю. Ломакина, В.Н. Назаров, ФММ **100**, 5, (2005) (в печати).
- [4] Солитоны / Под ред. Р. Буллафа, Ф. Кодри, Мир, Москва (1983).

Образование и распад фотоиндуцированных центров стабилизации доменных стенок и фотоферромагнитный эффект в CdCr_2Se_4

А.А.Абдуллаев

Институт физики ДагНЦ РАН, Махачкала, Россия

e-mail: analit@dinet.ru

Известно, что изменение под действием света динамической магнитной проницаемости в CdCr_2Se_4 , которое носит название фотоферромагнитного эффекта (ФФЭ), связано с закреплением доменных стенок (ДС) на антиферромагнитно ориентированных по отношению к ферромагнитной Cr^{3+} -подрешетке фотоиндуцированных центрах (ФЦ) Cr^{2+} . Однако до сих пор остается невыясненной структура ФЦ, позволяющая объяснить полный спектр особенностей ФФЭ. Не выявлено вследствие чего при достаточно глубоких энергетических уровнях ионов Cr^{2+} ФФЭ остается обратимым (релаксирует после прекращения воздействия светом до своего темнового значения) вплоть до 40К и ниже. При этом в исследуемом материале одинаковы параметры кинетики термического и инфракрасного (ИК) гашения ФФЭ и кинетики термического и ИК гашения остаточной проводимости (ОП) и термостимулированной проводимости (ТСП). Не установлено почему при высоких частотах измерений ФФЭ нельзя получить большие времена его релаксации и они падают с ростом амплитуды подаваемого переменного магнитного поля, а также вследствие чего в образцах с высоким коэффициентом поглощения (10^3 - 10^4 см^{-1}) ФФЭ остается объемным эффектом. То, что за короткое время засветки ($\sim 20 \text{ ns}$) ДС успевает закрепиться на ФЦ в объеме образца, говорит о невероятно высоком значении коэффициента диффузии ФЦ.

С целью поиска ответов на перечисленные вопросы, а также с целью выявления причин приближения амплитуды ФФЭ к своему предельному значению при увеличении интенсивности падающего света и немонотонной зависимости ФФЭ от концентрации Ga, где при $x=0.0025$ в $\text{Ga}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ амплитуда ФФЭ проходит через максимум, в настоящей работе в широкой области температур (8-300К), концентраций Ga и интенсивности света проведено исследование корреляции амплитуд фотопроводимости (ФП) в переменных электрических полях и ФФЭ, исследовались стационарные и кинетические свойства ФФЭ в постоянных, раскачивающих и импульсных магнитных полях, остаточного ФФЭ (ОФФЭ) и его ИК и термическое гашение. Параллельно исследовались температурные зависимости проводимости и ФП в постоянных и переменных электрических полях, кинетические характеристики ФП, ОП, ТСП и их термическое и ИК гашение.

На рис.1 для $\text{Ga}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ представлены результаты исследования

ФП в переменных электрических полях и ФФЭ в зависимости от параметра $(N_{Ga})^{-1/3}$, пропорционального расстоянию между ионами Ga. Кривая 1 соответствует ФП при постоянном электрическом поле, кривые 2, 3, 4 и 5 – $5 \cdot 10^3$, 10^4 , 10^5 и 10^6 Hz, соответственно. Значения $(N_{Ga})^{-1/3}$ получены несложными пересчетами из значений x по загрузке. Выбор масштабов $Lg 1/\Delta\mu$ и $(N_{Ga})^{-1/3}$ оправдан тем, что отношение $1/\Delta\mu$, характеризующее жесткость ДС, в определенных пределах концентраций Ga и интенсивностей падающего света, как и амплитуда ФП, пропорционально концентрации мелких доноров, многократно захватывающих фотоэлектроны. Как видно из рисунка, зависимость амплитуды ФФЭ от $(N_{Ga})^{-1/3}$ характеризуется тремя четко выделяющимися прямолинейными участками, два спадающие из которых совпадают с областями реализации фотоиндуцированной прыжковой проводимости (ФИПП) по примесным ФЦ и ФП по примесной зоне. ФП в переменных электрических полях претерпевает частотную дисперсию за исключением низких и высоких концентраций Ga.

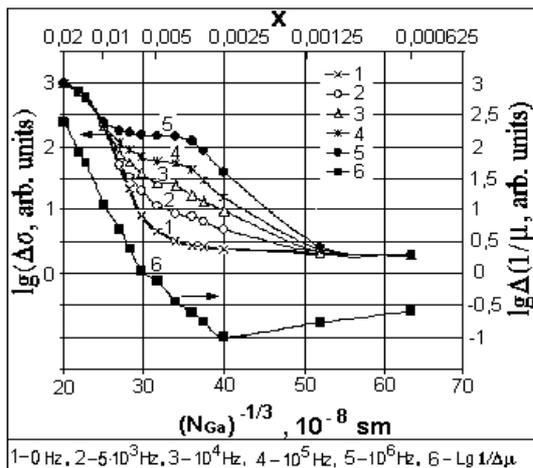


Рис. 1.

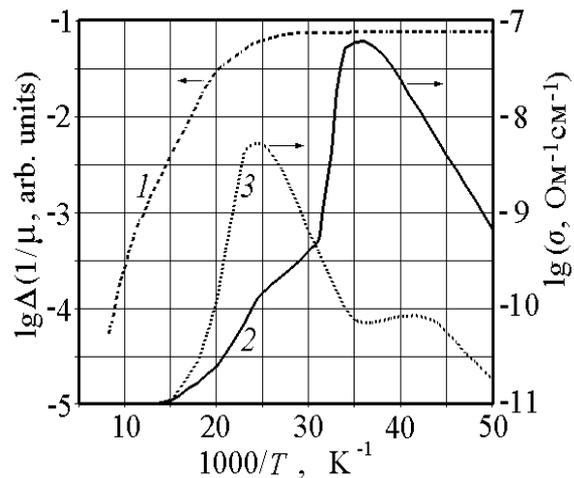


Рис. 2.

Эти данные позволяют сделать вывод о том, что уменьшение амплитуды ФФЭ с увеличением концентрации Ga выше $x=0.0025$ связано с реализацией ФИПП по примесным ФЦ (участок II) и ФП по примесной зоне при дальнейшем увеличении x (участок III). Захват электронов при низкотемпературном освещении кристалла из зоны проводимости сложными ФЦ, включающими в себя относительно глубокие доноры Ga ($\sim 0.3-0.37$ eV), Cr^{2+} - ионы, а также мелкие донорные центры и обобществление их всеми компонентами сложных ФЦ приводит к валентной и спиновой неустойчивости ионов Cr. ФЦ со спиновыми неустойчивостями могут играть роль потенциальных ям для ДС. Пространственная делокализация, многократно захватывающихся электронов, приводит к делокализации и ФЦ, что влечет за собой

относительное освобождение ДС и увеличение магнитной проницаемости. В этом случае для мигрирующих вглубь кристалла ФЦ может быть характерен высокий коэффициент диффузии. Во время освещения диффундируют во внутрь кристалла многократно захватывающиеся электроны. На пути их миграции возникают и распадаются той или иной устойчивости (это зависит от сечения захвата и энергии активации уровней прилипания) сложные ФЦ. Ниже 40К, где обнаруживается ОФФЭ, связанный с «замораживанием» фотовозбужденных электронов на мелких донорах, частотная дисперсия фотопроводимости исчезает. Прыжковая проводимость не может осуществляться по полностью занятым электронами донорным состояниям.

В области 60 К амплитуда ФФЭ в $Ga_xCd_{1-x}Cr_2Se_4$, измеренная при модулированном (39Hz) свете, как и амплитуды проводимости и ФП в переменных электрических полях также проходит через максимум. При одной и той же частоте измерения в образцах с $x=0.01$ пик значительно более острый, чем в неотожженных кристаллах с $x=0.0025$. Этот максимум в режиме селективного усиления в большей степени обязан увеличению времени нарастания амплитуды ФФЭ с понижением температуры в области $T < 60$ К. В случае измерения ФФЭ при непрерывном свете его амплитуда в $Cd_xGa_{1-x}Cr_2Se_4$ ($x=0.0025$) экспоненциально растет от точки Кюри до 40К (рис. 4.3, кривая 1). При этом выделяются три участка роста с энергиями активации 0.14 eV, 0.088 eV и 0.024 eV. Ниже 40 К амплитуда ФФЭ не зависит от температуры и имеет место ОФФЭ. В отожженных образцах с $x=0.01$ ФФЭ возрастает только до 60 К, ниже также наблюдается ОФФЭ. Казалось бы, в двух приведенных случаях результаты должны были быть противоположные. Чем больше x , тем больше должно приходиться на единичный интервал энергии в запрещенной зоне мелких донорных уровней. При этом если на одних мелких донорах электроны замораживаются, всегда должны находиться еще более мелкие доноры, которые будут обмениваться электронами с зоной проводимости, и таким образом, с ростом x температура замораживания ФФЭ должна понижаться. Однако результаты проведенных экспериментов показывают, что увеличение концентрации примеси Ga и V_{Se} выше значений, при которых обнаруживается прыжковая проводимость, приводит к уменьшению амплитуды и времен релаксации ФФЭ и ОФФЭ.

На рис.2 представлены кривые ТСП, измеренной в $Cd_xGa_{1-x}Cr_2Se_4$ ($x=0.0025$) после охлаждения образца в темноте (кривая 2) и после охлаждения на свету (кривая 3). На этих кривых видны по две четко выраженные особенности. В случае охлаждения в темноте низкотемпературный пик больше по величине, чем в случае охлаждения на свету, а высокотемпературный пик в первом случае меньше, чем во втором. Эти различия говорят о конкурирующем механизме участия мелких доноров в захвате электронов. В случае охлаждения в темноте

первыми захватывают электроны центры с большими сечениями захвата и из-за кулоновского взаимодействия блокируют захваты на соседние уровни с меньшими сечениями захвата, хотя у них энергии активации и больше. При охлаждении на свету, поскольку захваты начинаются при более высоких температурах, первыми захватывают электроны те центры, у которых больше энергия активации. Подобная картина наблюдается и на температурной зависимости ФФЭ, измеряемого в режиме работы автогенератора. Частота автогенератора при охлаждении на свету больше, чем при охлаждении в темноте до тех же температур и с той же скоростью охлаждения. Это говорит о более раннем (при более высоких температурах) возникновении ОФФЭ при охлаждении на свету. ТСП в районе низкотемпературных особенностей для двух случаев, изображенных кривыми 2 и 3, растет с энергиями активации 0.06 и 0.04 eV соответственно, а анализ высокотемпературного крыла кривой 3 дает значение 0.083 eV. Спад ФФЭ с такой же энергией активации (0.086 eV) происходит в области более высоких температур, где ТСП почти исчезает. Т.е. при температурах, где ТСП сильно выражена, ФФЭ находится в состоянии насыщения.

Если раскачивающее магнитное поле с частотой 200 Hz и порядка 0.1 E освобождает от центров захвата ДС, непосредственно действуя на нее, то частичное ее расслабление в условиях реализации под действием света прыжковой проводимости, видимо, связано с возникновением новых центров захвата ДС, включающих в себя новые доноры, к которым перескакивают фотовозбужденные электроны. При таких перемещениях ФЦ ДС получает дополнительные степени свободы и ее собственная частота падает. Поэтому только в тех кристаллах, где не реализуется прыжковая проводимость, ФФЭ продолжает расти вплоть до самых низких температур, не проявляя при этом ОФФЭ.

При приоритетной зависимости амплитуды ФФЭ от концентрации Ga, энергетический уровень которого лежит на 0.3-0.37 eV ниже дна зоны проводимости, энергия активации этого эффекта находится в пределах от 0.024 до 0.14 eV (рис. 2). Уровни с такими энергиями, в отличие от довольно глубоких уровней Ga, могут обмениваться электронами с зоной проводимости и обеспечивать обратимый ФФЭ при $40 < T < 130$ K. Происхождению этих мелких доноров, обменивающихся электронами и с зоной проводимости, и с уровнями Ga, возможно, и с ионами Cr, видимо, обязано кулоновское взаимодействие элементов, из которых состоят ФЦ стабилизации ДС. Поэтому в области 130–40 K даже от глубоких уровней Cr^{2+} через ионы Ga и эти мелкие доноры фотоиндуцированный заряд стекает в зону проводимости и оттуда рекомбинирует. При этом ФЦ разрушается.

Теплоемкость манганитов $\text{La}_{1-x}\text{Ba}_x\text{MnO}_3$ в широком интервале температур (4.2-340К)

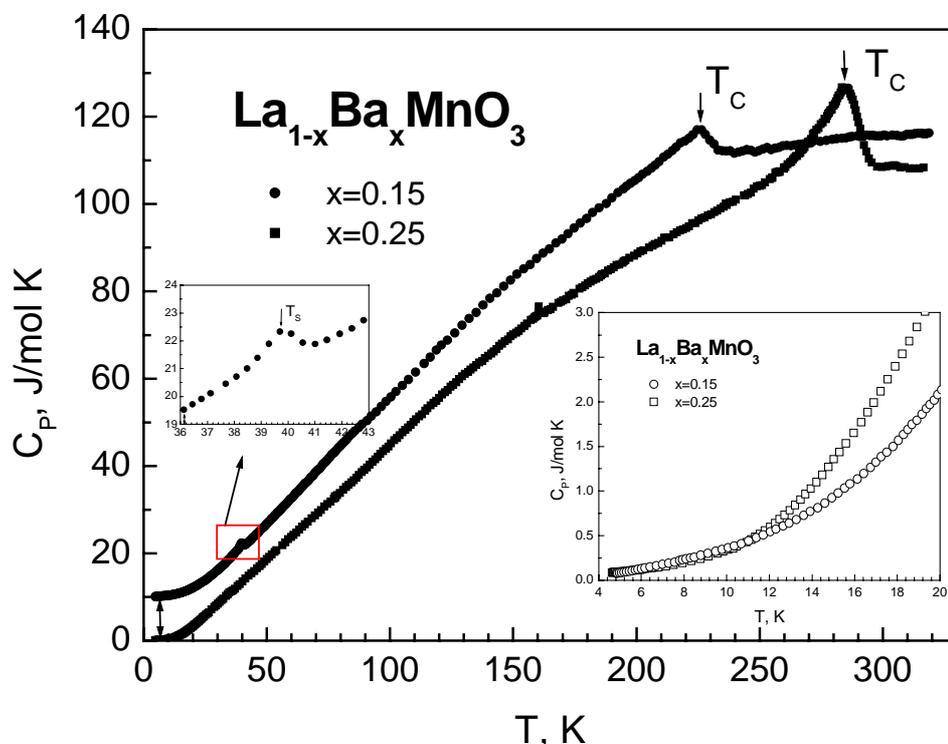
А.Г.Гамзатов¹, А.М.Алиев¹, Ш.Б.Абдулвагидов¹, А.Б.Батдалов¹,
Я.М.Муковский²

¹Институт физики ДагНЦ РАН, Махачкала, Россия

²Московский государственный институт стали и сплавов, Москва, Россия
e-mail: gamzatov_a@mail.dgu.ru

В работе приведены результаты измерений теплоемкости монокристаллов $\text{La}_{1-x}\text{Ba}_x\text{MnO}_3$ с $x=0.15$ и 0.25 в широком температурном интервале 4.2-330К.

Поликристаллы получены спеканием смеси BaCO_3 , La_2O_3 и Mn_3O_4 при 1100 C° в течение 24 часов [1,2]. После измельчения и повторного прессования полученный брусок отжигали 24 часа при 1350 C . Плотность синтезированного поликристалла составляла около 80% от теоретического значения. Рост монокристалла из поликристаллической заготовки осуществлялся методом плавающей зоны с радиационным нагревом со скоростью 5mm/h в атмосфере Ar . В результате получены монокристаллические цилиндрические стержни диаметром 4 и длиной 30-40 мм без включений других фаз. Направление роста кристаллов было близко к оси [110].



Измерения теплоемкости проводились в квазидинамическом режиме методом ас-калориметрии. Результаты измерения температурной зависимости теплоемкости для составов $\text{La}_{0.85}\text{Ba}_{0.15}\text{MnO}_3$ и $\text{La}_{0.75}\text{Ba}_{0.25}\text{MnO}_3$

в интервале 4.2-330 К приведены на рисунке (кривая для состава с $x=0.15$ для наглядности сдвинута вверх на 10 Дж/моль К). Как видно из рисунка на высокотемпературной ($T>100\text{K}$), области наблюдается аномалии теплоемкости соответствующие температурам ферромагнитного фазового перехода с $T_C=224\text{K}$ и $T_C=285\text{K}$ соответственно для $x=0.15$ и $x=0.25$. Полученные нами значения T_C немного отличаются от значений T_C из работы [2], полученных из структурных измерений. На вставке приведена низкотемпературная теплоемкость исследуемых составов. Для анализа низкотемпературной теплоемкости мы пользовались многочленом:

$$C(T) = \gamma T + \beta_3 T^3 + \beta_5 T^5 + \delta T^n, \quad (1)$$

Аппроксимация данных проводилась в температурном интервале 4.6-20К. Отметим, что хорошая аппроксимация данных получается только при учете фононного вклада, пропорционального T^5 . Полученное значение температуры Дебая $\theta_D=310-320\text{K}$ согласуется с имеющимися в литературе данными для манганитов лантана [3-5]. Заметим, что на зависимостях $C_p(T)$ для данных составов, кроме основного максимума, связанного с ферромагнитным переходом, наблюдаются аномалии связанные со структурными изменениями, что видно на рисунке (вставка). В работе [6], где приведены данные по теплоемкости для керамических образцов $\text{La}_{0.85}\text{Ba}_{0.15}\text{MnO}_3$ и $\text{La}_{0.75}\text{Ba}_{0.25}\text{MnO}_3$, подобных аномалий обнаружено не было, что, на наш взгляд связано с керамической природой исследованных в работе [6] образцов.

В заключение отметим, что из низкотемпературных измерений теплоемкости вычислены температура Дебая, плотность электронных состояний вблизи уровня Ферми. Оценены вклады различных механизмов в общую теплоемкость.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (№ 04-07-90011), программы ОФН РАН и частичной поддержке программы «Университеты России» УР.01.01.045.

- [1] Р.И. Зайнулина, Н.Г.Бибенин, В.В. Машкауцан и др. // ФТТ. 2003. Т.45. С.1671-1675.
- [2] R.I. Zainullina, N.G. Bebenin, A.M. Burkhanov et. all // Journal of Alloys and Compounds, 2005, V.394, P. 39-42.
- [3] M. R. Lees, O. A. Petrenko, G. Balakrishnan, and D. McK. Paul // Phys. Rew. B. 1999. V59. P.1228.
- [4] J. J. Hamilton, E. L. Keatley, H. L. Ju, et al. // Phys. Rew. B. 1996. V54. P.14926.
- [5] B. F. Woodfield, M. L. Wilson and J. M. Byers // Phys. Rew. Lett. 1997. V78. P.3201.
- [6] А.Е.Карькин, А.Н.Петров, В.А. Черепанов и Е.А. Филонова // ФММ. 1999. Т.88. №6. С.28-33.
- [7] М.Н. Хлопкин, Г.Х. Панова, А.А. Шиков и др. //ФТТ. 2000. Т.42. С.111.

Стохастическая неустойчивость траекторий прямых магнитостатических волн, распространяющихся в модулированном поле типа “вала” при различных видах модуляции

В.И.Щеглов

*Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия
e-mail: vshcheg@mail.cplire.ru*

Исследованию динамики нелинейных колебательных систем в современной физике уделяется значительное внимание. В последние годы заметно растет количество работ, посвященных явлениям хаотизации колебаний детерминированных систем [1]. Примером пространственных детерминированных колебаний являются псевдосинусоидальные траектории прямых поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ), распространяющихся в пленках ферритов-гранатов, намагниченных неоднородным полем типа “вала” [2-4]. Ранее мы уже сообщали о том, что, если такое поле подвергнуто периодической пространственной модуляции, то траектории ПМСВ приобретают стохастический характер [5,6]. Эффект наступает при достижении определенного (хотя и не четко выраженного) порога, зависящего от частоты и характера модуляции, причем дальнейшее увеличение амплитуды модулирующего сигнала приводит к “высвечиванию” траекторий, состоящему в их обрыве и релаксации. В работе [7] было показано, что аналогичным свойством стохастичности обладают также траектории обратных ПМСВ. Сравнение эффективности различных видов модуляции по критерию минимальности длины высвечивания, выполненное в работе [8], показало, что наиболее эффективной является модуляция крутизны склонов “вала”, несколько менее эффективной - вершины “вала” и наименее эффективной - сдвига вершины “вала”. Тем не менее, вопрос о точном количественном сравнении эффективности различных видов модуляции, а также о характере фазового портрета траекторий ПМСВ, остался открытым. Настоящая работа посвящена дальнейшему развитию полученных в работах [5,6,8] результатов.

Следуя [5-8] выберем систему координат $Oxyz$, в которой плоскость Oyz совпадает с плоскостью ферритовой пленки. Предположим, что подмагничивающее поле направлено вдоль оси Oz , а его напряженность имеет вид (поле типа “вала”): $H_z = 4\pi M_0 [T - F(z - S)^2]$, где M_0 - намагниченность насыщения пленки, T , F , S - параметры “вала”, из которых первый характеризует его высоту, второй - крутизну склонов и третий - сдвиг вершины вдоль оси Oz . Пусть модуляция поля описывается

выражением: $R = R_0 + R_{m0} \sin(2\pi P_r y)$, где $R = T, F, S$, а R_0 и R_m - постоянная и переменная части параметра, R_{m0} - амплитуда и P_r - частота модуляции. Пусть намагниченность ферритовой пленки - $4\pi M_0 = 1750$ Гс, ее толщина - 15 мкм, начальный угол между волновым вектором и осью Oy равен 30° , начало траектории соответствует $y = 0$ см, $z = 0$ см. Будем считать, что частота ПМСВ равна 3200 МГц, а частота модуляции: $P_r = 3,57$ см⁻¹.

ПМСВ, распространяющиеся в описанном модулированном поле типа "вала", испытывают периодическое воздействие, приходящееся на разные участки траекторий. При этом вместо устойчивого синусоидального характера, траектория становится неустойчивой, что проявляется в хаотических скачках амплитуды, частоты и фазы. Если скачки приводят к превышению угла отсечки, то траектория обрывается ("высвечивается"). Явления стохастизации проявляются тем сильнее, чем больше глубина модуляции.

Рассмотрим различные виды модуляции параметров "вала":

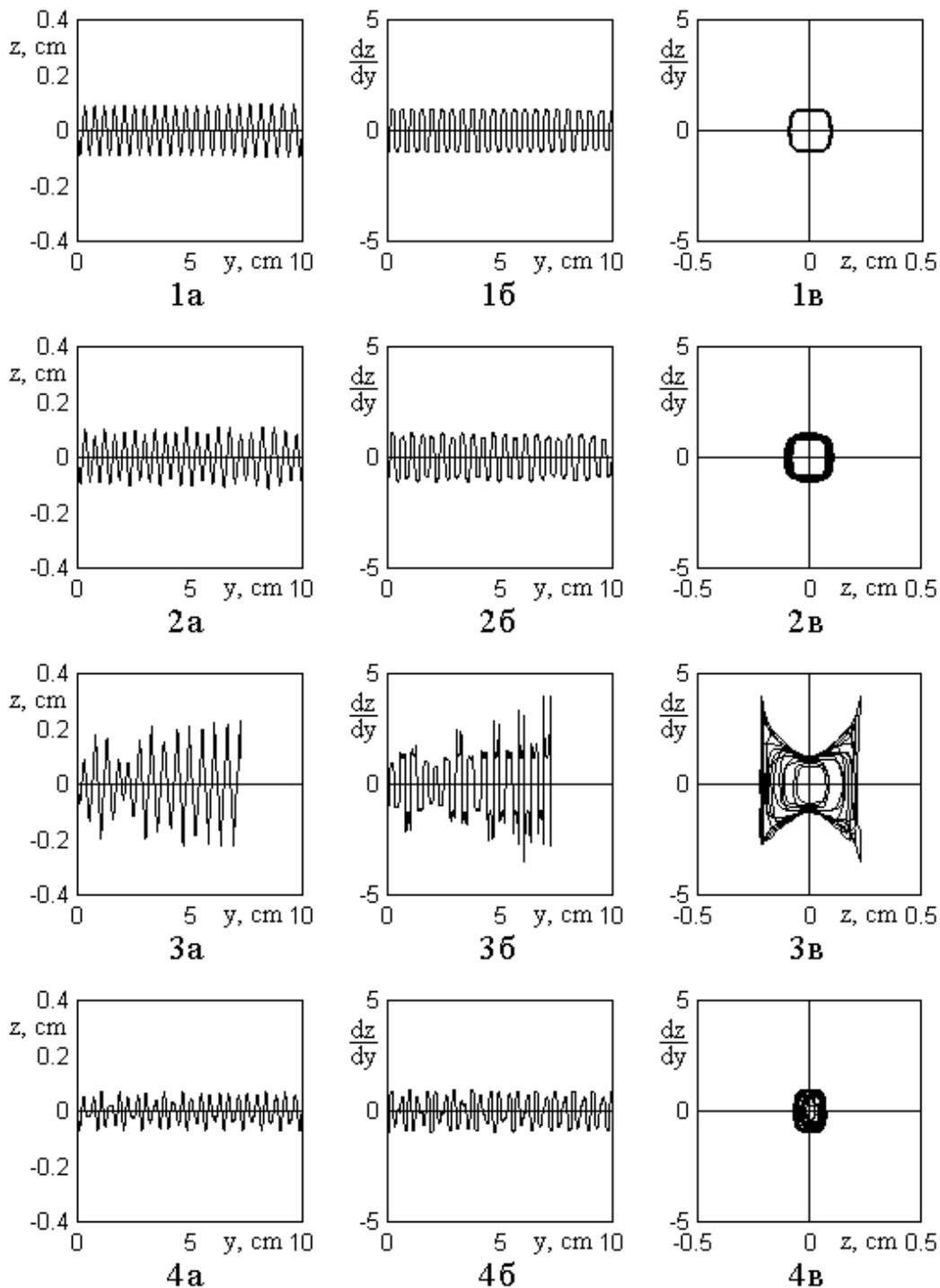
модуляция высоты вершины: $T = T_0 [1 + T_m \sin(2\pi P_r y)]$, где: $T_0 = 0,25$; $T_m = 0,08$; $F_0 = 4$ см⁻²; $F_m = 0$; $S_m = 0$ см;

модуляция склонов: $F = F_0 [1 + F_m \sin(2\pi P_r y)]$, где: $T_0 = 0,25$; $T_m = 0$; $F_0 = 4$ см⁻²; $F_m = 0,5$; $S_m = 0$ см;

модуляция сдвига вершины: $S = S_m \sin(2\pi P_r y)$, где: $T_0 = 0,25$; $T_m = 0$; $F_0 = 4$ см⁻²; $F_m = 0$; $S_m = 0,0259$ см.

В приведенных значениях параметров с целью возможности сравнения эффективности различных видов модуляции, величины коэффициентов $T_m = 0,08$, $F_m = 0,5$ и $S_m = 0,0259$ см подобраны таким образом, чтобы максимальные отклонения значения поля при $z = \pm 1$ см при всех видах модуляции были бы одинаковыми. При этом в отсутствие модуляции поле вершины "вала" составляет 437,5 Э, а поле при $z = \pm 1$ см равно 367,5 Э. В результате каждого из видов модуляции поле при $z = \pm 1$ см меняется от 332,5 Э до 402,5 Э, то есть на ± 35 Э.

Результаты исследования траекторий ПМСВ для перечисленных случаев иллюстрируются рисунком, где представлены: а - траектории ПМСВ $z(y)$; б - производные от траекторий по координате y - dz/dy ; в - фазовые портреты - зависимости dz/dy от z . Цифры соответствуют различным видам модуляции поля: 1 - модуляция отсутствует; 2 - модулируется высота вершины "вала" (параметр T); 3 - модулируется крутизна склонов "вала" (параметр F); 4 - модулируется сдвиг вершины "вала" (параметр S).



Из рисунка видно следующее:

1) В отсутствие модуляции как траектория (1а), так и ее производная (1б) - почти правильные синусоиды с постоянной амплитудой, фазовый портрет (1в) - точно повторяющийся цикл в виде прямоугольника с закругленными углами. Некоторая видимая ширина контуров цикла (менее 5% от его диаметра) обусловлена погрешностью машинного расчета и с уменьшением шага интегрирования уменьшается.

2) При наличии модуляции любого вида наблюдается стохастическая неустойчивость траекторий (2а-4а) и их производных (2б-4б), проявляющаяся в случайном изменении амплитуды, частоты и фазы кривых. При этом фазовый портрет сильно размазывается - фазовая траектория в течение каждого цикла описывает новую кривую (2в-4в).

3) Стохастизация траекторий ПМСВ наблюдается при модуляции любого вида, однако сильнее всего она проявляется при модуляции крутизны склонов "вала", заметно слабее при модуляции сдвига вершины "вала" и еще слабее при модуляции высоты вершины "вала".

4) Величина скачков амплитуды при модуляции высоты вершины "вала" достигает 20-30%, при модуляции крутизны склонов "вала" - 200-300%, при модуляции сдвига вершины "вала" - 50-60%. Размазанность фазового портрета составляет ту же величину. При этом скачки амплитуды при модуляции высоты и сдвига вершины "вала", как правило, происходят в сторону ее уменьшения, в результате чего фазовый портрет замазывается внутрь относительно устойчивого цикла. При модуляции крутизны склонов "вала", скачки амплитуды, происходят в сторону ее увеличения, в результате чего фазовый портрет замазывается наружу относительно устойчивого цикла. При этом он, во-первых, расширяется в 2-3 раза по координате z и, во-вторых, на его углах появляются сильно выраженные острия, направленные вдоль производной dz/du .

5) При модуляции крутизны склонов "вала" в результате роста амплитуды траектории (3а) угол фазового фронта волны превышает угол отсечки и траектория обрывается - "высвечивается" при $y = 7,29$ см. При модуляции высоты и сдвига вершины "вала" высвечивание вплоть до $y = 10$ см отсутствует и происходит не ранее, чем при $y \sim 40 - 50$ см.

- [1] В.С.Анищенко, А.Б.Нейман, Ф.Мосс, Л.Шиманский-Гайер, УФН 169, 7, (1999).
- [2] A.V.Vashkovsky, E.H.Lock, V.I.Shcheglov, V.I.Zubkov, IEEE Trans. on Magn. MAG-26, 1480 (1990).
- [3] А.В.Вашковский, В.И.Зубков, В.И.Щеглов, Радиотехника и электроника 41, 1413 (1996).
- [4] В.И.Зубков., В.И.Щеглов, Письма в ЖТФ 25, 61 (1999).
- [5] В.И.Щеглов, Сборник трудов XVII Международной школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники", Москва, 331 (2000).
- [6] В.И.Зубков, В.И.Щеглов, Письма в ЖТФ 27, 90 (2001).
- [7] В.И.Щеглов, Сборник трудов VI Международного семинара "Магнитные фазовые переходы", Махачкала, 22.09.2004 г., Издание Института физики Дагестанского Научного центра РАН, Махачкала, 76 (2004).
- [8] В.И.Щеглов, Сборник трудов XVIII Международной школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники", Москва, 810 (2002).

Многоканальное распространение поверхностных магнитостатических волн в периодически неоднородном поле

В.И.Щеглов

Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия

e-mail: vshcheg@mail.cplire.ru

Вопросы распространения волн в неоднородных средах издавна волнуют исследователей. Яркий пример дают поверхностные магнитостатические волны (ПМСВ) в неоднородно намагниченных ферритовых пленках. Так, в [1-2] было показано, что, при намагничивании пленки квадратично неоднородным полем типа "вала", ПМСВ распространяются в канале вдоль оси "вала". В [3-5] показано, что при периодической модуляции поля вдоль оси "вала" траектории ПМСВ приобретают стохастический характер, а их фазовый портрет размывается. Настоящая работа посвящена исследованию поля периодически неоднородного по двум координатам.

Выберем систему координат $Oxyz$ таким образом, чтобы ее плоскость Oyz совпадала с плоскостью ферритовой пленки, а постоянное поле было направлено вдоль оси Oz . Предположим, что $H_x = 0$, $H_y = 0$, а

$$H_z = 4\pi M_0 \left\{ T - F \left[1 - \cos(2\pi F_z z) \right] \cdot \left[1 + F_m \sin(2\pi F_y y) \right] \right\}, \text{ где: } 4\pi M_0 =$$

1750 Гс - намагниченность пленки; $T = 0.25$ - параметр, задающий начальное значение поля; $F = 0.02$ - параметр, задающий масштаб модуляции поля; $F_m = 0.5$ - амплитуда модуляции поля по y ; $F_y = 3.57 \text{ см}^{-1}$ - частота модуляции поля по y ; $F_z = 4,78 \text{ см}^{-1}$ - частота модуляции поля по z . Поле $H_z(y, z)$ представляет собой чередование "валов" и "долин",

оси которых параллельны Oy , причем модулируется крутизна склонов "валов", то есть максимумы не меняются, а минимумы пульсируют по синусоиде. На рис.1 показаны зависимости поля H_z от координат z (а) и y (б). Рис.1а соответствует зависимости $H_z(z)$ при $y = 0$; максимумы кривых соответствуют - $z = \pm 0,10475 \cdot 2n$, минимумы - $z = \pm 0,10475 \cdot (2n + 1)$, где: $n = 0, 1, 2, \dots$. Кривая 1 соответствует $y = 0,2801 \cdot m$, где $m = 0, 1, 2, \dots$; кривая 2 - $y = 0,2101 + 0,2801 \cdot m$; кривая 3 - $y = 0,0700 + 0,2801 \cdot m$. Здесь же кривой 4 показана зависимость $H_z(z)$ для поля типа "вала" [3-5]:

$$H_z = 4\pi M_0 \left\{ T - F z^2 \cdot \left[1 + F_m \sin(2\pi F_y y) \right] \right\} \text{ при } F = 4,0 \text{ см}^{-2} \text{ и } y = 0.$$

Видно, что 4 совпадает с 1 при $-0,1 < z < 0,1$ см. На рис.1б - $H_z(y)$ при: $z = 0$ (1); $z = 0,0525$ см (2); $z = 0,1047$ см (3).

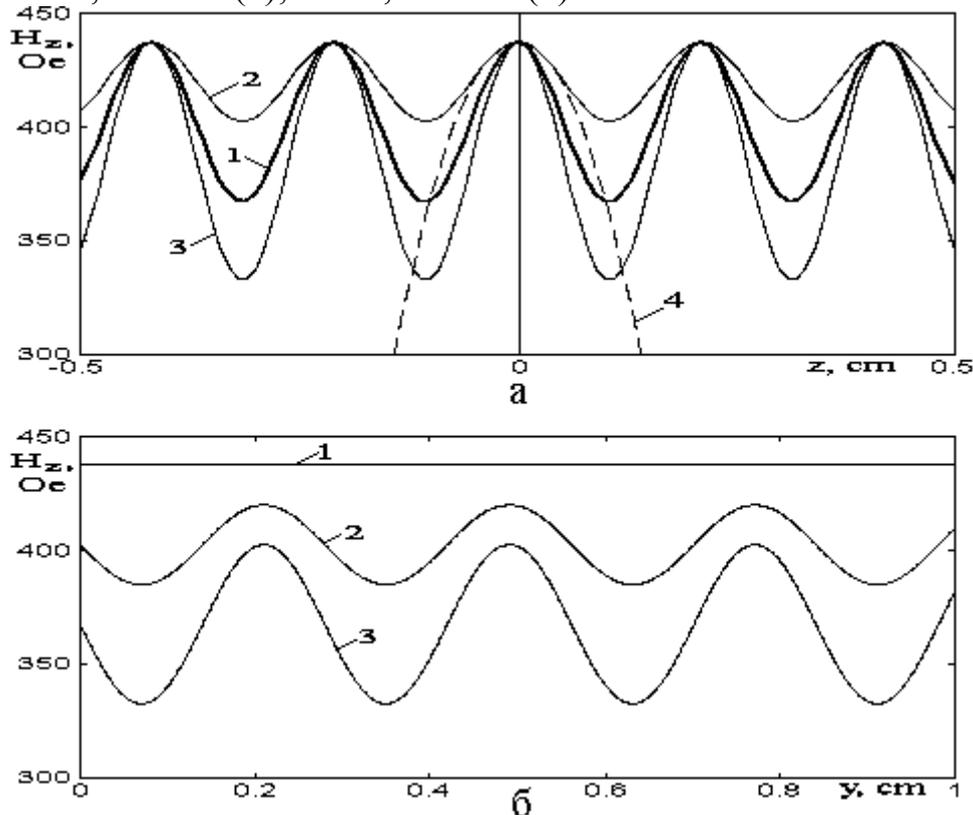


Рис.1.

Пусть далее толщина ферритовой пленки равна 15 мкм, частота СВЧ - 3200 МГц, а вектор фазовой скорости ПМСВ при $y = 0$ составляет с осью Oy угол 30° . Рассмотрим сперва поле без модуляции по y ($F_m = 0$). Характер распространения ПМСВ в таком поле иллюстрируется рис.2. На этом рисунке приведены: а - траектории $z(y)$; б - производные от траекторий по координате - $dz(y)/dy$; в - фазовые портреты $dz(z)/dy$. Кривые 1-5 соответствуют различным начальным значениям z : 1 - 0,4190 см; 2 - 0,2095 см; 3 - 0,0000 см; 4 - -0,2095 см; 5 - -0,4190 см. Из рис.2а видно, что ПМСВ распространяются в каналах, параллельных оси Oy , что соответствует вытянутым вдоль той же оси "валам" поля. Траектории во всех каналах совпадают с точностью до переноса вдоль оси Oz на величину периода поля. Производные от траекторий, показанные на рис.2б, полностью совпадают с точностью, определяемой точностью расчета. Фазовые портреты на рис.2в, представляют собой одинаковые циклы в виде вытянутых колец, z -координаты которых соответствуют максимумам "валов" поля.

Рассмотрим теперь распространение ПМСВ в поле, промодулированном вдоль оси Oy ($F_m = 0,5$). Характер распространения ПМСВ иллюстрируется рис.3, где: а - траектории, б - их производные, в - фазовые

портреты. Случай 1 соответствует отсутствию модуляции, случай 2 - ее наличию. Рассмотрена единственная траектория, выходящая из начала координат. Из сравнения левого и правого столбцов видно, что, как и в случае поля

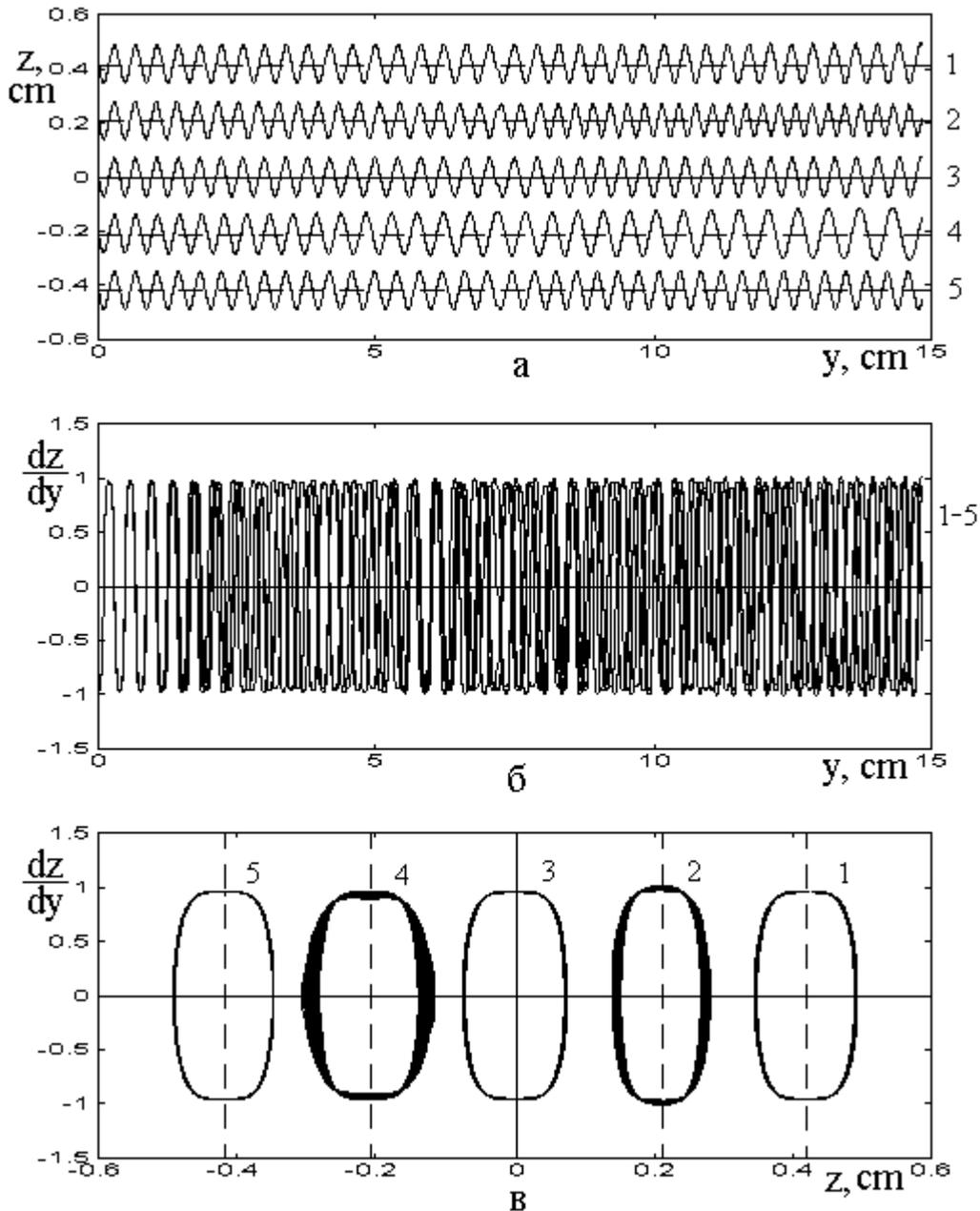


Рис.2.

типа "вала" [3-5], модуляция по оси Oy приводит к стохастической неустойчивости траекторий ПМСВ (2а) и их производных (2б), причем здесь стохастизация выражена значительно сильнее. Происходит это из-за того, что траектория не просто идет вдоль одного канала (как в поле типа "вала"), а время от времени стохастически перескакивает с одного канала на другой, причем в каждом канале она сама стохастизирована. В результате фазовый портрет траекторий ПМСВ (2в) приобретает вид системы размазанных, разного размера, наложенных друг на друга

неправильных колец, центры которых группируются по оси Oz вблизи точек, соответствующих максимумам "валов" поля (аналогичных тем же точкам на рис.2в).

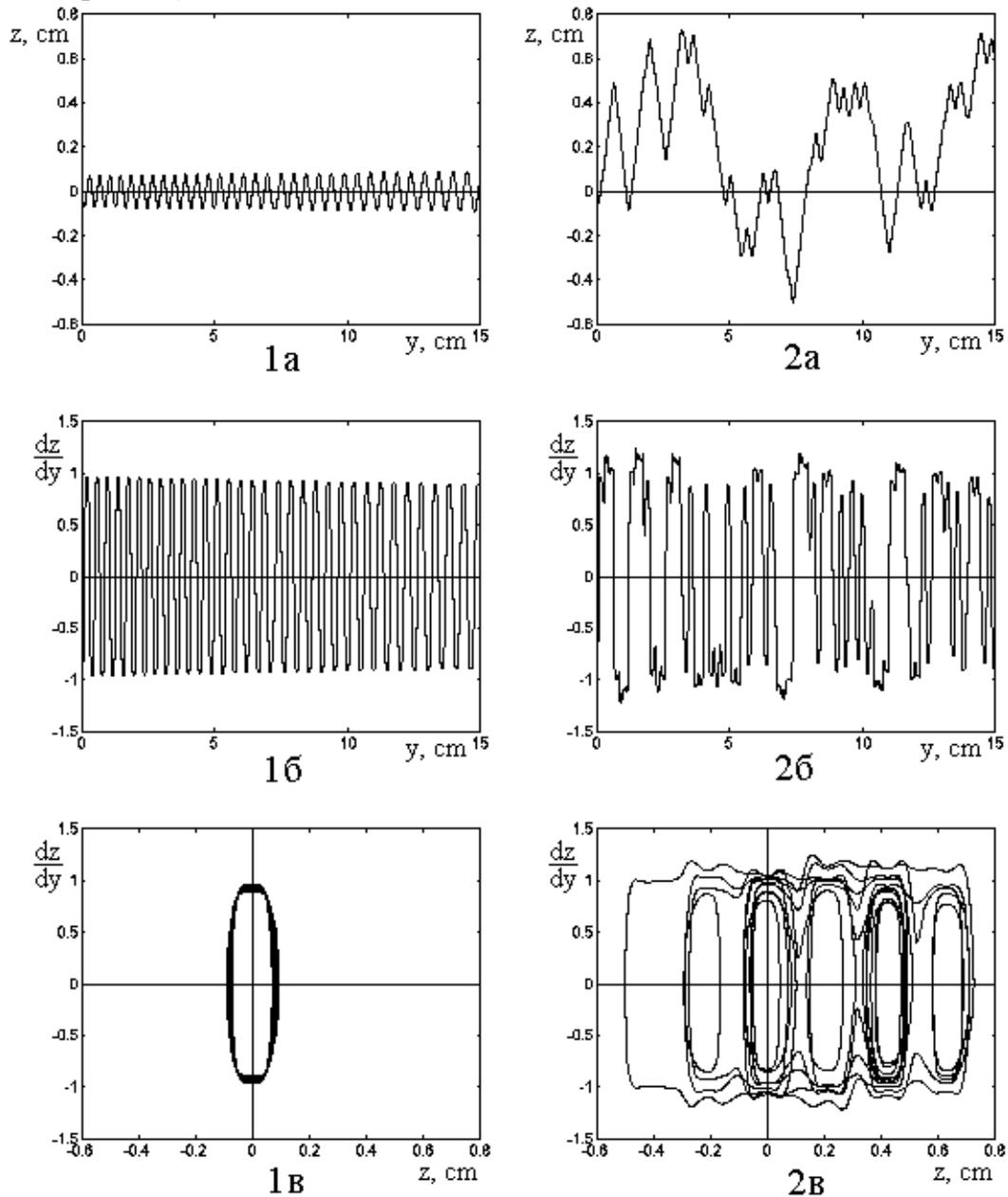


Рис.3.

- [1] A.V.Vashkovsky, E.H.Lock, V.I.Shcheglov, V.I.Zubkov, IEEE Trans. on Magn. MAG-26, 1480 (1990).
- [2] А.В.Вашковский, В.И.Зубков, В.И.Щеглов, РЭ, 41, 1413 (1996).
- [3] В.И.Щеглов, Сборник трудов XVII Международной школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники", Москва, 331 (2000).
- [4] В.И.Зубков, В.И.Щеглов, Письма в ЖТФ 27, 90 (2001).
- [5] В.И.Щеглов, Сборник трудов XVIII Международной школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники", Москва, 810 (2002).

Бистабильный нелинейный осциллятор, как модель структурного фазового перехода

В.И.Щеглов

Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия

e-mail: vshcheg@mail.cplire.ru

Многообразие и важность структурных фазовых переходов породили великое множество работ, частично обобщенных, например, в [1-3]. Особый интерес вызывают переходы в магнитных материалах с памятью формы [4-6], которые сопровождаются гистерезисом и скрытой теплотой, то есть принадлежат к первому роду. Традиционная интерпретация наблюдаемых явлений основана на феноменологической теории Ландау [1,2,7], как это сделано в работах [5,6] для Ni_2MnGa . При этом теория прекрасно описывает ряд наблюдаемых явлений, в первую очередь - управление переходом путем изменения магнитного поля, но оставляет за кадром такие принципиально важные особенности, как гистерезис и скрытую теплоту. Это упущение становится неудивительным, если учесть, что теория Ландау изначально предназначалась для описания фазовых переходов второго рода [7], а наблюдаемый в Ni_2MnGa структурный переход является переходом первого рода. Такая неполнота теоретических представлений делает актуальной разработку других моделей. Удачную альтернативу дают методы молекулярной динамики, использующие модель двух подрешеток - неподвижной и вложенной в нее подвижной [3]. При этом неподвижная решетка образует периодический потенциал с двумя видами ям - более и менее глубокими. Положению атомов подвижной решетки в более глубоких ямах соответствует состояние до перехода, а в менее глубоких - после перехода. Эта модель качественно хорошо описывает многие наблюдаемые в эксперименте особенности структурного перехода, в том числе гистерезис. Однако, машинная реализация задачи громоздка, а предположение о возможности представления кристалла в виде двух подрешеток, не вполне очевидно, то есть актуальным остается поиск других моделей, более простых, но достаточно полно отражающих наблюдаемые в эксперименте особенности перехода. Настоящая работа посвящена такой модели, в основе которой лежит бистабильная колебательная система.

Пусть кристалл имеет одну решетку, содержащую разные атомы, причем возможности их движения близки. В основе структурного перехода лежит изменение структуры одной ячейки, что является следствием тепловых колебаний ее атомов. Взаимодействие атомов в ячейке можно описать с помощью потенциала, зависящего от одного параметра с размерностью длины, который назовем далее "размером ячейки". Пусть зависимость потенциала от размера ячейки такова, что при сближении атомов

потенциальная энергия резко возрастает; при удалении – возрастает медленнее и стремится к постоянной величине; причем энергия имеет два минимума, соответствующие разным расстояниям между атомами. Такой потенциал можно задать, например, в виде:

$$U(x) = \frac{m}{x^{12}} + \frac{n}{x^9} + \frac{r}{x^6} + \frac{s}{x^3},$$

где x - размер ячейки, m , n , r , s - постоянные коэффициенты. Здесь первое и третье слагаемые аналогичны потенциалу Леннарда-Джонса [3] и описывают первый минимум и рост энергии при сближении и удалении атомов, а два других – второй минимум и барьер между минимумами.

На рис.1 показана кривая 1 представляющая зависимость $U(x)$ при $m = 171412000.0$; $n = -6457578.0$; $r = 80349.4$; $s = -396.8$. Потенциал имеет два минимума в точках В ($x = 4.00$, $U = -1.00000$) и D ($x = 6.00$, $U = -0.67684$), максимум (вершину потенциального барьера) в точке С ($x = 5.00$, $U = -0.63611$), резко возрастает при сближении атомов (участок АВ) и плавно возрастает, стремясь к постоянной величине ($U = 0$) при взаимном удалении атомов (участок DE). Показатели степеней в формуле для $U(x)$ выбраны из удобства. Вообще говоря, они могут быть любыми числами, кратными 4, 3, 2, 1. Здесь коэффициент кратности равен 3. На рис.1 для сравнения приведены зависимости $U(x)$ при коэффициентах кратности, равных 2 (кривая 2) и 4 (кривая 3). Увеличение крутизны кривой с увеличением кратности отражает усиление взаимодействия атомов.

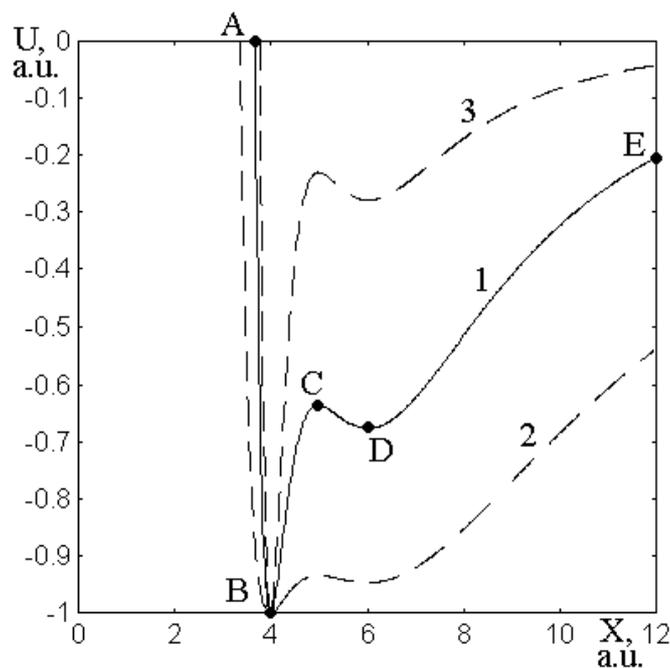


Рис.1.

Предположим, что тепловое движение атомов представляет собой колебания вокруг среднего положения, задаваемого минимумом

потенциала. Рассмотрим свободные колебаний, а отдачу и получение энергии будем описывать с помощью положительного или отрицательного затухания в системе. Уравнение колебаний имеет вид:

$$\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + \beta \frac{\partial x}{\partial t} + K \frac{\partial U(x)}{\partial x} = 0, \quad \text{где } \beta - \text{ параметр затухания. При } \beta < 0$$

система энергию получает, её температура повышается, при $\beta > 0$ - отдает, температура понижается. Характер колебаний показан на рис.2, где даны зависимости размера ячейки от времени при $K = 1$. Рис.2а соответствует повышению температуры - $\beta = -0,01$, рис.2б - понижению - $\beta = +0,01$. Видно, что при увеличении температуры (а) амплитуда колебаний увеличивается сначала медленно, затем при $t \sim 160-170$ увеличивается резким скачком, после чего далее увеличивается опять медленно, но быстрее, чем до скачка. Плавное увеличение амплитуды колебаний отражает тепловое расширение решетки, а скачкообразное - резкое увеличение ее размеров при структурном переходе. При уменьшении температуры (б) все происходит в обратном порядке.

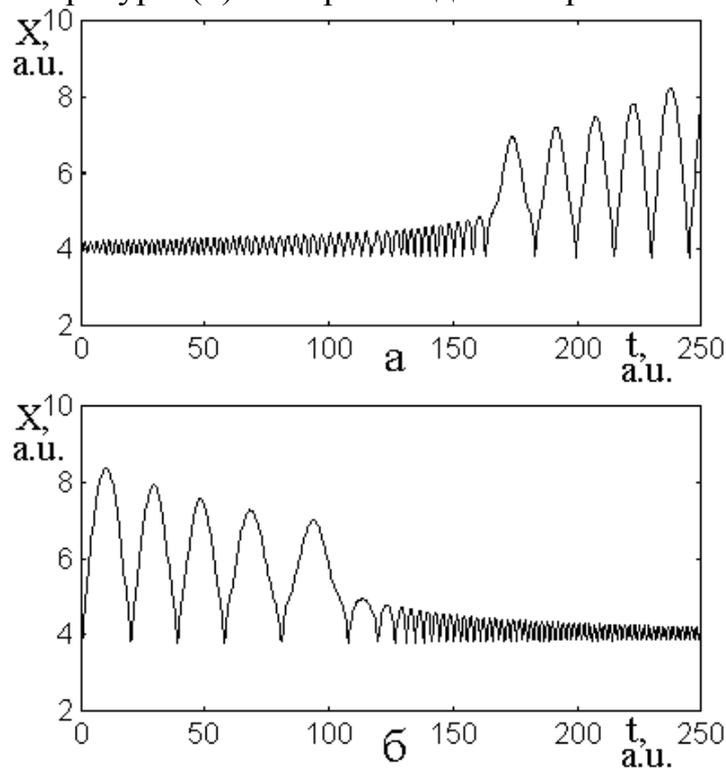


Рис.2.

Рассмотрим теперь, что происходит при переходе с размером ячейки, который в эксперименте определяется как среднее за время, значительно превышающее период колебаний. Зависимости этого значения от энергии колебаний при прямом и обратном ходе по температуре приведены на рис.3. Кривая 1 соответствует увеличению температуры, кривая 2 - уменьшению. Положительный наклон кривых соответствует тепловому

расширению, а при переходе кривые испытывают скачок с петлей гистерезиса. Изменение размера ячейки при переходе проявляется в изменении объема тела и приводит к изменению энтропии, что дает теплоту перехода.

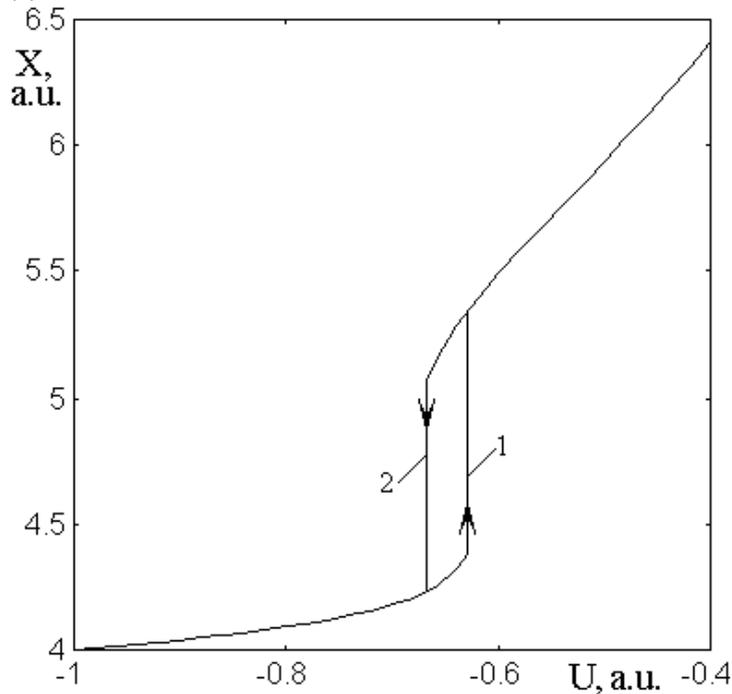


Рис.3.

В целом предложенная модель позволяет описать изменение объема тела при изменении температуры - плавное вдали от перехода и скачкообразное - при переходе, гистерезис изменения объема и теплоту перехода.

Работа поддержана РФФИ, грант № 04-02-81058.

- [1]. Ю.М.Гуфан. Структурные фазовые переходы. М., Наука, 1982, 304 с.
- [2]. Ю.А.Изюмов, В.Н.Сыромятников. Фазовые переходы и симметрия кристаллов. М., Наука, 1984, 248 с.
- [3]. А.Брус, Р.Каули. Структурные фазовые переходы. М., Мир, 1984, 408 с.
- [4] А.Н.Васильев, В.Д.Бучельников, Т.Такаги, В.В.Ховайло, Э.И.Эстрин, УФН, 2003, т.173, №6, с.577-608.
- [5]. А.Д.Божко, В.Д.Бучельников, А.Н.Васильев, И.Е.Дикштейн, С.М.Селецкий, В.В.Ховайло, В.Г.Шавров, ПЖЭТФ, 1998, т.67, №1, с.212-216.
- [6]. А.Д.Божко, А.Н.Васильев, В.В.Ховайло, И.Е.Дикштейн, В.В.Коледов, С.М.Селецкий, А.А.Тулайкова, А.А.Черечукин, В.Г.Шавров, В.Д.Бучельников, ЖЭТФ, 1999, т.115, №5, с.1740-1755.
- [7]. А.З.Паташинский, В.Л.Покровский. Флуктуационная теория фазовых переходов. М., Наука, 1982, 384 с.

Ориентационные переходы в ферронематике с бистабильным сцеплением в магнитном поле

О.Р.Семёнова, А.Н.Захлевных

Пермский государственный университет, Пермь, Россия

e-mail: semenova_ok@rambler.ru

В работе исследуется ориентационная структура ферронематика (магнитной суспензии на основе нематического жидкого кристалла) в бистабильной плоскопараллельной ячейке.

Равновесная конфигурация поля директора и намагниченности определяется условием минимума полной свободной энергии ферронематика

$$F = \int F_V dV + \oint F_S dS, \quad (1)$$

включающей в себя как объемную, так и поверхностную части. Объемная плотность свободной энергии ферронематика имеет вид

$$F_V = \frac{1}{2} [K_{11} (\operatorname{div} \mathbf{n})^2 + K_{22} (\mathbf{n} \operatorname{rot} \mathbf{n})^2 + K_{33} (\mathbf{n} \times \operatorname{rot} \mathbf{n})^2] - \frac{1}{2} \sigma |\chi_a| (\mathbf{nH})^2 - M_s f \mathbf{mH} + \frac{W_p}{d} f (m\mathbf{n})^2 + \frac{k_B T}{\nu} f \ln f. \quad (2)$$

Здесь K_{ii} – константы Франка ориентационной упругости жидкого кристалла, χ_a – анизотропия магнитной восприимчивости ($\sigma = 1$ для $\chi_a > 0$ и $\sigma = -1$ для $\chi_a < 0$), \mathbf{H} – напряженность внешнего магнитного поля, M_s – намагниченность насыщения материала магнитных частиц, ν – объем частицы, f – объемная доля магнитных частиц в суспензии, \mathbf{m} – единичный вектор намагниченности $\mathbf{M} = M_s f \mathbf{m}$ ферронематика, d – диаметр частицы, T – температура, k_B – постоянная Больцмана. Параметр $W_p > 0$ представляет собой анизотропную часть энергии поверхностного натяжения и называется энергией сцепления магнитных частиц с нематической матрицей. Предполагается, мягкое гомеотропное сцепление магнитных частиц с нематической матрицей, при котором в отсутствие поля $\mathbf{m} \perp \mathbf{n}$.

На верхней границе слоя ($z = L$) сцепление директора предполагается абсолютно жестким, т. е. $\mathbf{n}|_{z=L} = (0, 0, 1)$. На нижней границе слоя имеется двукратное вырождение по ориентациям, описываемое потенциалом вида

$$F_S = 4W_0 [1 - (\mathbf{n} \mathbf{e}_x)^2] [1 - (\mathbf{n} \mathbf{e}_z)^2], \quad (3)$$

здесь $W_0 > 0$ – поверхностная плотность энергии сцепления директора с границами, являющаяся мерой глубины минимумов F_S ; $e_x = (1, 0, 0)$ и $e_z = (0, 0, 1)$ – единичные векторы двух осей легкого ориентирования. Магнитное поле направлено по нормали к слою: $\mathbf{H} = (0, 0, H)$.

Компоненты \mathbf{n} и \mathbf{m} ищем в виде $\mathbf{n} = (\cos \varphi(z), 0, \sin \varphi(z))$, $\mathbf{m} = (-\sin \psi(z), 0, \cos \psi(z))$, где $\varphi(z)$ и $\psi(z)$ – углы ориентации директора и намагниченности, соответственно.

Выберем в качестве единицы длины толщину ячейки L , тогда величина $\tilde{z} = z/L$ будет безразмерной координатой. Определим безразмерные материальные параметры $k \equiv K_{11}/K_{33}$, $w_p \equiv L^2 f_0 W_p / (K_{33} d)$, $w_0 = W_0 L / K_{33}$, $\xi = M_s f_0 L / \sqrt{K_{33} |\chi_a|}$, $\kappa = L^2 f_0 k_B T / (v K_{33})$ и безразмерную напряженность магнитного поля $h = LH (|\chi_a| / K_{33})^{1/2}$. Здесь $f_0 = Nv/V$ представляет собой среднюю концентрацию магнитных частиц в суспензии, N – число частиц, V – объем ферронематика. Параметр ξ характеризует режимы влияния внешнего поля на ферронематик. Параметр $\kappa = (L/\lambda)^2$, где $\lambda = (v K_{33} / f_0 k_B T)^{1/2}$ – так называемая сегрегационная длина, задающая характерный масштаб области концентрационного расслоения. Параметр κ ответствен за сегрегационный эффект; в пределе $\kappa \gg 1$ этот эффект несуществен.

Уравнения ориентационного равновесия находятся из условий минимума полной свободной энергии (1):

$$\xi h \sin \psi = w_p \sin 2(\varphi - \psi), \quad f = f_0 Q \exp \left\{ \frac{\xi h}{\kappa} \cos \psi - \frac{w_p}{\kappa} \sin^2(\varphi - \psi) \right\}, \quad (4)$$

$$(k \cos^2 \varphi_0 + \sin^2 \varphi_0) A^{1/2}(\varphi_0, \psi(\varphi_0)) = 2w_0 \sin 4\varphi_0, \quad (5)$$

$$\tilde{z} = \int_{\varphi_0}^{\varphi(\tilde{z})} A^{-1/2}(\varphi, \psi(\varphi)) d\varphi, \quad (6)$$

где $A(\varphi, \psi(\varphi)) = (C - \sigma h^2 \sin^2 \varphi - 2\kappa f / f_0) / (k \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi)$ и $\varphi_0 = \varphi(\tilde{z})|_{\tilde{z}=0}$, а величина Q определяется соотношением $\int f dV = Nv$, представляющим собой условие постоянства числа частиц в суспензии. Здесь C – константа интегрирования, которая определяется из условия:

$$\int_{\varphi_0}^{\pi/2} A^{-1/2}(\varphi, \psi(\varphi)) d\varphi = 1. \quad (7)$$

Расчеты проводились для ферронематика с материальными параметрами $k = 2/3$, $\sigma = 1$, $\xi = 0.5$ и $w_p = 0.1$. Приведенные ниже зависимости $\varphi_0(w_0)$ являются решением системы уравнений (4)-(7); штриховыми кривыми показаны термодинамически неустойчивые

состояния. На рис. 1 кривые 1 – 3 соответствуют гибридной гомеотропно-планарной фазе, кривые 1' – 3' – гомеотропной фазе (кривые 1' и 3' совпадают). Кривые 1 и 1' соответствуют $h = 0$, кривые 2 и 2' – $h = 0.3$, 3 и 3' – $h = 1$. В зависимости от значений w_0 система уравнений имеет одно или несколько решений. При включении поля феррочастицы стремятся повернуться вдоль поля и, соответственно, будут искажать поле директора. Как видно из рис. 1, при увеличении поля происходит искажение гомеотропной фазы: при слабой энергии сцепления угол $\varphi_0 \rightarrow \pi/2$.

Далее на рис. 1 представлены зависимости $\varphi(\tilde{z})$ распределения директора и $\psi(\tilde{z})$ распределения ориентации феррочастиц по толщине слоя для ферронематика в гомеотропной фазе с энергией сцепления $w_0 = 0.5$ (кривые 1 соответствуют $h = 0.05$, кривые 2 – $h = 0.1$, 3 – $h = 0.2$, 4 – $h = 0.3$, 5 – $h = 0.38$, 6 – $h = 0.45$). Точки пересечения кривых $\varphi(\tilde{z})$ с осью ординат соответствуют углу φ_0 ориентации директора на нижней границе слоя. Минимум кривых отвечает значению φ_* – минимальному углу отклонения директора в слое. Как видно, с ростом поля кривые $\varphi(\tilde{z})$ ведут себя немонотонно. В поле $h_p = 0.43$ директор становится ориентированным ортогонально границам слоя, что демонстрирует кривая 6. Видно, что с увеличением поля кривые $\psi(\tilde{z})$ смещаются вниз, т.е. частицы разворачиваются вдоль поля. Причем,

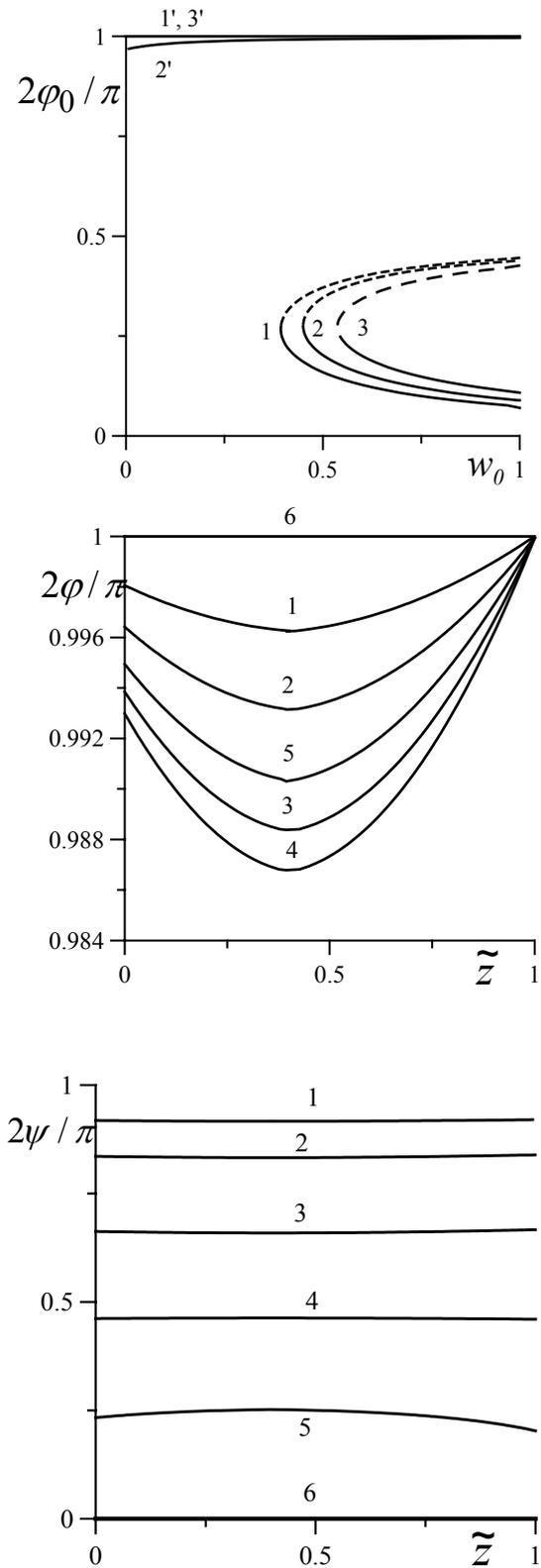
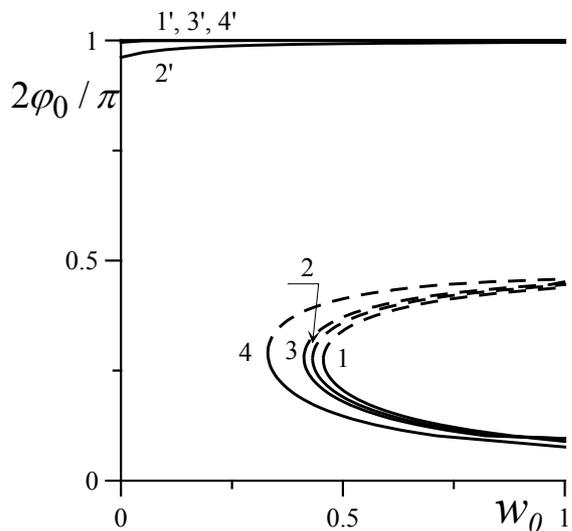


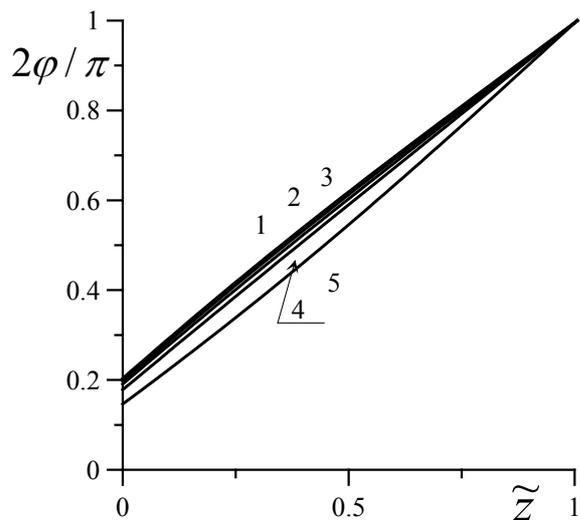
Рис. 1

как показывает кривая 6, увеличение поля приводит к полному развороту частиц вдоль поля $\psi = 0$.

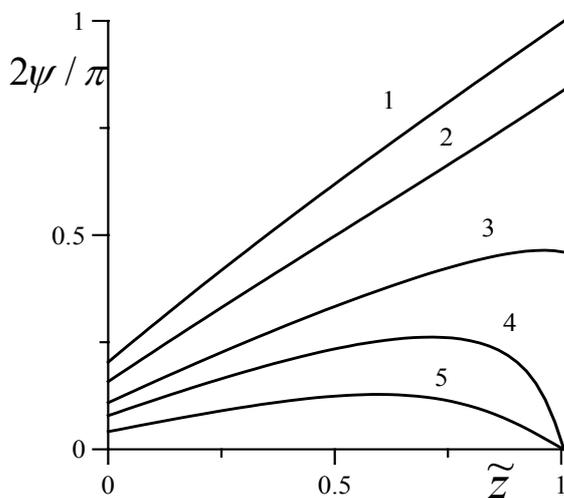
На рис. 2 показан случай отрицательной диамагнитной анизотропии ($\sigma = -1$), здесь кривые 1 и 1' соответствуют $h = 0$, 2 и 2' – $h = 0.3$, 3 и 3' – $h = 0.5$, 4 и 4' – $h = 1$.



В гометропной фазе кривые 1', 3' и 4' совпадают. Если энергия сцепления на нижней границе слоя $w_0 < w_{0c}$, где w_{0c} – нижняя граница устойчивости гибридной фазы, то с ростом поля кривые $\varphi_0(w_0)$ смещаются влево, то есть гибридная фаза может стать устойчивой при $w_0 < w_{0c}$.



Далее на рис. 2 показаны зависимости $\varphi(\tilde{z})$ и $\psi(\tilde{z})$ (кривые 1 соответствуют $h = 0$, 2 – $h = 0.1$, 3 – $h = 0.3$, 4 – $h = 0.5$, 5 – $h = 1$). Как видно, в гибридной фазе существует градиент ориентации директора в объеме слоя от близкого к планарному упорядочению на нижней границе слоя до гомеотропного на верхней. Включение поля приводит к незначительному уменьшению угла φ_0 , поскольку поверхностный момент сил на верхней границе препятствует развороту директора в направлении ортогональном полю. Увеличение поля вызывает поворот магнитных частиц (угол ψ уменьшается) вдоль направления магнитного поля. Заметим, что в полях $h \geq 0.5$ (кривые 4 и 5) на верхней границе феррочастицы ориентированы вдоль директора, т.е. гомеотропные условия сцепления сменяются планарными.



Работа выполнена при частичной поддержке гранта PE-009-0 CRDF.

Рис. 2

Уравнения переноса в электромагнитной сплошной среде с внутренним вращением

А.Ф.Кабыченков

Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия

e-mail: akab@mail.cplire.ru

Сплошная среда с внутренним вращением без электромагнитных (ЭМ) характеристик описана на основе термодинамики необратимых процессов в [1]. В этой среде дополнительная объемная обобщенная сила появляется благодаря несимметричности тензора напряжений. В результате кинетическая энергия смещений преобразуется в кинетическую энергию внутреннего вращения. Однако, если время релаксации спина значительно меньше характерного времени протекания процесса, то это преобразование можно не учитывать [1]. В сплошной среде, обладающей проводимостью, поляризацией $\mathbf{P}=\rho\mathbf{p}$, намагниченностью $\mathbf{M}=\rho\mathbf{m}$ (ρ - плотность среды) – ЭМ среде - тензор натяжений ЭМ поля несимметричный и характерное время ЭМ процессов может быть значительно меньше времени релаксации спина.

В настоящей работе ЭМ сплошная среда с внутренним вращением рассматривается в рамках неравновесной термодинамики [2].

Производство энтропии

Уравнение переноса энтропии S для ЭМ сплошных сред с внутренним вращением можно записать в канонической форме

$$\rho\dot{S} + \text{div}\mathbf{J}^S = \sigma^S, \quad (1)$$

где $\mathbf{J}^S = \mathbf{q}/T$ - поток энтропии, \mathbf{q} – тепловой поток, T - температура. Производство энтропии

$$\sigma^S = \mathbf{J}^n \mathbf{K}^n$$

представляет собой билинейную функцию обобщенных термодинамических потоков \mathbf{J}^n и сопряженных им обобщенных термодинамических сил \mathbf{K}^n , которые для однокомпонентных ЭМ сплошных сред в рамках нерелятивистского приближения могут быть представлены в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{J}^1 &= \mathbf{q}, \quad \mathbf{K}^1 = \nabla T^{-1}; \\ \mathbf{J}_{ij}^{21} &= v_{ij}^s, \quad K_{ij}^{21} = -T^{-1}T_{ji}^s; \quad \mathbf{J}^{22} = \boldsymbol{\omega} - \boldsymbol{\Omega}, \quad \mathbf{K}^{22} = -T^{-1}2\mathbf{T}; \quad \mathbf{J}^{23} = \mathbf{v}, \quad \mathbf{K}^{23} = -T^{-1}\mathbf{f}'; \\ \mathbf{J}_{ij}^{31} &= \omega_{ij}^s, \quad K_{ij}^{31} = -T^{-1}R_{ij}^s; \quad \mathbf{J}^{32} = \mathbf{v}^{in}, \quad \mathbf{K}^{32} = -T^{-1}2\mathbf{R}; \quad \mathbf{J}^{33} = \boldsymbol{\omega}, \quad \mathbf{K}^{33} = -T^{-1}\mathbf{N}'; \\ \mathbf{J}^{41} &= \rho\dot{z}, \quad \mathbf{K}^{41} = -\dot{\varphi}'/T; \quad \mathbf{J}^{42} = \rho(\dot{\mathbf{j}}' + \mathbf{j}' \times \boldsymbol{\omega}), \quad \mathbf{K}^{42} = \mathbf{A}'/cT; \\ \mathbf{J}^{51} &= \rho(\dot{\mathbf{p}}' + \mathbf{p}' \times \boldsymbol{\omega}), \quad \mathbf{K}^{51} = T^{-1}\mathbf{E}''; \quad \mathbf{J}^{52} = \rho(\dot{\mathbf{m}}' + \mathbf{m}' \times \boldsymbol{\omega}), \quad \mathbf{K}^{52} = T^{-1}\mathbf{B}'. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $v_{ij}^s = u_{ij}^s$, u_{ij}^s - тензор деформаций, $T_{ji} = t_{ji} + t'_{ji} + t''_{ji}$ - тензор напряжений, где t_{ji} - тензор напряжений неэлектромагнитного происхождения, $t'_{ji} = v_j Q_i^D$ - тензор напряжений, связанный с импульсом $Q^D = c^{-1}([\mathbf{PB}] - [\mathbf{ME}])$, обусловленным взаимодействием поля и связанных зарядов, (\mathbf{E}, \mathbf{B}) - электромагнитное поле, \mathbf{v} - скорость материальной точки, $t''_{ji} = \rho p'_j E_{\omega i}$ - тензор напряжений вызванных эффективным электрическим полем

$$\mathbf{E}_{\omega} = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{A}/c, \quad (3)$$

которое возникает в результате взаимодействия внутреннего вращения и ЭМ векторного потенциала \mathbf{A} , (штрихи в обозначениях ЭМ материальных и полевых переменных указывают на то, что эти переменные относятся к движущейся со скоростью \mathbf{v} системе отсчета), $\boldsymbol{\omega}$ и $\boldsymbol{\Omega} = (1/2)\text{rot}\mathbf{v}$ - угловые скорости внутреннего и внешнего вращения, $T_i = -(1/2)e_{ikn}T_{kn}^a$. Сила $\mathbf{f}' = \mathbf{f} - \mathbf{f}_{\omega}$, где $\mathbf{f}_{\omega} = z^E \mathbf{E}_{\omega} + c^{-1} \mathbf{j}^M \times \mathbf{B}_{\omega}$ - дополнительная эффективная сила связанная с внутренним вращением; $\mathbf{j}^M = \text{crot} \rho \mathbf{m}'$ - эффективный ток; $\mathbf{B}_{\omega} = c^{-1} \phi' \boldsymbol{\omega}$ - эффективное магнитное поле, вызванное внутренним вращением и ЭМ скалярным потенциалом ϕ' . Тензор поверхностных моментов сил $R_{ji} = r_{ji} + r'_{ji} + r''_{ji}$, где r_{ji} - поверхностные моменты сил неэлектромагнитного происхождения; $r'_{ji} = e_{ikn} r_k J_{jn}^Q$ - поверхностные моменты сил, обусловленные орбитальным моментом импульса ЭМ поля, $r''_{ji} = -A_j B_i / 4\pi$ - поверхностный момент сил, связанный со спином ЭМ поля, ω_{ij}^s - тензор угловых деформаций, $\mathbf{v}^{\text{in}} = (1/2)\text{rot}\boldsymbol{\omega}$ - внутренняя скорость. Объемный момент сил $\mathbf{N}' = \mathbf{N} + \mathbf{N}^{AM}$, где $\mathbf{N}^{AM} = c^{-1} \mathbf{j}^M \times \mathbf{A}'$; \mathbf{j}' - плотность электрического тока; $\mathbf{E}'' = \mathbf{E}' + \mathbf{E}_{\omega}$ - эффективное электрическое поле.

Конститутивные уравнения и симметричные соотношения

С учетом пространственно-временной дисперсии и нелинейности функциональные зависимости между потоками и силами могут быть представлены в виде

$$J_i^n(x) = \sum_m \int L_{i\dots i}^{n\dots n m}(x, \mathbf{Q}^l(x)) \frac{1}{m!} \prod_{k=1}^m \Theta_k K_{i_k}^{n_k}(x_k) dx_k, \quad (4)$$

где $x = \{t, \mathbf{r}\}$, $\mathbf{x} = \{x, \dots, x_m\}$, \hat{L} - кинетические коэффициенты, \mathbf{Q}^l - параметры (в общем случае термодинамические переменные и потоки (силы)); функция Хевисайда $\Theta_k = \Theta_k(t - t_k)$ учитывает принцип причинности.

Симметрия кинетических коэффициентов определяется соотношениями

$$\begin{aligned}
\hat{R}L_{i_1 \dots i_m}^{nn_1 \dots n_m} &\equiv r_{i'_1 i_1} r_{i'_2 i_2} \dots r_{i'_m i_m} L_{i_1 \dots i_m}^{n_1 \dots n_m} (\hat{r}^{-1} \mathbf{x}', \hat{r} \mathbf{Q}^l (\hat{r}^{-1} \mathbf{x}')) = L_{i'_1 i'_1 \dots i'_m}^{nn_1 \dots n_m} (\mathbf{x}', \mathbf{Q}^l (\mathbf{x}')) \\
\bar{c} \hat{R}L_{i_1 \dots i_m}^{nn_1 \dots n_m} (\bar{1} \mathbf{x}', \bar{c}^l \mathbf{Q}^l (\bar{1} \mathbf{x}')) &= L_{i'_1 i'_1 \dots i'_m}^{nn_1 \dots n_m} (\mathbf{x}', \mathbf{Q}^l (\mathbf{x}')), \\
c' \hat{R}L_{i_1 \dots i_m}^{n_1 n_2 \dots n_m} (1' \mathbf{x}', c'^l \mathbf{Q}^l (1' \mathbf{x}')) &= c' \hat{R}L_{i_k \dots i_p}^{n_k \dots n_p} = L_{i'_1 i'_1 \dots i'_m}^{nn_1 \dots n_m} (\mathbf{x}', \mathbf{Q}^l (\mathbf{x}')), \\
\bar{c}' \hat{R}L_{i_1 \dots i_m}^{n_1 n_2 \dots n_m} (\bar{1}' \mathbf{x}', \bar{c}'^l \mathbf{Q}^l (\bar{1}' \mathbf{x}')) &= \bar{c}' \hat{R}L_{i_k \dots i_p}^{n_k \dots n_p} = L_{i'_1 i'_1 \dots i'_m}^{nn_1 \dots n_m} (\mathbf{x}', \mathbf{Q}^l (\mathbf{x}')), \quad (5)
\end{aligned}$$

где $r_{i'_1 i_1} \dots r_{i'_m i_m}$ - матрицы простого поворота, $c = c^n \dots c^m = \pm 1$, $c = \bar{c}, c', \bar{c}'$, $\hat{c} \mathbf{K}^l = c^l \mathbf{K}^l$ - определяющее c^l соотношение, $\hat{c} = \bar{1}, 1', \bar{1}'$; $\bar{1}$, $1'$ и $\bar{1}' = \bar{1} 1'$ - операторы пространственной, временной и пространственно-временной инверсии, $l = n \dots n_m$, $\bar{c}^l, c'^l, \bar{c}'^l = 1$ для векторов \mathbf{K}^l четного (i) типа (аксиальный i -вектор), $\bar{c}^l, \bar{c}'^l = -1$, $c'^l = 1$ для \mathbf{K}^l электрического (e) типа (полярный i -вектор), $\bar{c}^l = 1$, $c'^l, \bar{c}'^l = -1$ для векторов магнитного (m) типа (аксиальный c -вектор), $\bar{c}^l, c'^l = -1, \bar{c}'^l = 1$ для \mathbf{K}^l магнитоэлектрического (me) типа (полярный c -вектор), $k, p = 1 \dots m$. Последовательность $1' x'_l$ в $1' \mathbf{x}$ соответствует последовательности i_l , в частности во второй паре уравнений (5) слева $1' \mathbf{x}' = \{1' x'_1, 1' x'_2, \dots, 1' x'_m\}$ и $\bar{1}' \mathbf{x}' = \{\bar{1}' x'_1, \dots, \bar{1}' x'_m\}$. Коэффициенты в последних двух соотношениях (5) получаются из первых двух путем перестановки индексов (n, i) с остальными парами, которые к тому же могут переставляться между собой. Если обобщенные силы представляют собой тензоры второго ранга K_{ij}^l , то в (5) необходимо заменить $i \rightarrow ij$ и $r_{i'_i} \rightarrow r_{i'_i} r_{j'_j}$. В средах, симметричных относительно $1'$, коэффициенты второго ранга с параметром \mathbf{B} , как видно из третьего уравнения (5) ($r_{i'_i} = \delta_{i'_i}$...), удовлетворяют классическому симметричному соотношению $c' L_{i'_i}^{n_1 n_1} (-\mathbf{B}) = L_{i'_i}^{n_1 n_1} (\mathbf{B})$, где $c' = c^n c'^{n_1}$, причем $c' = 1$ в случае векторов \mathbf{K}^n и \mathbf{K}^{n_1} , изменяющих или неизменяющих знак одновременно под действием $1'$ и $c' = -1$ в противоположном случае, когда только один из векторов изменяет знак. Операция $1'$, которой соответствуют классические соотношения Онсагера, не является операцией симметрии для сред с внутренним вращением и магнитным моментом. Она включается в магнитную группу симметрии только в комбинации с простыми R и инверсионными $R\bar{1}$ поворотами. Симметричные уравнения (5) для нелинейных нелокальных в пространстве и времени кинетических коэффициентов записаны для операций $R, R\bar{1}, R1', R\bar{1}'$, соответственно. Обмен индексов и пространственно-временных координат во второй паре уравнений (5) связан с принципом причинности в то время, как в

соотношениях Онсагера обмен индексов связан с симметрией уравнений движения относительно обращения времени.

Уравнения переноса

Уравнение теплопроводности имеет вид

$$\rho c_m \dot{T} + \text{div} \mathbf{q} = T \mathbf{J}^n \mathbf{K}^n, \quad (6)$$

где $c_m = \partial u / \partial T$ - теплоемкость, u - внутренняя энергия, $n \geq 2$.

Уравнение переноса плотности импульса имеет вид

$$\rho \dot{\mathbf{v}} + \partial T_j / \partial r_j = \mathbf{f} + \mathbf{f}^L + \mathbf{f}^D + \mathbf{f}^A + \mathbf{f}^\omega, \quad (7)$$

где $\mathbf{f}^L = \rho z \mathbf{E}' + c^{-1} \mathbf{j}' \times \mathbf{B}'$ - сила Лоренца, $\mathbf{f}^D = \rho (m'_n \nabla B'_n + p'_n \nabla E'_n + q_n^d \nabla v_n)$ - электромагнитодипольная сила, $\mathbf{f}^A = \rho \dot{\mathbf{q}}^d$ - сила Абрагама, $\mathbf{f}^\omega = \rho z \mathbf{E}_\omega + c^{-1} \mathbf{j}^M \times \mathbf{B}_\omega + \rho p'_n \partial \mathbf{E}_\omega / \partial r_n$ - дополнительная сила, связанная с внутренним вращением.

Уравнение переноса внутреннего вращения имеет вид

$$\rho \dot{\mathbf{s}} + \partial \mathbf{R}_j / \partial r_j = \mathbf{N}' + \mathbf{N}^m + \mathbf{N}^D + \mathbf{N}^A, \quad (8)$$

где $\mathbf{N}^m = -\mathbf{e}_i e_{ijk} T_{jk}$ - механический момент сил, $\mathbf{N}^D = \rho (\mathbf{p}' \times \mathbf{E}' + \mathbf{m}' \times \mathbf{B}')$ момент сил вызванный электродипольным и магнитодипольным взаимодействием, $\mathbf{N}^A = \mathbf{N}^{Aj} + \mathbf{N}^{Ap} + \mathbf{N}^{Av} + \mathbf{N}^{A\omega} + \mathbf{N}^{Aq}$ - момент сил вызванный \mathbf{A} благодаря спину ЭМ поля, $\mathbf{N}^{Aj} = c^{-1} \mathbf{j}' \times \mathbf{A}$, $\mathbf{N}^{Ap} = c^{-1} \rho (\mathbf{p}' + \mathbf{p}' \times \boldsymbol{\omega}) \times \mathbf{A}$, $\mathbf{N}^{Av} = -(\partial v / \partial r_j + \mathbf{e}_i e_{ijk} \omega_k) \rho p'_j \times c^{-1} \mathbf{A}$, $\mathbf{N}^{A\omega} = \rho \mathbf{p}' \times \mathbf{E}_\omega$ и $\mathbf{N}^{Aq} = \mathbf{v} \times \mathbf{q}'$ - составляющие момента сил связанные с током проводимости, поляризацией, градиентом скорости и внутренним вращением, эффективным полем \mathbf{E}_ω и эффективным электрокинетическим импульсом $\mathbf{q}' = z^E c^{-1} \mathbf{A} - c^{-1} \varphi' \text{rot} \rho \mathbf{m}'$ соответственно.

Уравнения (6)-(8) вместе с уравнениями состояния и уравнениями Максвелла образуют полную систему для решения задач в среде с внутренним вращением.

Литература:

- [1] С.Де-Гроот, П.Мазур, Неравновесная термодинамика, 1964 .
- [2] А.Кabychenkov. International symposium on nonlinear electromagnetics and mechanics. Tokyo, 2001

Моделирование зарождения магнитных неоднородностей в реальных ферромагнетиках

Е.Г.Екомасов, М.А. Шабалин, Ш.А.Азаматов
Башкирский Государственный Университет, Уфа, Россия
e-mail: EkomasovEG@bsu.bashedu.ru

Известно, что в реальных магнетиках к появлению локальных изменений магнитных параметров приводят различного типа структурные и химические неоднородности, а так же локальное воздействие (механическое, тепловое или световое) [1]. Наличие таких неоднородностей (или дефектов) может приводить к образованию различного рода магнитных неоднородностей, которые влияют на процессы перемагничивания образца [2]. Т.к. точный (микроскопический) расчет обычно провести сложно, приходится моделировать функции, описывающие параметры неоднородного материала. Для ферромагнетиков часто применяется аппроксимация дефекта в виде плоского (или пластинчатого) магнитного включения (ПМВ), конечного по толщине [3]. В работе рассматривается динамика прохождения доменной границы (ДГ) через плоский слой с параметрами магнитной анизотропии, отличными от параметров в основном объеме бесконечного ферромагнетика и условия возбуждения при этом сильно нелинейных волн (солитонов и бризеров).

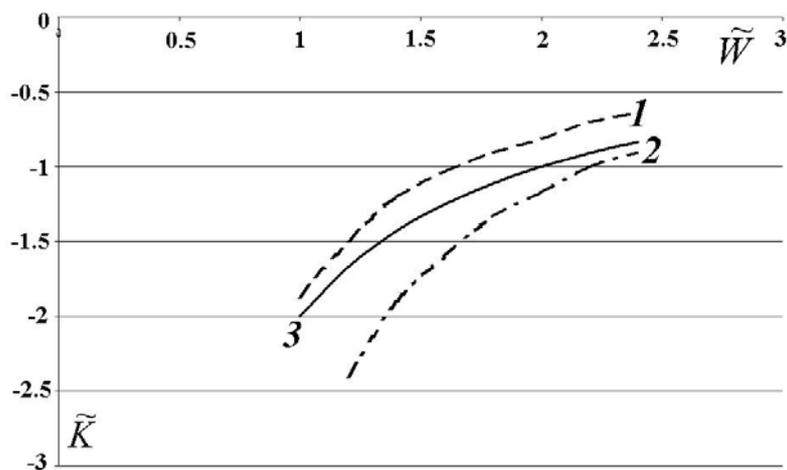
Рассмотрим бесконечный ферромагнетик со 180-градусной блоховской ДГ, параллельной плоскости yOz . Пусть θ – угол между намагниченностью и осью y . Будем рассматривать плоскую неоднородность константы магнитной анизотропии (НКМА) шириной W и глубиной (или высотой) K . Учитывая в плотности энергии магнетика обменное взаимодействие, одноосную анизотропию, зеемановскую энергию, затухание и считая малым выход намагниченности из плоскости yOz , уравнение Ландау-Лифшица можно представить в обезразмеренном виде [4]:

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial \tilde{x}^2} - \ddot{\theta} - \frac{\tilde{K}}{2} \sin 2\theta = h \sin \theta + \alpha \dot{\theta} \quad (1)$$

где $\tilde{x} = x / \delta_0$, δ_0 -ширина блоховской ДГ, $\tilde{K} = K(\tilde{x}) / K_0$ – функция, определяющая распределение константы анизотропии в магнетике, K_0 – константа анизотропии в однородном состоянии, h – нормированное внешнее магнитное поле, α – нормированная константа затухания (релаксации). Для исследования нелинейной динамики ДГ с плоской НКМА использовался численный метод – метод итераций для явной схемы.

При рассмотрении динамики прохождения ДГ через область НКМА было обнаружено, что в некоторых случаях ($\tilde{K} < 0$), в этой области возникают магнитные неоднородности. Причем в зависимости от величины \tilde{K} и \tilde{W} ($\tilde{W} = W / \delta_0$) наблюдались различные сценарии эволюции таких магнитных неоднородностей.

Выявлены три сценария зарождения и эволюции магнитных неоднородностей после прохождения ДГ через область НКМА. Для первой из магнитных неоднородностей типа “затухающего бризера” (область параметров до кривой 1 рисунка) построена



зависимость максимальной амплитуды и частоты колебаний магнитной неоднородности в центре области НКМА. Определен декремент затухания бризера и показано, что в данном приближении, вклад излучения бризера в затухание мал. Для второй из них — “затухающий бризер”, переходящий в нуль-градусную ДГ (область параметров от кривой 1 до кривой 2 рисунка) найдено, что частота колебаний нуль-градусной ДГ, в которую преобразуется бризер, существенно больше бризерной. Причем в зависимости от значений \tilde{K} и \tilde{W} нуль-градусная ДГ может зарождаться как в области положительных, так и отрицательных значений угла θ . Для третьей из них — нуль-градусная ДГ (область параметров ниже кривой 2 рисунка), вычислена амплитуда такой магнитной неоднородности, качественно совпадающая с известным аналитическим выражением [5]. Для сравнения на рисунке (кривая 3) приведено аналитическое выражение, полученное статическими методами для области существования нуль-градусной ДГ $\tilde{K}\tilde{W} = 2$ в работе [5].

- [1] С.В.Вонсовский, Магнетизм, Наука, Москва (1971).
- [2] A.Hubert, R.Schafer, Magnetic domains, Springer-Verlag, Berlin (1998).
- [3] И.И.Крюков, Л.Н.Мысовская, К.С.Сахаев, ФММ **10**, (1990).
- [4] D.I.Paul, J.Phys.C: Solid State Phys. **12** (1979).
- [5] А.М.Балбашов, А.В.Залесский, В.Г.Кривенко, Е.В.Синицын, Письма в ЖТФ **14**, 4 (1988).

АВТОРСКИЙ СПИСОК

<p><i>C</i></p> <p>Chugunova G. 41</p> <p><i>G</i></p> <p>Gazeeva E. 41</p> <p><i>H</i></p> <p>Haibutdinova I. 41</p> <p><i>S</i></p> <p>Saburova R. 41</p> <p><i>U</i></p> <p>Usmanova S. 41</p> <p><i>A</i></p> <p>Абдулвагидов Ш.Б. 23</p> <p>Алиев А.М. 20</p> <p>Амиров А.А. 23</p> <p>Анзулевич А.П. 45</p> <p>Асадуллин Ф.Ф. 37</p> <p><i>B</i></p> <p>Батдалов А.Б. 20</p> <p>Белим С.В. 16</p> <p>Борисенко О.В. 25, 29, 33</p> <p>Борисов А.Б. 17</p> <p>Бутько Л.Н. 46</p> <p>Бучельников В.Д. 20, 21, 45, 46</p> <p>Бычков И.В. 45, 46</p> <p><i>B</i></p> <p>Воробьев Г.П. 14</p> <p><i>Г</i></p> <p>Гамзатов А.Г. 20</p> <p>Гречишкин Р.М. 20</p> <p><i>И</i></p> <p>Иванов В.Ю. 14</p>	<p><i>K</i></p> <p>Кадомцева А.М. 14</p> <p>Камилов К.И. 14</p> <p>Коледов В.В. 20, 21</p> <p>Королев А.В. 20</p> <p>Котов Л.Н. 37</p> <p>Коуров Н.И. 20</p> <p><i>Л</i></p> <p>Ломакина И.Ю. 10</p> <p><i>М</i></p> <p>Мухин А.А. 14</p> <p><i>Н</i></p> <p>Назаров В.Н. 10</p> <p>Носов Л.С. 37</p> <p><i>П</i></p> <p>Попов Ю.Ф. 14</p> <p>Пушин В.Г. 20</p> <p><i>P</i></p> <p>Риве В.В. 45</p> <p><i>C</i></p> <p>Сазонов С.Н. 42</p> <p>Соколов А.И. 6</p> <p>Солдатова Е.Д. 50</p> <p><i>T</i></p> <p>Таскаев С.В. 20</p> <p><i>X</i></p> <p>Ховайло В.В. 20, 21</p> <p><i>Ш</i></p> <p>Шавров В.Г. 20, 21</p> <p>Шамсутдинов М.А. 10</p>
---	--