

ратора. Это свидетельствует о том, что для более полного описания хаотического режима требуется уточнение значений коэффициентов полинома.

Список литературы

- [1] Солодуха А.М., Сидоркин А.С., Шевченко А.А. // ФТТ. 1993. Т. 35. № 7. С. 2046–2049.
[2] Берже П., Помо И., Видаль К. Порядок в хаосе. М.: Мир, 1991. 368 с.

Воронежский государственный университет

Поступило в Редакцию
18 ноября 1993 г.

© Физика твердого тела, том 36, № 4, 1994
Solid State Physics, vol. 36, N 4, 1994

ДИНАМИКА ДОМЕННЫХ СТЕНОК В ПЛЕНКАХ (Eu, Y, Ca)₃(Fe,Ge)₅O₁₂ С ПОВЫШЕННЫМ ГИРОМАГНИТНЫМ ОТНОШЕНИЕМ

В.В.Рандошкин, А.Ф.Мартынов

Предельная скорость стационарного движения доменных стенок в монокристаллических пленках феррит-гранатов (МПФГ) пропорциональна эффективному значению гиромангнитного отношения γ [1–4]. Для большинства МПФГ $g = 2\gamma/\gamma_0 = 1 \div 2$, где $\gamma_0 = 1.76 \cdot 10^7$, $\text{Oe}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ — гиромангнитное отношение ионов Fe^{3+} , а скорость доменных стенок $v = 5 \div 30$ м/с. Повышенное значение γ реализуется в европий-содержащих МПФГ вблизи точки компенсации момента импульса [1–11].

Результаты по g -фактору для свободных трехвалентных редкоземельных ионов, который можно рассчитать по формуле Ланде

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}, \quad (1)$$

где J , S и L — квантовые числа, определяемые по правилу Хунда, остаются в первом приближении справедливыми для ионов, находящихся в кристаллической решетке феррит-граната [12,13]. Для ионов с $L = 0$ (Fe^{3+} , Gd^{3+}), как и для свободного электрона, $g = 2$. Особый случай представляет ион Eu^{3+} , g -фактор которого по формуле (1) вычислить нельзя, так как его основное состояние характеризуется $J = 0$ и $L = S$. Однако, несмотря на отсутствие полного механического момента, ион Eu^{3+} является парамагнитным [14,15], поэтому для него $g \gg 2$ [16].

Для ферримагнетика, имеющего в общем случае несколько неэквивалентных магнитных подрешеток i с различными магнитными моментами M_i и гиромангнитными отношениями γ_i , эффективное значение гиромангнитного отношения определяется формулой Уангснесса

$$\gamma = \sum_i M_i / \sum_i (M_i / \gamma_i), \quad (2)$$

которая получена в предположении пренебрежимо малого затухания в подрешетках ферримагнетика [17,18]. Величина γ характеризует гиромагнитные свойства ферримагнетика как единой системы с намагниченностью $M = \sum_i M_i$ и полным моментом импульса

$$\hbar J = \sum_i (M_i / \gamma_i),$$

где \hbar — постоянная Планка. Формула Уангснесса хорошо описывает результаты измерений γ в Eu-содержащих монокристаллах феррит-гранатов [12,19], а также в Eu-содержащих МПФГ [5,6,8,9].

При условии $g \gg 2$ формула Уангснесса принимает вид

$$\gamma = \gamma_0 (M_{Eu} + M_{Fe}) / M_{Fe}, \quad (3)$$

где M_{Eu} — магнитный момент додекаэдрической подрешетки в структуре граната, обусловленный ионами Eu^{3+} ; M_{Fe} — суммарный магнитный момент додекаэдрической и октаэдрической подрешеток, обусловленный ионами Fe^{3+} . В точке компенсации магнитного импульса $M_{Fe} = 0$ и $\gamma \rightarrow \infty$. Повышенное значение γ имеет место при $|M_{Fe}| / |M_{Fe} + M_{Eu}| \ll 1$.

Настоящая работа посвящена исследованию свойств МПФГ состава $(Eu, Y, Ca)_3(Fe, Ge)_5O_{12}$ с повышенным γ . Пленки выращивали методом жидкофазной эпитаксии из переохлажденного раствора-расплава на подложках из самарий-галлиевого граната с ориентацией (111). Высокое значение γ не позволило использовать метод ферромагнитного резонанса, поэтому эффективное значение гиромагнитного отношения оценивали по формуле (3) исходя из химического состава МПФГ. Для всех исследованных образцов g -фактор превышал 8. В работе приводятся данные для образца со следующими параметрами: толщина пленки $h = 7.1 \mu$, равновесная ширина полосовых доменов $W = 7.5 \mu$, поле коллапса цилиндрических магнитных доменов (ЦМД) $H_0 = 102$ Ое, характеристическая длина материала $l = 0.86 \mu$, намагниченность насыщения $4\pi M_s = 209$ Гс, $g = 15$.

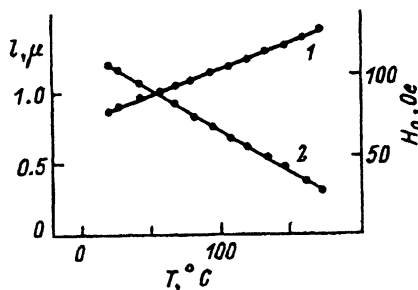


Рис. 1. Температурные зависимости характеристической длины l (1) и поля коллапса ЦМД H_0 (2).

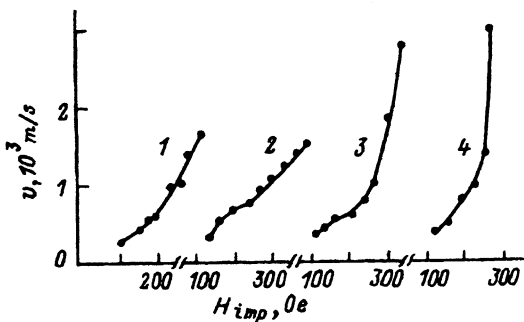


Рис. 2. Зависимость скорости доменных стенок v от амплитуды импульсного магнитного поля $H_{им}$ при разных значениях температуры.

T, K : 1 — 299; 2 — 339; 3 — 378; 4 — 405.

Скорость доменных стенок в отличие от $[^{5-7}]$ измеряли методом высокоскоростной фотографии $[^{20}]$. В исходном состоянии образец намагничивали постоянным магнитным полем смещения $H_{см}$, приложенным перпендикулярно плоскости пленки, а импульсное магнитное поле $H_{и}$ прикладывали в противоположном направлении. Измеряли скорость доменных стенок домена с обратной намагниченностью, зарождающегося в процессе действия импульса поля на точечном магнитном дефекте $[^9]$.

На рис. 1 приведены температурные зависимости характеристической длины (l) и поля коллапса ПМД (2). Как и для большинства МПФГ с повышенным γ $[^{2-4}]$, значение l увеличивается с ростом T , а значение H_0 уменьшается. При комнатной температуре температурный коэффициент характеристической длины $l_T = +0.3\% \text{ K}$, а температурный коэффициент поля коллапса ПМД $H_{от} = -0.8\% \text{ K}$.

Типичные зависимости $v(H_{и})$ для нескольких значений температуры приведены на рис. 2. Видно, что максимальное значение v достигает $3 \cdot 10^3 \text{ m/s}$ (кривая 4). Среди приведенных кривых только кривая 2 имеет «классический» вид, т.е. на ней можно выделить два линейных участка, разделенных нелинейным участком, причем дифференциальная подвижность на втором линейном участке меньше, чем начальная подвижность доменной стенки $[^{2-4,9}]$. Для остальных кривых на рис. 2 дифференциальная подвижность доменных стенок в больших полях превышает начальную подвижность. Заметим, что аналогичное поведение кривой $v(H_{и})$ в больших полях наблюдалось и для других МПФГ с повышенным γ $[^{21,22}]$. По-видимому, нелинейность кривой $v(H_{и})$ и превышение дифференциальной подвижностью начальной подвижности доменных стенок являются отражением общей закономерности движения доменных стенок, детальное понимание механизма которого в настоящее время отсутствует.

Таким образом, в настоящей работе показано, что в МПФГ состава $(\text{Eu}, \text{Y}, \text{Ca})_3(\text{Fe}, \text{Ge})_5\text{O}_{12}$ с ориентацией (111) скорость доменных стенок может достигать 3 km/s .

В заключение авторы выражают благодарность Ю.В.Старостину, любезно предоставившему образцы МПФГ для исследования.

Список литературы

- [1] Малоземов А.П., Слозуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 382 с.
- [2] Рандошкин В.В., Червоненкис А.Я. Прикладная магнитооптика. М.: Энергоатомиздат, 1990. 320 с.
- [3] Рандошкин В.В., Сигачев В.В. // Препринт ИОФАН. 1989. 39 с.
- [4] Randoshkin V.V. // Proc. SPIE. 1989. V. 1126. P. 103-110.
- [5] Le Crow R.C., Blank S.L., Vella-Coleiro G.P. // Appl. Phys. Lett. 1975. V. 26. N 7. P. 402-404.
- [6] Vella-Coleiro G.P., Blank S.L., Le Crow R.C. // Appl. Phys. Lett. 1975. V. 26. N 12. P. 722-724.
- [7] Vella-Coleiro G.P. // IEEE Trans. Magn. 1977. V. MAG-13. N. 5. P. 1163-1165.
- [8] Зоря В.И., Зуева И.Ю., Рандошкин В.В., Сигачев В.В., Тимошечкин М.И. // ЖТФ. 1984. Т. 54. № 7. С. 1381-1383.
- [9] Рандошкин В.В., Сигачев В.В. // ЖТФ. 1988. Т. 58. № 4. С. 2350-2354.
- [10] Рандошкин В.В., Логунов М.В., Сажин Ю.Н., Чани В.И., Клиш В.П., Шушурова Е.Э. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. № 4. С. 71-74.

- [11] Рандошкин В.В., Ефремов В.В., Шушерова Е.Э. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. № 2. С. 43–46.
- [12] Kittel C. // Phys. Rev. 1959. V. 115. N 6. P. 1587–1590.
- [13] Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 592 с.
- [14] Wolf W.P., Van Vleck J.H. // Phys. Rev. 1960. V. 118. N 6. P. 1490–1492.
- [15] Myers S.M., Remeika J.P., Meyer N. // Phys. Rev. 1968. V. 170. N 2. P. 520–523.
- [16] Le Craw R.C., Remeika J.P., Matthews H.J. // Appl. Phys. 1965. V. 36. N 3. Pt 2. P. 901–905.
- [17] Wangsness R.K. // Phys. Rev. 1953. V. 91. N 5. P. 1085–1091.
- [18] Wangsness R.K. // Phys. Rev. 1954. V. 95. N 2. P. 339–345.
- [19] Borghese C., Cosmi R., De Gasperis P., Tapa R. // Phys. Rev. B. 1980. V. 21. N 1. P. 183–188.
- [20] Рандошкин В.В. // Препринт ИОФАН. 1989. № 52. 41 с.
- [21] Рандошкин В.В. Сигачев В.Б. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 1. С. 246–253.
- [22] Айрапетов А.А., Логунов М.В., Рандошкин В.В., Чани В.И. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. № 2. С. 74–77.

Мордовский государственный университет
им. Н.П. Огарева
Институт общей физики РАН
Совместная хозрасчетная лаборатория
«Магнитооптоэлектроника»
Саранск

Поступило в Редакцию
18 ноября 1993 г.

УДК 538.113

© Физика твердого тела, том 36, № 4, 1994
Solid State Physics, vol. 36, N 4, 1994

АСИММЕТРИЯ ЛИНИЙ СПЕКТРА ЯМР В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ЛИ–ГОЛЬДБУРГА

Э.Б.Фельдман

Развитие методов ЯМР высокого разрешения в твердом теле (вращение образца под магическим углом ^[1], эксперимент Ли–Гольдбурга ^[2], многоугольные методы ^[3]) обусловило интерес к теории формы линии ЯМР в соответствующих экспериментах. Проведенное в ^[4]экспериментальное исследование спадов свободной индукции в эксперименте Ли–Гольдбурга ^[2] стимулировало появление теоретических работ ^[5,6], в которых было начато изучение кинетики спиновых систем с трехспиновыми взаимодействиями. Важнейшим результатом ^[5,6] стало установление асимметрии центральной линии ЯМР в отличие от обычного ЯМР в твердом теле при двухспиновых диполь-дипольных взаимодействиях ядерных спинов, когда как центральная линия спектра, так и сателлиты являются симметричными функциями отстройки от соответствующих резонансных частот ^[7].

В настоящей работе предложен метод для вычисления сателлитов и изучена степень симметрии линий спектра в эксперименте Ли–Гольдбурга ^[2]. Полученные результаты сопоставлены с аналогичным исследованием для ЯМР с вращением образца под магическим углом ^[1].

Напомним, что в эксперименте Ли–Гольдбурга ^[2] система спинов, связанных диполь-дипольным взаимодействием, облучается сильным