

Список литературы

1. Gorbatsevich A A, Kopaev V V, Kopaev Yu V *Ferroelectrics* **161** 303 (1994)
2. Gorbatsevich A A, Kopaev Yu V *Ferroelectrics* **161** 321 (1994)
3. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Статистическая физика* Ч. 1 (М.: Наука, 1976) с. 489 [Landau L D, Lifshitz E M *Statistical Physics* (Oxford: Pergamon Press, 1980)]
4. Ascher E, in *Magnetoelectric Interaction Phenomena in Crystals* (Eds A J Freeman, H Schmid) (New York: Gordon and Breach Sci. Publ., 1975) p. 69
5. Волков Б А, Горбацевич А А, Копаев Ю В *ЖЭТФ* **86** 1870 (1984) [Volkov B A, Gorbatsevich A A, Kopaev Yu V *Sov. Phys. JETP* **59** 1087 (1984)]
6. Смоленский Г А, Чупис И Е *УФН* **137** 415 (1982) [Smolen'skii G A, Chupis I E *Sov. Phys. Usp.* **24** 475 (1982)]
7. Schmid H *Ferroelectrics* **162** 317 (1994)
8. Kimura T et al. *Nature* **426** 55 (2003)
9. Hur N et al. *Nature* **429** 392 (2004)
10. Eerenstein W, Mathur N D, Scott J F *Nature* **442** 759 (2006)
11. Ginzburg V L, Gorbatsevich A A, Kopaev Yu V, Volkov B A *Solid State Commun.* **50** 339 (1984)
12. Зельдович Я Б *ЖЭТФ* **33** 1531 (1957) [Zel'dovich Ya B *Sov. Phys. JETP* **6** 1184 (1958)]
13. Ascher E *Helv. Phys. Acta* **39** 40 (1966)
14. Ascher E *Int. J. Magn.* **5** 287 (1974)
15. Ландау Л Д (не опубликовано)
16. Горбацевич А А *ЖЭТФ* **95** 1467 (1989) [Gorbatsevich A A *Sov. Phys. JETP* **68** 847 (1989)]
17. Дубовик В М, Чешков А А *ЭЧАЯ* **5** 791 (1974) [Dubovik V M, Cheshkov A A *Sov. J. Part. Nucl.* **5** 318 (1974)]
18. Дубовик В М, Тосунян Л А *ЭЧАЯ* **14** 1193 (1983) [Dubovik V M, Tosunyan L A *Sov. J. Part. Nucl.* **14** 504 (1983)]
19. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теория полей* (М.: Наука, 1988) с. 136 [Landau L D, Lifshitz E M *The Classical Theory of Fields* (Oxford: Pergamon Press, 1983)]
20. Spaldin N A, Fiebig M, Mostovoy M *J. Phys. Condens. Matter* **20** 434203 (2008)
21. Дубовик В М, Кротов С С, Тугушев В В *Кристаллография* **32** 540 (1987) [Dubovik V M, Krotov S S, Tugushev V V *Sov. Phys. Crystallogr.* **32** 314 (1987)]
22. Dubovik V M, Tugushev V V *Phys. Rep.* **187** 145 (1990)
23. Санников Д Г *Письма в ЖЭТФ* **41** 229 (1985) [Sannikov D G *JETP Lett.* **41** 277 (1985)]
24. Санников Д Г, Желудев И С *ФТТ* **27** 1369 (1985) [Sannikov D G, Zheludev I S *Sov. Phys. Solid State* **27** 826 (1985)]
25. Ederer C, Spaldin N A *Phys. Rev. B* **76** 214404 (2007)
26. Попов Ю Ф и др. *Письма в ЖЭТФ* **69** 302 (1999) [Popov Yu F et al. *JETP Lett.* **69** 330 (1999)]
27. Попов Ю Ф и др. *ЖЭТФ* **114** 263 (1998) [Popov Yu F et al. *JETP* **87** 146 (1998)]
28. Van Aken B V et al. *Nature* **449** 702 (2007)
29. Affleck I, Marston J B *Phys. Rev. B* **37** 3774 (1988)
30. Shoenberg D *Magnetic Oscillations in Metals* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1984) [Шенберг Д *Магнитные осцилляции в металлах* (М.: Мир, 1986)]
31. Приворотский И А *ЖЭТФ* **52** 1755 (1967) [Privorotskii I A *Sov. Phys. JETP* **25** 1167 (1967)]
32. Girvin S M, MacDonald A H *Phys. Rev. Lett.* **58** 1252 (1987)
33. Zhang S C, Hansson T H, Kivelson S *Phys. Rev. Lett.* **62** 82 (1989)
34. Volovik G E *The Universe in a Helium Droplet* (New York: Oxford Univ. Press, 2003)
35. Kalmeyer V, Laughlin R B *Phys. Rev. Lett.* **59** 2095 (1987)
36. Halperin B I, March-Russell J, Wilczek F *Phys. Rev. B* **40** 8726 (1989)
37. Sawada K, Nagaosa N *Phys. Rev. Lett.* **95** 237402 (2005)
38. Jung J H et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 037403 (2004)
39. Белиничер В И, Стурман Б И *УФН* **130** 415 (1980) [Belinicher V I, Sturman B I *Sov. Phys. Usp.* **23** 199 (1980)]
40. Ивченко Е Л, Пикис Г Е, в сб. *Проблемы современной физики: Сборник статей к 100-летию со дня рождения А.Ф. Иоффе* (Отв. ред. А П Александров) (Л.: Наука, 1980) с. 275
41. Ivchenko E L, Pikus G E *Superlattices and Other Heterostructures: Symmetry and Optical Phenomena* (Springer Series in Solid-State Sciences, Vol. 110) 2nd ed. (Berlin: Springer, 1997)
42. Стурман Б И, Фридкин В М *Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления* (М.: Наука, 1992)
43. Горбацевич А А, Капаев В В, Копаев Ю В *Письма в ЖЭТФ* **57** 565 (1993) [Gorbatsevich A A, Kapaev V V, Kopaev Yu V *JETP Lett.* **57** 580 (1993)]
44. Омельяновский О Е, Цебро В И, Кадушкин В И *Письма в ЖЭТФ* **63** 197 (1996) [Omelyanovskii O E, Tsebro V I, Kadushkin V I *JETP Lett.* **63** 209 (1996)]
45. Tsebro V I et al. *Phys. Low-Dim. Struct.* (1/2) 25 (1997)
46. Алещенко Ю А и др. *Письма в ЖЭТФ* **58** 377 (1993) [Aleshchenko Yu A et al. *JETP Lett.* **58** 384 (1993)]
47. Emelyanov S A, Meltser B Ya, Ivanov S V *Письма в ЖЭТФ* **76** 547 (2002) [*JETP Lett.* **76** 469 (2002)]

PACS numbers: 75.80.+q, 77.80.-e
DOI: 10.3367/UFNr.0179.200908i.0897

Неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие в мультиферроиках и вызванные им новые физические эффекты

А.К. Звездин, А.П. Пятаков

1. Введение

В докладе рассмотрен ряд явлений, связанных с неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием. Взаимосвязь между пространственной модуляцией параметра порядка и электрической поляризацией, известная как флексоэлектрический эффект в жидких кристаллах, в случае мультиферроиков проявляется в виде модуляции спина, индуцированной электрической поляризацией, и обратного эффекта. С этим флексомагнитоэлектрическим взаимодействием связано также влияние сегнетоэлектрической доменной структуры на антиферромагнитную структуру и магнитоэлектрические свойства микромагнитных структур. Рассмотрено также влияние неоднородного магнитоэлектрического эффекта на динамические свойства мультиферроиков, в частности спектры магнонов.

Последнее десятилетие характеризуется всплеском интереса к средам со взаимосвязанными магнитными и электрическими свойствами* (см. обзоры [1 – 10], а также специальные выпуски журналов, посвящённые этой теме [11]). Интерес к данной области выражается, с одной стороны, в повышенном внимании к фундаментальным аспектам магнитоэлектрических явлений в мультиферроиках — веществах, в которых магнитное и электрическое упорядочения сосуществуют, а с другой — в ожиданиях конкретных практических приложений магнитоэлектриков в спиновой электронике (в частности, как основы магнитной памяти) и сенсорной технике.

Применение мультиферроиков позволит существенно расширить функциональные возможности спинтраноники: используя новую степень свободы — электрическую поляризацию, можно получить дополнительный рычаг воздействия на магнитные и магниторезистивные свойства спинтранонных элементов [12], а также реализовать логические устройства с четырьмя состояниями [13, 14]. Более того, использование магнитоэлектрических явлений в перспективе может позволить отказаться от записи информации с помощью электрических токов [15 – 18], что очень своевременно, поскольку дальней-

* С середины 1990-х годов число печатных работ по магнитоэлектрическим материалам каждые пять лет возрастало в два-три раза и в последние годы стало составлять около 800 публикаций в год.

шая миниатюризация традиционно используемых индуктивных элементов сталкивается с проблемой чрезмерного тепловыделения из-за увеличения плотности токов [19].

В последнее время наблюдается также повышенный интерес к фундаментальным механизмам взаимодействия магнитной и электрических подсистем в твёрдом теле [10, 20–27]. Возросло и разнообразие типов рассматриваемых магнитоэлектрических взаимодействий. Если в классическом обзоре [28], отражающем уровень знания о мультиферроиках на начало 1980-х годов, предполагалось, что поляризация \mathbf{P} и намагниченности подрешёток \mathbf{M}_s (s — номер магнитной подрешётки) связаны главным образом взаимодействием вида

$$F^{\text{ME}} = -\frac{1}{2} \sum_{ss'} \gamma_{ss'}^{ijkl} P^i P^j M_s^k M_{s'}^l,$$

не требующим каких-то дополнительных условий кроме самого существования магнитного и электрического упорядочения, то в последнее время на первый план вышли другие типы взаимодействий, введённые в [28], а именно линейные по параметрам порядка. В частности, была установлена связь электрической поляризации с наличием в веществе пространственно модулированных спиновых структур [29–31], а также обнаружены эффекты управления магнитной структурой с помощью электрического поля, нечётные по полю [32–35]. Каково бы ни было происхождение пространственной модуляции — в результате ли конкурирующих обменных взаимодействий, как во фрустрированных мультиферроиках [29–33], или вследствие магнитоэлектрической природы, как в феррите висмута [1, 36], или в результате установления равновесной микромагнитной конфигурации [34, 35] — во всех случаях имело место отличие от нуля пространственных производных от магнитного параметра порядка $\nabla_i M_j$, что создавало предпосылки для проявления неоднородного *магнитоэлектрического взаимодействия*.

2. Неоднородное магнитоэлектрическое (флексомагнитоэлектрическое) взаимодействие

Неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие вида $P_{il} \nabla_k n_l$, где \mathbf{n} — единичный вектор магнитного параметра порядка (намагниченность или вектор антиферромагнетизма), было введено в работах [37, 38] в связи с возможностью возникновения в магнитоупорядоченных кристаллах длиннопериодических структур, а также возможностью проявления обратного эффекта образования электрической поляризации на доменных границах [39]. Глубокая аналогия между пространственно модулированными спиновыми структурами в сегнетомагнетиках и пространственной модуляцией директора в нематическом жидкокристалле отмечена в [40]: она выражается в сходстве математических выражений для энергии неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия в сегнетомагнетике и энергии флексоэлектрического взаимодействия в жидкокристалле, где в качестве параметра порядка выступает директор \mathbf{n} . Это даёт основание называть неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие *флексомагнитоэлектрическим*.

В изотропном случае или в случае кубической симметрии неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие с точностью до полной производной принимает

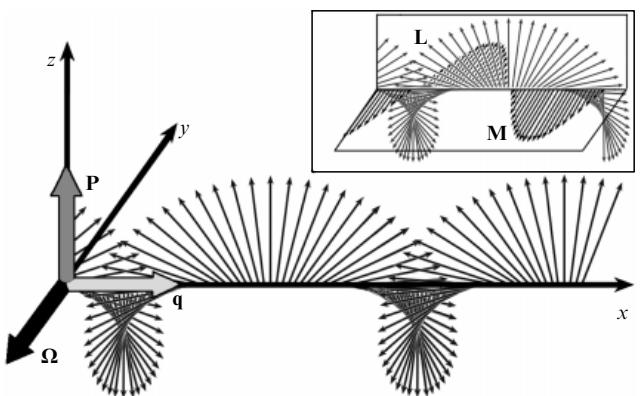


Рис. 1. Спиновая циклоида и три взаимно перпендикулярных вектора: ось вращения Ω , направление модуляции q и полярный вектор P . На вставке: спиновая циклоида $L(x)$ в вертикальной плоскости сопровождается в феррите висмута волной намагниченности $M(x)$ в горизонтальной плоскости xy .

элегантный вид [40]:

$$F_{\text{flexo}} = \gamma \mathbf{P} (\mathbf{n} \operatorname{div} \mathbf{n} + [\mathbf{n} \times \operatorname{rot} \mathbf{n}]). \quad (1)$$

Наиболее наглядный образ, иллюстрирующий взаимосвязь между поляризацией \mathbf{P} , волновым вектором пространственно модулированной структуры \mathbf{q} и осью вращения спинов Ω , приведён в работе [23]: векторы образует тройку взаимно перпендикулярных векторов: $\mathbf{P} \sim [\Omega \times \mathbf{q}]$ (рис. 1).

Из этого простого правила следует, что в сегнетоэлектриках следует ожидать появления пространственно модулированных структур циклоидального типа ($\mathbf{q} \perp \Omega$), а не геликоидального ($\mathbf{q} \parallel \Omega$), а для того чтобы доменные границы проявляли электрические свойства, намагниченность в них должна поворачиваться в плоскости, перпендикулярной доменной границе (доменные стенки типа Нееля).

3. Пространственно модулированная спиновая структура в феррите висмута BiFeO_3

Одним из первых мультиферроиков, в которых была обнаружена пространственно модулированная спиновая структура, стало соединение феррит висмута BiFeO_3 [41]. Позднее было установлено её магнитоэлектрическое происхождение: феррит висмута является собственным сегнетоэлектриком и спонтанная поляризация вследствие флексомагнитоэлектрического взаимодействия (1) стабилизирует пространственную модуляцию спина [42, 43].

Интересно, что обнаружение спиновой циклоиды и установление её природы позволило объяснить, почему долгое время не удавалось обнаружить в феррите висмута другое свойство мультиферроика, допускаемое магнитной симметрией, — слабый ферромагнетизм. Наличие пространственно модулированной структуры в феррите висмута приводит к тому, что величина спонтанного магнитного момента, пропорциональная x -компоненте вектора антиферромагнетизма \mathbf{L} , периодически меняла знак и в среднем за период равнялась нулю (см. вставку на рис. 1). Только при подавлении спиновой циклоиды и переходе в однородное антиферромагнитное состояние становилось возможным наблюдение слабого ферромагнитного момента [44].

Переход между однородной и несоразмерной фазами можно рассматривать как спонтанное зарождение до-

менных границ, энергия которых равна

$$F_{DW} = 4\sqrt{AK_u} - \pi\gamma P_s, \quad (2)$$

где P_s — спонтанная электрическая поляризация, константы A и K_u определяют соответственно энергию неоднородного обмена и одноосную магнитную анизотропию:

$$F_{exch} = A \sum_{i=x,y,z} (\nabla n_i)^2 = A [(\nabla\theta)^2 + \sin^2\theta (\nabla\varphi)^2], \quad (3)$$

$$F_{an} = -K_u \cos^2\theta, \quad (4)$$

полярный угол θ отсчитывается от оси z , расположенной вдоль оси c кристалла (см. рис. 1). Второе слагаемое в энергии доменных границ (2) получено интегрированием флексомагнитоэлектрического взаимодействия (1) по периоду структуры. Таким образом, условие фазового перехода $F_{DW} = 0$ принимает вид

$$\gamma = \frac{4}{\pi P_s} \sqrt{AK_u}. \quad (5)$$

Формула (5) может быть также получена из условия равенства термодинамических энергий однородной и несоразмерной фазы, распределение магнитного параметра в которой описывается эллиптическими функциями [43, 45].

В литературе также встречается другой метод нахождения условий фазового перехода, основанный на гармоническом приближении [36], при котором считается, что компоненты параметра порядка n изменяются по закону $n_i(x) \sim \sin(qx + \phi_i)$. Такой подход, хотя и является приближённым, позволяет получать численные оценки почти с 10%-ной точностью [45].

Условие (5) может быть использовано и для оценки критического магнитного поля H_c индуцированного фазового перехода. В этом случае одноосная анизотропия в (5) во внешнем магнитном поле H должна быть заменена эффективной анизотропией $K_{eff}(H) = K_u - \chi_\perp H^2/2$, где χ_\perp — магнитная восприимчивость в направлении, перпендикулярном вектору антиферромагнетизма при $H \parallel c$. В общем случае произвольной ориентации магнитного поля значение H_c будет зависеть от его ориентации относительно плоскости циклоиды (см. приложение).

Эффективная магнитная анизотропия может также изменяться под действием других факторов: наличия примесей редкоземельных ионов, магнитострикционных вкладов, вызванных эпитаксиальными напряжениями, возникающими при осаждении вещества на подложку с несколько отличающейся постоянной решётки и др. Этим объяснялось подавление спиновой циклоиды и появление слабого ферромагнетизма в сильных магнитных полях в соединениях на основе феррита висмута, легированных редкоземельными ионами, и в тонких пленках [1, 46]. Последние вызвали всплеск интереса к ферриту висмута, сделав его самым популярным среди мультиферроиков объектом исследований, как фундаментальных, так и прикладных (см. обзоры [1, 8, 44, 47, 48]).

4. Антиферромагнитное упорядочение в пленках феррита висмута с полосовой сегнетоэлектрической доменной структурой

Как показывают многочисленные исследования, в тонких пленках (толщиной менее 500 нм) феррита висмута

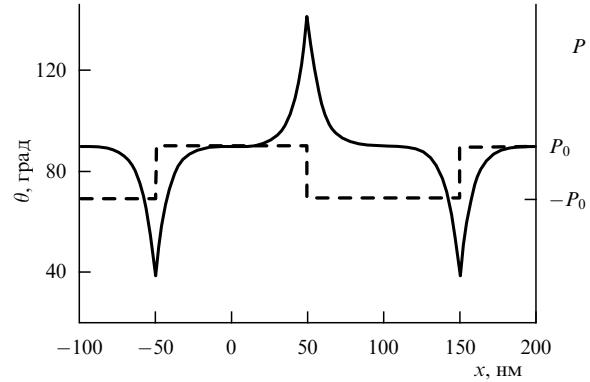


Рис. 2. Модуляция направления антиферромагнитного вектора (сплошная кривая, левая шкала) под действием сегнетоэлектрической доменной структуры (штриховая кривая, правая шкала) в мультиферроиках с флексомагнитоэлектрическим взаимодействием [52].

пространственно модулированная спиновая структура не наблюдается [46] (см. также обзоры [5, 8] и приведённые там ссылки). Однако это не означает, что неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие никак себя не проявляет. Даже в однородном антиферромагнитном состоянии наблюдается сегнетоэлектрическая доменная структура [49–51], которая, как показано в [52], посредством флексомагнитоэлектрического взаимодействия может модулировать антиферромагнитный вектор. Неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие (1) проявляется в скачке производной $\nabla\theta$ на границе между сегнетоэлектрическими доменами с электрической поляризацией, направленной вверх (+) и вниз (-):

$$A(\nabla\theta)\Big|_+^+ = \gamma P \Big|_-^+ = 2\gamma P_s. \quad (6)$$

Графическое изображение модуляции направления вектора антиферромагнетизма, задаваемого углом θ , показано на рис. 2.

Таким образом, при наличии сегнетоэлектрической доменной структуры однородное антиферромагнитное состояние не является состоянием с наименьшей энергией. Если же в материале существуют антиферромагнитная и сегнетоэлектрическая доменная структуры, то рассмотренный выше эффект может проявляться в виде пиннинга антиферромагнитной доменной структуры на сегнетоэлектрических доменных границах, что действительно наблюдалось экспериментально в манганитах [53].

5. Влияние флексомагнитоэлектрического взаимодействия на спектр магнонов в мультиферроиках

Наличие, пусть и в неявной форме, флексомагнитоэлектрического взаимодействия в однородном антиферромагнитном состоянии проявляет себя не только в статических структурах, но и динамических свойствах антиферромагнетиков, а именно спектров магнонных возбуждений, которые в мультиферроиках приобретают новое качество — свойства электромагнонов [54]. Влияние флексомагнитоэлектрического взаимодействия на спектры магнонов в мультиферроиках с модулированными структурами рассматривалось в работах [55–58].

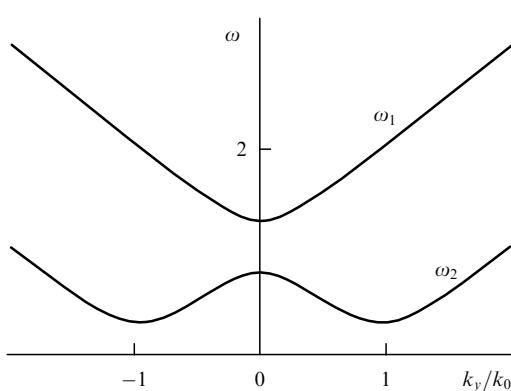


Рис. 3. Появление минимума в дисперсионной зависимости для низкочастотной ветви однородного антиферромагнетика с флексомагнитоэлектрическим взаимодействием. k_0 — величина волнового вектора циклоиды в пространственно модулированном состоянии [61].

В плёнках пространственно модулированные структуры отсутствуют, и поэтому магнитоэлектрическое взаимодействие (1), казалось бы, для них не актуально. Именно при таком допущении решалась задача о спектре магнонов в плёнках феррита висмута в недавней работе [59]. Однако, как показано в работах [60, 61], флексомагнитоэлектрическое взаимодействие (1) существенно влияет на спектр и свойства магнонов и в однородном состоянии: в дисперсионной зависимости появляется минимум при конечных волновых векторах для волн, распространяющихся в направлении, перпендикулярном электрической поляризации, в случае мультиферроика [61], или в направлении, перпендикулярном внешнему электрическому полю, в случае центросимметричного ферромагнетика [60]. Так, в случае тонких плёнок феррита висмута неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие обуславливает взаимодействие друг с другом двух ветвей спиновых волн при распространении волн вдоль слабоферромагнитного момента $\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}_0$ и приводит к появлению минимума в низкочастотной ветви при волновом векторе, равном волновому вектору циклоиды \mathbf{k}_0 , в объёмном образце феррита висмута (рис. 3), что отражает развитие неустойчивости системы относительно перехода в неоднородное состояние при возрастании флексомагнитоэлектрического взаимодействия. Кроме того, наличие в веществе наряду с флексомагнитоэлектрическим взаимодействием (1) однородного магнитоэлектрического взаимодействия вида $\alpha E_i H_j$ приводит к неэквивалентности (невзаимности) распространения спиновых волн вдоль и против вектора антиферромагнетизма [61]. Указанные особенности могут проявиться в рассеянии света, комбинационном и Мандельштама–Брюлиэна, а также рассеянии нейтронов, что может быть использовано для определения параметров магнитоэлектрических взаимодействий.

Не менее интересна и практическая сторона дела, поскольку магноны в мультиферроиках с помощью электрического поля можно не только возбуждать, но и управлять ими. Недавно появились интересные идеи создания сверхминиатюрных логических устройств на основе магнонов. Дело в том, что в технологии полупроводниковых логических элементов при переходе размеров в нанодиапазон возникает проблема очень

больших электрических полей (близких к пороговым), необходимых для их функционирования. С другой стороны, разработанные к настоящему времени альтернативные спинтронные приборы, основанные на эффектах гигантского магнитосопротивления и переноса спинового момента, требуют больших плотностей тока ($\sim 10^6$ А см⁻² и более). В работах [62, 63] высказана идея, что возможным решением проблемы наноминиатюризации может быть использование долгоживущих магнонов в магнитных диэлектриках.

6. Поверхностный флексомагнитоэлектрический эффект

Особые условия, реализующиеся в тонких плёнках феррита висмута, приводили к подавлению пространственно модулированных спиновых структур, существующих в объёме, однако возможной и даже более естественной является обратная ситуация: наличие центра инверсии в группе симметрии объёмного кристалла запрещает флексомагнитоэлектрическое взаимодействие, в то время как на поверхности создаются условия для образования спиновой циклоиды. Главное отличие поверхности раздела сред, а также систем с пониженной размерностью от объёмных материалов состоит в том, что электроны и атомы поверхности подвержены воздействию физических полей, несимметричных по отношению к операции пространственной инверсии. Это создаёт предпосылки для возникновения в тонкой магнитной плёнке или на границе раздела магнитных сред флексомагнитоэлектрического эффекта.

Возможность образования пространственно модулированных спиновых структур на поверхности и в тонких плёнках магнитных материалов была предсказана в работе [64], в которой также сформулировано условие фазового перехода между однородной и неоднородной фазами, которое аналогично (5). Та же формула справедлива и для границы между фазами жидкого кристалла, с той поправкой, что в роли энергии анизотропии с константой K выступает энергия сцепления молекул жидкого кристалла с подложкой, а в роли обменной жёсткости A — константа упругого взаимодействия.

Эффект образования пространственно модулированных спиновых структур на поверхности и в тонких плёнках магнитных материалов был подтверждён экспериментально в монослоях марганца [65] и в двойном атомном слое железа, эпитаксиально выращенном на вольфрамовой подложке с кристаллографической ориентацией (110) [66]. С помощью сканирующей тунNELьной микроскопии спин-поляризованных электронов авторы [65] наблюдали магнитную модуляцию с периодом около 0,5 нм. Использование зондов с различной ориентацией магнитного момента позволило установить, что данная структура в магнитном монослое соответствует спиновой циклоиде [65], а в двойном слое железа — доменным границам неелевского типа с определённой хиральностью [66].

7. Флексомагнитоэлектрический эффект как причина несобственной поляризации в мультиферроиках

Как показано в разделе 2, флексомагнитоэлектрическое взаимодействие (1) при нарушении в веществе пространственной инверсии приводит к образованию модулированных спиновых структур, но возможен и обратный эффект: пространственная модуляция спина может

приводить к исчезновению центра симметрии из числа элементов симметрии кристалла и появлению электрической поляризации.

Именно такой механизм, как полагают, обусловливает возникновение электрической поляризации в ортотромбических мanganитах $RMnO_3$ ($R = Tb$ [29, 33], Dy [9, 32], Gd [30]), в ванадатах $Ni_3V_2O_8$ [67], в гексаферритах $Ba_2Mg_2Fe_{12}O_{22}$ [31] и объясняет наблюдаемые в этих веществах магнитоэлектрические эффекты: управление электрической поляризацией с помощью магнитного поля [29, 30] и обратный эффект трансформации пространственно модулированных структур под действием электрического поля [32, 33].

Действительно, как следует из рис. 1, изменение электрической поляризации на противоположное должно приводить к изменению относительного расположения оси вращения и направления модуляции, т.е. к изменению хиральности спирали, что и было продемонстрировано в работах [32, 33].

В случае сегнетоэлектриков, таких как $BiFeO_3$ и $BaMnF_4$, в которых электрическая поляризация уже присутствует в материалах, пространственная модуляция спина порождает дополнительную поляризацию, обнаружить которую становится возможным только при особых условиях — при фазовых переходах между состоянием с пространственно модулированными спиновыми структурами и однородным антиферромагнитным состоянием, т.е. при выполнении условия (5).

Флексоэлектрическая поляризация, проявляющаяся при таких фазовых переходах, может быть найдена из вклада в термодинамический потенциал:

$$\Delta P = -\frac{\partial F_{\text{flexo}}}{\partial E} = \gamma \kappa \frac{d\theta}{dx}, \quad (7)$$

где κ — электрическая восприимчивость материала, $P = \kappa E$, E — электрическое поле. При усреднении по периоду циклоиды получаем

$$\langle \Delta P \rangle = \frac{1}{\lambda} \int_0^{2\pi} \Delta P(x) \frac{dx}{d\theta} d\theta = \frac{2\pi}{\lambda} \gamma \kappa, \quad (8)$$

где λ — период циклоиды.

На рисунке 4 показаны магнитоэлектрические аномалии, проявляющиеся в виде скачков электрической поляризации в некотором критическом поле, которые

могут быть объяснены такими фазовыми переходами между однородной и несоразмерной фазами.

На рисунке 4а показана магнитоэлектрическая зависимость для феррита висмута. Скачок поляризации наблюдается в критическом поле ~ 200 кЭ при подавлении пространственно модулированной структуры. Рисунок 4б иллюстрирует различный ход магнитоэлектрической кривой для $BaMnF_4$ в зависимости от угла наклона к оси b кристалла вектора магнитного поля, приложенного в плоскости bc , наблюдавшийся в экспериментах [68], но до сих пор не объяснённый теоретически. Как мы предполагаем, эта аномалия отражает фазовый переход из однородного антиферромагнитного состояния в несоразмерную фазу при ориентации поля под углом 45° к оси b кристалла.

Действительно, симметрия $BaMnF_4$ (класс 2, пространственная группа $A2_1am$) допускает неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие вида

$$F_{\text{flexo}} = (\gamma_{01} + \gamma_{11} H_y H_z) P_x \frac{\partial \theta}{\partial x} = \\ = \left(\gamma_{01} + \frac{\gamma_{11} H^2}{2} \cos 2\psi \right) P_x \frac{\partial \theta}{\partial x}, \quad (9)$$

где ψ — угол, образуемый вектором магнитного поля с осью b кристалла. Это взаимодействие отличается от знакомого нам флексомагнитоэлектрического взаимодействия (1) тем, что коэффициент γ в данном случае может зависеть от величины и ориентации внешнего магнитного поля. Как нетрудно видеть из (9), магнитоэлектрический коэффициент достигает максимального значения при $\psi = 45^\circ$, и действительно критическое магнитное поле в этой области является минимальным, составляя около 4,5 кЭ (рис. 4б).

Остается сожалеть, что описанные выше красивые эффекты наблюдаются либо при низких температурах, как в $RMnO_3$ и $BaMnF_4$, либо при высоких полях, как в $BiFeO_3$, что затрудняет их практическое использование.

8. Плёнки ферритов-гранатов и флексомагнитоэлектрический эффект при комнатных температурах

На фоне всплеска энтузиазма, вызванного созданием новых материалов на основе феррита висмута, несколько недооценёнными оказались перспективы ис-

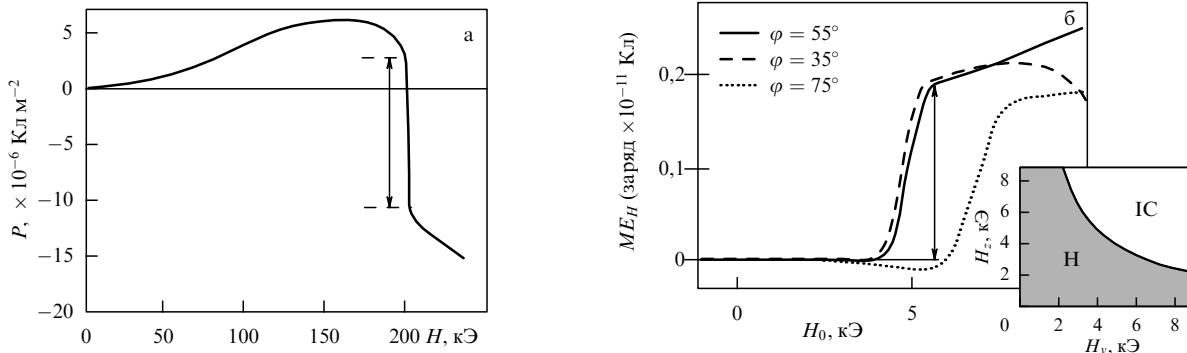


Рис. 4. Магнитоэлектрические аномалии при фазовых переходах: (а) несоразмерная фаза — однородное состояние в феррите висмута [36], (б) однородное состояние — несоразмерная фаза в $BaMnF_4$ [68] (на вставке — фазовая диаграмма в координатах $H_y - H_z$, H — однородное антиферромагнитное состояние, IC — несоразмерная фаза).

пользования других материалов, проявляющих магнитоэлектрические свойства при комнатных температурах, прежде всего плёнок ферритов-гранатов. Линейный магнитоэлектрический эффект в этих материалах по оценкам, сделанным на основе данных измерения электриоиндцированного эффекта Фарадея, оказался на порядок больше, чем в классическом магнитоэлектрике Cr_2O_3 [69].

Кроме того, плёнки ферритов-гранатов являются, пожалуй, наиболее удобным объектом для исследования микромагнитных структур методами магнитооптики, что приобретает особую важность при изучении проявлений флексомагнитоэлектрического взаимодействия в микромагнетизме. Действительно, пространственная модуляция намагниченности может быть обусловлена не только конкуренцией обменных взаимодействий (как в мanganитах) или неоднородным магнитоэлектрическим эффектом (как в феррите висмута), но и микромагнитными причинами — минимизацией энергии, связанной с полями размагничивания. Поскольку с такой модуляцией может быть также ассоциирована некоторая электрическая поляризация, то появляется возможность управлять микромагнитной структурой с помощью электрического поля.

Влияние электрического поля на микромагнитные структуры предсказывалось в серии работ [23, 39, 40, 70–72]. В этом аспекте рассматривались такие пространственно модулированные структуры, как доменные границы [39, 70, 72], спиновые циклоиды [40], магнитные вихри [23] и вертикальные линии Блоха [71], и было показано, что с ними связаны определённые распределения электрической поляризации. В недавней статье И.Е. Дзялошинского [72] предсказывается, что электрическое поле, превышающее некоторое критическое значение, может зародить в однородно намагниченной среде магнитную неоднородность в виде доменной границы. Такое явление, несомненно, может представлять интерес как прообраз памяти с электрической записью и магнитным считыванием. К сожалению, оценки порогового поля, при котором происходит зарождение такой неоднородности, не приводятся, но можно ожидать, что оно должно быть значительным.

Если не зарождение, то, по крайней мере, смещение уже существующих магнитных доменных границ под действием электрического поля было обнаружено в эпитаксиальных плёнках ферритов-гранатов (толщиной около 10 мкм), выращенных на подложке из гадолиний-галлиевого граната [34, 35]. На рисунке 5 показано

действие на магнитную структуру электрического поля, созданного электродом (заострённой медной проволокой), касающимся диэлектрической поверхности плёнки [34]. Положительный относительно подложки плёнки потенциал на игле электрода вызывает притяжение доменной стенки к электроду (рис. 5а), отрицательный — отталкивание. При снятии напряжения доменная граница, подобно оттянутой струне, возвращается в исходное положение равновесия. Впрочем, не всегда изменения, вызванные электрическим полем, носили обратимый характер: если из неустойчивой конфигурации система переходила в более устойчивую, то доменные границы застывали в новых положениях.

Основные особенности эффекта:

- 1) изменение знака эффекта при смене электрической полярности;
- 2) независимость эффекта от полярности магнитного домена, над которым находится игла (Т-чётность);
- 3) определяющая роль кристаллографической ориентации подложки (эффект наблюдался в плёнках с ориентацией подложки (210) и (110) и не наблюдался в плёнках (111))

— свидетельствуют в пользу флексомагнитоэлектрического происхождения эффекта.

Действительно, и зависимость от электрической полярности, и Т-чётность непосредственно следуют из формулы (1), а зависимость от ориентации подложки связана с отличием микромагнитных конфигураций в высокосимметричных плёнках (111) от конфигураций в низкосимметричных плёнках (110) и (210). В плёнках (111) направление оси анизотропии совпадает с нормалью к плёнке, границы между доменами являются доменными стенками типа Блоха ($\text{div} \mathbf{M} = 0$, $\mathbf{M} \times \text{rot} \mathbf{M} = 0$, в естественном для микромагнетизма предположении $|\mathbf{M}| = \text{const}$) и эффект в них не наблюдается, в то время как в плёнках (210) и (110) вследствие наклона оси анизотропии по отношению к нормали доменные границы имеют неелевскую компоненту и эффект становится отличным от нуля.

На возможность движения доменных границ в неоднородном электрическом поле указывается в статье [72], причём скорость доменной границы должна быть пропорциональна градиенту поля. Как показывают экспериментальные исследования динамики доменных границ в импульсных электрических полях (рис. 5б, в), скорость действительно возрастает с увеличением потенциала остряя. Возрастает также и результирующее отклонение доменной границы от положения равновесия.

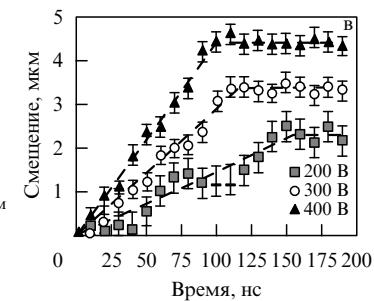
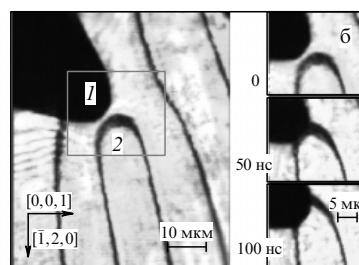
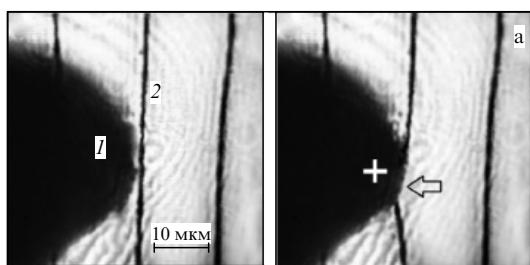


Рис. 5. Электрическое управление положением доменной границы в эпитаксиальных плёнках ферритов-гранатов: (а) магнитооптическое изображение плёнки феррита-граната в проходящем свете: тёмные линии — границы между доменами, 1 — электрод, 2 — доменная граница [34]. (б) Движение головки магнитного домена, вызванное электростатическим воздействием [35]. (в) Зависимость смещения доменной границы от времени при различных потенциалах на электроде [35].

Сопоставив результаты измерений в электрическом поле с измерениями в магнитном поле, удалось определить величины, характеризующие эффект: напряжение 500 В (что соответствует напряжённости на острие 1 МВ см⁻¹) производит такой же эффект, как и магнитное поле 50 Э [35]. Отсюда можно также определить константу эффекта, а по ней оценить пороговое поле, которое согласно [72] может зародить магнитную неоднородность $E_t = 4\sqrt{KA}/\pi \gamma \sim 200$ МВ см⁻¹. Данная величина порогового поля далека от той, которой можно достичь при нормальных условиях.

Впрочем, проблематичность зарождения магнитных структур электрическим полем ещё не закрывает перспективы создания устройств магнитной записи на основе флексомагнитоэлектрического эффекта, поскольку в новой концепции магнитной памяти, предложенной в [73], запись информации осуществляется не перемагничиванием элемента памяти, а сдвигом границы между доменами. При характерных размерах узла памяти 100 нм и скорости доменной границы 100 м с⁻¹ (порядок величины скорости в [35]) время переключения элемента составит 1 нс.

Авторы выражают благодарность А.М. Кадомцевой, Ю.Ф. Попову, Г.П. Воробьёву, А.А. Мухину, З.В. Гареевой, А.С. Логгинову, А.В. Николаеву, Гансу Шмиду (Hans Schmid), Д.И. Хомскому и Мануэлю Бибесу (Manuel Bibes) за сотрудничество и дискуссии. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 08-02-01068-а) и Progetto Lagrange-Fondazione CRT.

Приложение.

Индукцированный магнитным полем фазовый переход

Зависимость критического поля от его ориентации по отношению к плоскости циклоиды найдём в гармоническом приближении. При этом предполагается, что анизотропия не влияет на форму циклоиды и зависимость полярного угла описывается линейным законом

$$\theta = qx. \quad (\text{П.1})$$

Волновой вектор модулированной структуры q_0 , соответствующий минимуму энергии циклоиды, находят минимизацией зависящих от пространственных производных вкладов в свободную энергию по волновому числу q [42]. Воспользовавшись (1) и (2), получим

$$\frac{\partial(F_{\text{exch}} + F_L)}{\partial q} = \frac{\partial(Aq^2 - \gamma P_z q)}{\partial q} = 0. \quad (\text{П.2})$$

Для q , соответствующих минимуму энергии, имеем

$$q_0 = \frac{\gamma P_z}{2A}. \quad (\text{П.3})$$

Во внешнем поле $H = (0, H_y, H_z)$ вклады в свободную энергию, соответствующие магнитному упорядочению в пространственно модулированном состоянии, выражаются в виде

$$F_{\text{cycloid}} = Aq_0^2 - \gamma P_z q_0 - K_u \cos^2 \theta - \frac{\chi_{\perp} H_z^2}{2} \sin^2 \theta - \frac{\chi_{\perp} H_y^2}{2}, \quad (\text{П.4})$$

где χ_{\perp} — магнитная восприимчивость в направлении, перпендикулярном вектору антиферромагнетизма.

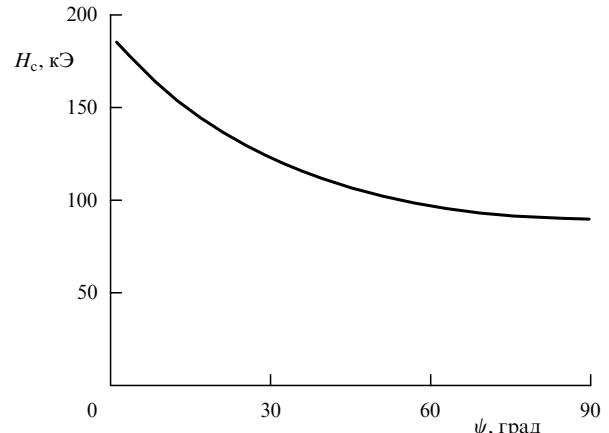


Рис. 6. Зависимость критического поля фазового перехода из пространственно модулированного состояния в однородное антиферромагнитное состояние в феррите висмута от угла ориентации вектора поля по отношению к оси c .

Используя (П.3) и проводя усреднение энергии по периоду λ , получаем

$$\langle F_{\text{cycloid}} \rangle_{\lambda} = -Aq_0^2 - \frac{K_u}{2} - \frac{\chi_{\perp} H_z^2}{4} - \frac{\chi_{\perp} H_y^2}{2}. \quad (\text{П.5})$$

Для однородного состояния, при котором вектор антиферромагнетизма перпендикулярен магнитному полю и оси c ($\theta = 90^\circ, \varphi = 0$), свободная энергия приобретает вид

$$F_{\text{hom}} = -m_s H_x - \frac{\chi_{\perp} H_z^2}{2} - \frac{\chi_{\perp} H_y^2}{2}, \quad (\text{П.6})$$

где m_s — намагниченность, обусловленная слабым ферромагнетизмом.

Критическое поле фазового перехода H_c находим из условия равенства (П.5) и (П.6):

$$H_c = \frac{-2m_s \sin \psi + 2\sqrt{m_s^2 \sin^2 \psi + \chi_{\perp} \cos^2 \psi (Aq_0^2 + K_u/2)}}{\chi_{\perp} \cos^2 \psi}, \quad (\text{П.7})$$

где ψ задаёт угол ориентации поля относительно кристаллографических осей: $H_c = (0, H_c \sin \psi, H_c \cos \psi)$.

Зависимость критического поля от угла для параметров материала $A = 3 \times 10^{-7}$ эрг см⁻¹, $q_0 = 10^6$ см⁻¹ (соответствует периоду циклоиды 62 нм), $\chi_{\perp} = 4,7 \times 10^{-5}$, $m_s \sim 5$ Гс [45] и $K_u = 3 \times 10^5$ эрг см⁻³ (включает в себя магнитную анизотропию $K_u^0 = 6 \times 10^5$ эрг см⁻³, а также вклад, обусловленный слабым ферромагнетизмом, $K_{\text{DM}} = -m_s^2/(2\chi_{\perp}) \approx -3 \times 10^5$ эрг см⁻³ [74]) приведена на рис. 6. Ещё раз подчеркнём, что данные результаты получены в пренебрежении деформацией формы циклоиды во внешнем магнитном поле, т.е. в предположении, что циклоида остаётся гармонической и описывается зависимостью (П.1) и волновым вектором q_0 (П.3).

Список литературы

1. Зvezdin A K, Пятаков А П УФН **174** 465 (2004) [Zvezdin A K, Pyatakov A P *Phys. Usp.* **47** 416 (2004)]
2. Spaldin N A, Fiebig M *Science* **309** 391 (2005)
3. Fiebig M *J. Phys. D* **38** R123 (2005)

4. Туров Е А, Николаев В В УФН **175** 457 (2005) [Turov E A, Nikolaev V V *Phys. Usp.* **48** 431 (2005)]
5. Prellier W, Singh M P, Murugavel P *J. Phys. Condens. Matter* **17** R803 (2005)
6. Eerenstein W, Mathur N D, Scott J F *Nature* **442** 759 (2006)
7. Tokura Y *Science* **312** 1481 (2006)
8. Ramesh R, Spaldin N A *Nature Mater.* **6** 21 (2007)
9. Cheong S-W, Mostovoy M *Nature Mater.* **6** 13 (2007)
10. van den Brink J, Khomskii D I *J. Phys. Condens. Matter* **20** 434217 (2008)
11. Kleemann W, Kreisel J (Guest Eds) "Special issue: Current progress in multiferroics and magnetoelectrics" *Phase Transit.* **79** (12) (2006); "Special sections containing papers on multiferroics and magnetics" *J. Phys. Condens. Matter* **20** (43) (2008)
12. Gajek M et al. *Nature Mater.* **6** 296 (2007)
13. Béa H et al. *J. Phys. Condens. Matter* **20** 434221 (2008)
14. Scott J F *Nature Mater.* **6** 256 (2007)
15. Binek Ch, Doudin B J *J. Phys. Condens. Matter* **17** L39 (2005)
16. Logginov A S, Pyatakov A P, Zvezdin A K *Proc. SPIE* **5955** 56 (2005)
17. Звездин А К, Логгинов А С, Мешков Г А, Пятаков А П *Изв. РАН. Сер. физ.* **71** 1604 (2007) [Zvezdin A K, Logginov A S, Meshkov G A, Pyatakov A P *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **71** 1561 (2007)]
18. Bibes M, Barthélémy A *Nature Mater.* **7** 425 (2008)
19. Chappert C, Fert A, van Dau F N *Nature Mater.* **6** 813 (2007)
20. Spaldin N A, in *Magnetoelectric Interaction Phenomena in Crystals* (NATO Sci. Ser., Ser. II, Mathematics, Physics and Chemistry, Vol. 164, Eds M Fiebig, V V Eremenko, I E Chupis) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2004) p. 87
21. Katsura H, Nagaosa N, Balatsky A V *Phys. Rev. Lett.* **95** 057205 (2005)
22. Sergienko I A, Dagotto E *Phys. Rev. B* **73** 094434 (2006)
23. Mostovoy M *Phys. Rev. Lett.* **96** 067601 (2006)
24. Kimura T, JPSJ Online — News and Comments [November 10, 2006]; http://jpsj.jpap.jp/news/jpsj-nc_20.html
25. Moskvin A S, Drechsler S-L *Phys. Rev. B* **78** 024102 (2008)
26. Nagaosa N *J. Phys. Condens. Matter* **20** 434207 (2008)
27. Lee S et al. *Nature* **451** 805 (2008)
28. Смоленский Г А, Чупис И Е УФН **137** 415 (1982) [Smolen'skii G A, Chupis I E Sov. Phys. Usp. **25** 475 (1982)]
29. Kimura T et al. *Nature* **426** 55 (2003)
30. Кадомцева А М и др. *Письма в ЖЭТФ* **81** 22 (2005) [Kadomtseva A M et al. *JETP Lett.* **81** 19 (2005)]
31. Ishiwata Sh et al. *Science* **319** 1643 (2008)
32. Милов Е В и др. *Письма в ЖЭТФ* **85** 610 (2007) [Milov E V et al. *JETP Lett.* **85** 503 (2007)]
33. Yamasaki Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 147204 (2007)
34. Логгинов А С, Мешков Г А, Николаев А В, Пятаков А П *Письма в ЖЭТФ* **86** 124 (2007) [Logginov A S, Meshkov G A, Nikolaev A V, Pyatakov A P *JETP Lett.* **86** 115 (2007)]
35. Logginov A S et al. *Appl. Phys. Lett.* **93** 182510 (2008)
36. Попов Ю Ф и др. *Письма в ЖЭТФ* **57** 65 (1993) [Popov Yu F et al. *JETP Lett.* **57** 69 (1993)]
37. Витебский И М *ЖЭТФ* **82** 357 (1982) [Vitebskii I M Sov. Phys. *JETP* **55** 390 (1982)]
38. Барьяхтар В Г, Яблонский Д А *ФТТ* **24** 2522 (1982) [Bar'yakhatar V G, Yablonskii D A Sov. Phys. *Solid State* **24** 1435 (1982)]
39. Барьяхтар В Г, Львов В А, Яблонский Д А *Письма в ЖЭТФ* **37** 565 (1983) [Bar'yakhatar V G, Lvov V A, Yablonskii D A *JETP Lett.* **37** 673 (1983)]
40. Sparavigna A, Strigazzi A, Zvezdin A *Phys. Rev. B* **50** 2953 (1994)
41. Sosnowska I, Neumaier T P, Steichele E *J. Phys. C* **15** 4835 (1982)
42. Sosnowska I, Zvezdin A K *J. Magn. Magn. Mater.* **140–144** 167 (1995)
43. Залесский А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **71** 682 (2000) [Zaleskii A V et al. *JETP Lett.* **71** 465 (2000)]
44. Кадомцева А М и др. *Письма в ЖЭТФ* **79** 705 (2004) [Kadomtseva A M et al. *JETP Lett.* **79** 571 (2004)]
45. Жданов А Г и др. *ФТТ* **48** 83 (2006) [Zhdanov A G et al. *Phys. Solid State* **48** 88 (2006)]
46. Bai F et al. *Appl. Phys. Lett.* **86** 032511 (2005)
47. Zavaliche F et al. *Phase Transit.* **79** 991 (2006)
48. Haumont R, Kreisel J, Bouvier P *Phase Transit.* **79** 1043 (2006)
49. Chu Y-H et al. *Adv. Mater.* **18** 2307 (2006)
50. Chu Y H et al. *Appl. Phys. Lett.* **90** 252906 (2007)
51. Catalan G et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 027602 (2008)
52. Gareeva Z V, Zvezdin A K *Phys. Status Solidi RRL* **3** 79 (2009)
53. Fiebig M et al. *Nature* **419** 818 (2002)
54. Pimenov A et al. *Nature Phys.* **2** 97 (2006)
55. Попов А И, Есина Г А, Звездин А К *ФТТ* **38** 3091 (1996) [Popov A I, Esina G A, Zvezdin A K *Phys. Solid State* **38** 1691 (1996)]
56. Katsura H, Balatsky A V, Nagaosa N *Phys. Rev. Lett.* **98** 027203 (2007)
57. Cano A, Kats E I *Phys. Rev.* **78** 012104 (2008)
58. de Sousa R, Moore J E *Phys. Rev. B* **77** 012406 (2008)
59. de Sousa R, Moore J E *Appl. Phys. Lett.* **92** 022514 (2008)
60. Mills D L, Dzyaloshinskii I E *Phys. Rev. B* **78** 184422 (2008)
61. Звездин А К, Мухин А А *Письма в ЖЭТФ* **89** 385 (2009) [Zvezdin A K, Mukhin A A *JETP Lett.* **89** 328 (2009)]
62. Kostylev M P et al. *Appl. Phys. Lett.* **87** 153501 (2005)
63. Khitun A, Bao M, Wang K L *IEEE Trans. Magn.* **44** 2141 (2008)
64. Звездин А К *Кратк. сообщ. по физике ФИАН* (4) 7 (2002)
65. Bode M et al. *Nature* **447** 190 (2007)
66. Heide M, Bihlmayer G, Blügel S *Phys. Rev. B* **78** 140403(R) (2008)
67. Lawes G et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 247201 (2004)
68. Sciau Ph et al. *Ferroelectrics* **105** 201 (1990)
69. Кричевцов Б, Павлов В В, Писарев Р В *Письма в ЖЭТФ* **49** 466 (1989) [Krichevtsov B, Pavlov V V, Pisarev R V *JETP Lett.* **49** 535 (1989)]
70. Khalfina A A, Shamsutdinov M A *Ferroelectrics* **279** 19 (2002)
71. Logginov A S et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **310** 2569 (2007)
72. Dzyaloshinskii I *Europhys. Lett.* **83** 67001 (2008)
73. Parkin S S P, US Patent 7,031,178 (2006)
74. Ruette B et al. *Phys. Rev. B* **69** 064114 (2004)

PACS numbers: **75.80. + q, 77.80. – e**
DOI: 10.3367/UFNr.0179.200908j.0904

Терагерцевая спектроскопия и магнитоэлектрические свойства мультиферроиков на основе мanganитов

А.А. Мухин, В.Ю. Иванов, В.Д. Травкин,
А.С. Прохоров, А.А. Волков, А.В. Пименов,
А.М. Шуваев, А. Лойдл

Представлены результаты магнитных, магнитоэлектрических и терагерцевых ($3-40 \text{ cm}^{-1}$) спектроскопических исследований некоторых марганцевых мультиферроиков (TbMnO_3 , $\text{Eu}_{1-x}\text{Y}_x\text{MnO}_3$, $0 < x \leq 0.5$), обладающих пространственно модулированной спиновой структурой (синусоидальная, циклоидальная), в которых наряду с обычными магнитоактивными спиновыми возбуждениями обнаружены новые моды — электромагноны, возбуждаемые электрическим полем. Изучено поведение этих возбуждений при разнообразных спонтанных и индуцированных магнитным полем фазовых переходах и их связь с магнитной структурой. Установлено, что при подавлении модулированной структуры магнитным полем электромагноны исчезают и это сопровождается значительными изменениями диэлектрической проницаемости.

В последнее время наблюдается всё возрастающий интерес к веществам, в которых сосуществуют магнитное и сегнетоэлектрическое упорядочения (мультиферроики) и в которых соответствующие магнитные и электрические степени свободы связаны между собой [1–5]. Это обусловливает не только новые физические свойства таких веществ, но и даёт возможность упра-