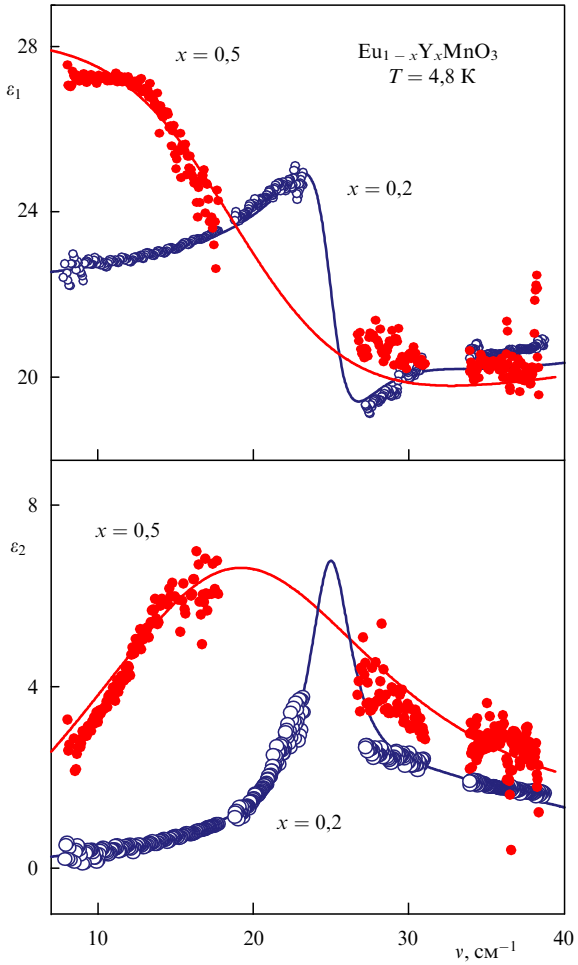

Рис. 6. Электромагнонная мода в спектрах действительной (ε_1) и мнимой (ε_2) частей диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\nu) = \varepsilon_1(\nu) + i\varepsilon_2(\nu)$ вдоль a-оси мультиферроиков $Eu_{1-x}Y_xMnO_3$ при $x = 0{,}2$ и 0,5 в циклоидальной сегнетоэлектрической фазе. Точки — экспериментальные данные, кривые — результаты расчёта.

лифшицевского типа

$$\Phi_{\text{me}} = -a_x P_x \left(A_x \frac{\partial A_y}{\partial y} - A_y \frac{\partial A_x}{\partial y} \right) - a_z P_z \left(A_z \frac{\partial A_y}{\partial y} - A_y \frac{\partial A_z}{\partial y} \right),$$

где **A** — вектор антиферромагнетизма [12, 20], которое приводит как к спонтанной поляризации, так и определяет вклад в диэлектрическую проницаемость и связь однородного электрического поля со спиновыми возбуждениями. При таком магнитоэлектрическом взаимодействии смена плоскости вращения спинов Mn^{3+} в циклоиде $bc \to ab$ должна приводить к изменению условия возбуждения электромагнонов ($\mathbf{e} \| a \to \mathbf{e} \| c$), однако, как показывают наши и другие исследования, этого не происходит и электромагноны наблюдаются только при поляризации $\mathbf{e} \| a$. Это означает, что возможен и другой тип магнитоэлектрической связи, который недавно был предложен в работе [22]. Этот тип магнитоэлектрической связи, имеющий обменное происхождение, связан с особенностями кристаллической структуры и определяет вклад в диэлектрическую проницаемость вдоль оси a, независимо от ориентации циклоиды. Однако, как выяснилось, этот вклад дают только высоколежащие спиновые возбуждения, соответствующие границе зоны Бриллюэна. Поэтому полной ясности в том, какую роль играют магнитоэлектрические взаимодействия такого типа в формировании отклика электромагнонов, пока нет, и требуются дополнительные исследования.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проекты 09-02-01355, Бел_а-08-02-90060) и Программы РАН "Квантовая макрофизика".

Список литературы

1. Fiebig M *J. Phys D* **38** R123 (2005)
2. Tokura Y *Science* **312** 1481 (2006)
3. Cheong S-W, Mostovoy M *Nature Mater.* **6** 13 (2007)
4. Khomskii D I *J. Magn. Magn. Mater.* **306** 1 (2006)
5. Ramesh R, Spaldin N A *Nature Mater.* **6** 21 (2007)
6. Смоленский Г А, Чупис И Е *УФН* **137** 415 (1982) [Smolenskii G A, Chupis I E *Sov. Phys. Usp.* **25** 475 (1982)]
7. Kimura T et al. *Nature* **426** 55 (2003)
8. Goto T et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 257201 (2004)
9. Kimura T, Lashley J C, Ramirez A P *Phys. Rev. B* **73** 220401(R) (2006)
10. Кадомцева А М и др. *Письма в ЖЭТФ* **81** 22 (2005) [Kadomtseva A M et al. *JETP Lett.* **81** 19 (2005)]
11. Kenzelmann M et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 087206 (2005)
12. Pimenov A et al. *Nature Phys.* **2** 97 (2006)
13. Sushkov A B et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 027202 (2007)
14. Aguilar R V et al. *Phys. Rev. B* **76** 060404(R) (2007)
15. Pimenov A et al. *Phys. Rev. B* **77** 014438 (2008)
16. Мухин А А и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **71** 1658 (2007) [Mukhin A A et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **71** 1617 (2007)]
17. Kida N et al. *Phys. Rev. B* **78** 104414 (2008)
18. Senff D et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 137206 (2007)
19. Senff D et al. *J. Phys. Condens. Matter* **20** 434212 (2008)
20. Pimenov A et al. *J. Phys. Condens. Matter* **20** 434209 (2008)
21. Takahashi Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 187201 (2008)
22. Aguilar R V et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 047203 (2009)
23. Mostovoy M *Phys. Rev. Lett.* **96** 067601 (2006)
24. Harris A B *Phys. Rev. B* **76** 054447 (2007)
25. Katsura H, Nagaosa N, Balatsky A V *Phys. Rev. Lett.* **95** 057205 (2005)
26. Sergienko I A, Dagotto E *Phys. Rev. B* **73** 094434 (2006)
27. Katsura H, Balatsky A V, Nagaosa N *Phys. Rev. Lett.* **98** 027203 (2007)
28. Chenglong Jia et al. *Phys. Rev. B* **76** 144424 (2007)
29. Ivanov V Yu et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **300** e130 (2006)
30. Hemberger J et al. *Phys. Rev. B* **75** 035118 (2007)
31. Pimenov A et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 107203 (2009)
32. Volkov A A et al. *Infrared Phys.* **25** 369 (1985)
33. Kozlov G V, Volkov A A "Coherent source submillimeter wave spectroscopy", in *Millimeter and Submillimeter Wave Spectroscopy of Solids* (Ed. G Grüner) (Berlin: Springer, 1998) p. 51
34. Gorshunov B et al. *Int. J. Infrared Millimeter Waves* **26** 1217 (2005)

PACS numbers: 63.20.2e, 68.35.Rh, **75.80.+q**, 77.55.1f, **77.80.–e**
DOI: 10.3367/UFNr.0179.200908k.0909

Гетероэпитаксиальные плёнки мультиферроика феррита висмута, допированного неодимом

В.М. Мухортов, Ю.И. Головко, Ю.И. Юзюк

Возможность сосуществования спонтанных магнитных моментов и поляризации не противоречит общим критериям возникновения ферромагнетизма и сегнетоэлектри-

© В.М. Мухортов, Ю.И. Головко, Ю.И. Юзюк 2009

чества в отдельности. Магнитное упорядочение определяется обменным взаимодействием электронных спинов, а сегнетоэлектрическое — перераспределением зарядовой плотности в кристаллической решётке. Феррит висмута ($BiFeO_3$) — один из первых сегнетомагнетиков, в котором было обнаружено сегнетоэлектрическое [1, 2] и антиферромагнитное [3, 4] упорядочение с уникально высокими температурами электрического ($T_c = 1083$ К) и магнитного ($T_N = 643$ К) упорядочения, но высокая электропроводность образцов затрудняла их исследование и практическое применение [5].

При комнатной температуре кристаллическая структура монокристалла феррита висмута описывается пространственной группой $R3c$. Ромбоэдрическая элементарная ячейка ($a = 0{,}562$ нм, $\alpha = 59{,}35°$) содержит две формульные единицы. Спонтанная поляризация ориентирована в направлении [111] псевдокубической перовскитной ячейки. Антиферромагнитное упорядочение G-типа возникает так, что магнитные моменты ионов железа, сохраняя локально антипараллельную ориентацию, поворачиваются по спирали, ориентированной вдоль направления $[10\bar{1}]$. Согласно данным по дифракции нейтронов [6] период этой циклоиды 62 нм. Взаимодействие спиновых волн с оптическими фононами в монокристаллах $BiFeO_3$ недавно исследовалось методами рассеяния света [7].

В последнее время интерес к ферриту висмута резко возрос, что связано с обнаружением в плёнках этого соединения гигантского магнитоэлектрического (МЭ) эффекта — возникновения намагниченности под действием электрического поля [8] — и гигантской магнитоёмкости — возникновения электрической поляризации под действием магнитного поля [9]. В обычных условиях эти эффекты не наблюдаются вследствие наличия циклоиды — пространственно модулированной структуры, в которой векторы намагниченности подрешёток периодически меняют направление от точки к точке. Наличие циклоиды приводит к тому, что в среднем по объёму линейный МЭ-эффект и спонтанная намагниченность равны нулю [10]. Наблюдаемый магнитоэлектрический эффект в плёнках $BiFeO_3$ с наноразмерной толщиной указывает на разрушение пространственно модулированной структуры в плёнках, вызванное высокими внутренними деформационными полями из-за несоответствия параметров решётки плёнки и подложки и связанной с этим деформацией элементарной ячейки [11, 12]. Эти напряжения в наноразмерных плёнках вследствие электрострикции приводят к появлению дополнительного вклада в поляризацию. Подобный эффект имеет место в сегнетоэластиках. Поэтому наличие магнитного упорядочения, перераспределение зарядовой плотности и электрострикции приводят к появлению новых свойств гетероструктур на основе сегнетомагнетиков (по современной терминологии — мультиферроиков), важных с точки зрения практического использования.

Таким образом, разработка способов синтеза и кристаллизации гетероструктур мультиферроиков на различных подложках становится актуальной задачей. Для реального применения плёнок мультиферроиков необходимо, чтобы сегнетоэлектрическая поляризация, пьезоэлектрический коэффициент и намагниченность имели достаточно высокие значения, так же как и магнитоэлектрическое взаимодействие.

В последние годы мультиферроидные материалы с высокими значениями физических характеристик были получены легированием традиционного однофазного мультиферроика $BiFeO_3$ различными ионами редкоземельных металлов [12, 13]. Легирование ионами неодима способствует подавлению циклоидальной структуры и может приводить к увеличению остаточной поляризации и намагниченности насыщения [13], а также к уменьшению сегнетоэлектрического коэрцитивного поля и токов утечки [12].

В настоящем докладе представлены результаты по получению и исследованию гетероэпитаксиальных плёнок мультиферроика $BiFeO_3$, легированного неодимом, на монокристаллических подложках MgO.

Для получения плёнок $(Bi_{0,98}Nd_{0,02})FeO_3$ (BNFO) на (001)-срезах монокристаллов MgO нами использовалась методика высокочастотного (ВЧ) распыления стехиометрических керамических мишеней того же состава при повышенных давлениях кислорода, которая ранее была успешно применена для получения эпитаксиальных плёнок титаната бария-стронция (BST) [14]. Основное отличие используемой методики осаждения от известных состояло в том, что для обеспечения роста плёнок использовался сильноточный ВЧ-разряд. Подводимая ВЧ-мощность (73 Вт см$^{-2}$), специальная геометрия электродов, высокое давление кислорода (0,6 торр) позволяли распылять оксид на кластерном уровне и создавать в плазме дисперсную фазу исходного оксида, которая служит паровой фазой для растущей плёнки. Основное отличие получения гетероструктур титаната бария-стронция от получения BNFO — это влияние температуры подложки на синтез и кристаллизацию плёнки. В структурах титаната бария-стронция повышение температуры от 300 °C до 700 °C приводило к последовательному увеличению степени структурного совершенства плёнок: рентгеноаморфная — поликристаллическая — текстурированная — монокристаллическая. Тогда как в структурах на основе BNFO при повышении температуры подложки от 340 °C до 550 °C наблюдалась обратная последовательность: монокристаллические плёнки, текстурированные плёнки, поликристаллические плёнки и плёнки, состоящие из смеси оксидов.

Измерение состава мишени и плёнок проводилось с помощью анализатора "Comebax-micro". В качестве эталона использовался монокристалл $BiFeO_3$. Концентрация неодима в плёнках совпадала с концентрацией в мишени с точностью до 1 %.

Структурное совершенство плёнок, параметры элементарной ячейки в направлениях нормали к плоскости подложки и в плоскости подложки, а также ориентационные соотношения между плёнкой и подложкой при комнатной температуре устанавливались рентгенографированием на дифрактометре ДРОН-7 ($\Theta-2\Theta$-метод, съёмка симметричных и асимметричных брэгговских отражений, K_α-излучение Cu). Осаждение плёнок BNFO на MgO (100) показало, что пороговая температура подложки в процессе напыления для монокристаллического роста плёнки составляет 350 °C, что ниже температур как сегнетоэлектрического, так и антиферромагнитного фазовых переходов. Повышение температуры до значений более чем 500 °C приводит к конденсации плёнки в виде смеси простых оксидов.

Рентгено-дифракционный спектр ($\Theta-2\Theta$-сканирование) монокристаллической плёнки BNFO толщиной

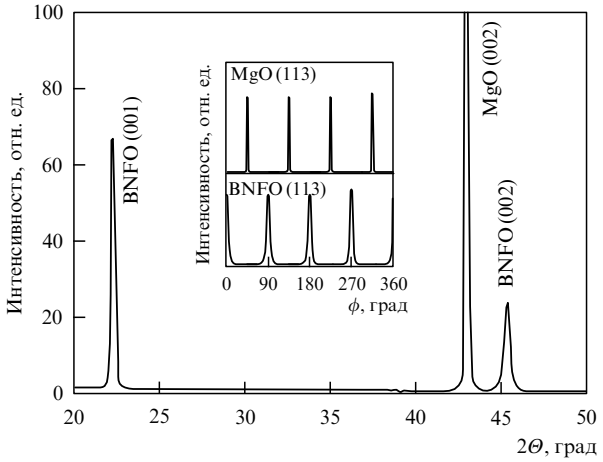

Рис. 1. Типичный рентгено-дифракционный спектр ($\Theta-2\Theta$-сканирование) монокристаллической плёнки BNFO на MgO (001). На вставке приведены рентгенограммы при φ-сканировании отражений BNFO (113) и MgO (113).

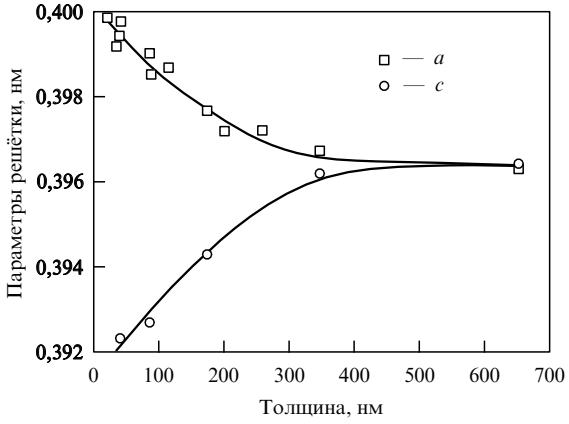

Рис. 2. Зависимость параметров решётки по нормали к поверхности плёнки и в плоскости плёнки от толщины плёнки.

35 нм на подложке MgO (100) в интервале углов от 20° до 50° приведён рис. 1. На рентгенограмме присутствуют только отражения (001) и (002) перовскитной фазы BNFO и отражение (002) от подложки, что свидетельствует о том, что ось [001] плёнки параллельна оси [001] подложки MgO. Вертикальное разориентирование плёнки относительно нормали к подложке, определённое по ширинам кривых качания, составляет $\sim 1°$.

Для доказательства факта гетероэпитаксиального роста, определения азимутального разориентирования плёнки и ориентационных соотношений между плёнкой и подложкой использовался метод φ-сканирования псевдокубических отражений (113) плёнки и отражений (113) подложки. Соответствующие рентгенограммы отражений (113) от плёнки и подложки представлены на вставке рис. 1. В плёнке присутствует только одна азимутальная ориентация плёнки относительно подложки: ось [001] плёнки параллельна оси [001] подложки MgO, а оси [100] и [010] плёнки ориентированы вдоль направлений $[1\bar{1}0]$ и [110] подложки соответственно. Поэтому на рентгенограмме (см. вставку на рис. 1) присутствует четыре отражения при повороте образца в своей плоскости на угол 360°, но отражения от плёнки и подложки смещены на угол 45° относительно друг друга.

Для более точного определения параметра элементарной ячейки плёнки c в направлении нормали к плёнке рентгено-дифракционным методом использовались отражения $(00l)$-типа. Для определения параметров ячейки плёнки в плоскости подложки ab использовался асимметричный метод съёмки отражений типа (024). Рентгено-дифракционное исследование при комнатной температуре плёнок BNFO с различной толщиной на подложках MgO (001) выявило наличие особенностей в зависимостях параметров элементарной ячейки плёнки как вдоль нормали к плоскости подложки, так и в плоскости подложки. Параметры элементарной ячейки рассчитаны в тетрагональном приближении. Как показано на рис. 2, в области толщин от 20 нм до 650 нм параметр решётки c плёнок BNFO вдоль нормали к плоскости подложки уменьшается, а параметры в плоскости подложки $a = b$ увеличиваются при возрастании толщины плёнки. В области малых толщин параметр решётки c плёнок больше, чем параметр решётки перовскитной подъячейки ромбоэдрически искажённой фазы объёмного образца (0,3964 нм), а параметр a — меньше, что свидетельствует о присутствии в плёнках сжимающих напряжений в плоскости подложки. Для очень толстых плёнок BNFO на MgO (001) параметры элементарной ячейки релаксируют к параметрам объёмного состояния.

Здесь следует заметить, что на практике подложка MgO (структура типа NaCl, параметр решётки $a = 0{,}4212$ нм) в основном используется для создания растягивающих напряжений в плёнках BST, что многократно подтверждалось различными авторами, в том числе нами. Учитывая близость параметров решёток BST и BNFO, такое поведение параметров элементарной ячейки плёнок BNFO при уменьшении толщины плёнок трудно объяснить в рамках представлений о доминирующем влиянии несоответствия параметров решётки плёнки и подложки.

Следует отметить, что эпитаксиальный рост перовскитов на подложках MgO (001) анализировался теоретически в [15], где было показано, что энергетически более выгодно, с точки зрения минимизации напряжений и существенного уменьшения плотности дислокаций несоответствия в плёнке, такое сопряжение ячейки плёнки и подложки, при котором ячейка плёнки перовскита $PbTiO_3$ развернута на угол 45° относительно MgO в плоскости сопряжения. Однако в плёнках сегнетоэлектрических перовскитов BST на подложках MgO, исследованных нами ранее [14], рост плёнок всегда происходил при параллельном сопряжении осей плёнки и подложки. Эпитаксиальный рост с разворотом кристаллографических осей плёнки относительно подложки MgO является специфической особенностью плёнок BNFO, причины которой ещё предстоит выяснить. В плёнках феррита висмута на других подложках таких эффектов сопряжения не наблюдалось.

Для исследования диэлектрических характеристик плёнок на их поверхность наносились планарные электроды с помощью методов контактной фотолитографии и ионно-лучевого распыления алюминия с подслоем ванадия. Планарные электроды представляли собой встречноштыревую структуру с алюминиевыми электродами толщиной около 0,3 мкм. Встречноштыревой планарный конденсатор состоял из 470 штырей с ди-

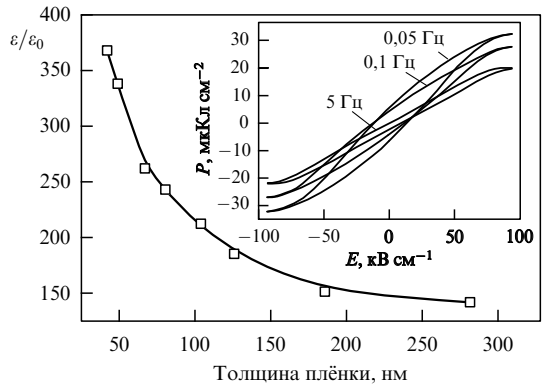

Рис. 3. Влияние толщины плёнки BNFO на её диэлектрическую проницаемость. На вставке показаны петли диэлектрического гистерезиса.

электрическим зазором между ними 0,65 – 0,75 мкм при длине каждого штыря 140 мкм и его ширине 1,55 – 1,75 мкм. Реальные геометрические размеры планарного конденсатора для вычисления диэлектрической проницаемости после литографического процесса определялись на микроскопе "Leitz Latimet". Ёмкость, проводимость и токи утечки планарных конденсаторов измерялись на измерителе параметров полупроводниковых приборов "Keihtley 4200SCS" на частоте 1 МГц с помощью зондовой станции PM-5 MicroTec. Результаты измерений топологии электродов и ёмкости использовались для расчёта диэлектрической проницаемости по формулам, приведённым в работе [16].

Токи утечки по постоянному току во всех исследуемых образцах не превышали 10^{-9} А при внешнем напряжении на планарных электродах 45 В, а тангенс угла диэлектрических потерь на частоте 1 МГц составлял всего 0,08. Зависимость диэлектрической проницаемости от толщины плёнки представлена на рис. 3. На вставке рис. 3 показаны петли диэлектрического гистерезиса (толщина плёнки 70 нм), из которых видно, что на частоте 0,05 Гц остаточная поляризация составляла 7 мкКл см$^{-2}$, а с возрастанием частоты уменьшалась до 2 мкКл см$^{-2}$ при частоте 5 Гц и оставалась неизменной при частотах вплоть до 10^3 Гц. Полученные на наших образцах петли диэлектрического гистерезиса отличаются от представленных в работе [8] для плёнок того же состава, которые даже при высоких частотах остаются "прямоугольными". Формы петли диэлектрического гистерезиса, приведённые в работе [12], занимают промежуточное положение по отношению к рассмотренным выше, однако в последней работе приложенное электрическое поле было на порядок бóльшим. Следует заметить, что формы петель диэлектрического гистерезиса, измеренных в обычной структуре конденсатора (металл – диэлектрик – металл) и при планарной структуре электродов, должны существенно различаться вследствие принципиально различного распределения поля. Исследование процессов переключения поляризации в планарных конденсаторах практически только начинается, несмотря на то, что практическое использование гетероструктр BNFO на диэлектрических подложках возможно только при такой топологии электродов.

Фононные спектры плёнок исследовались методом спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС). Спектры микро-КРС возбуждались поляризованным

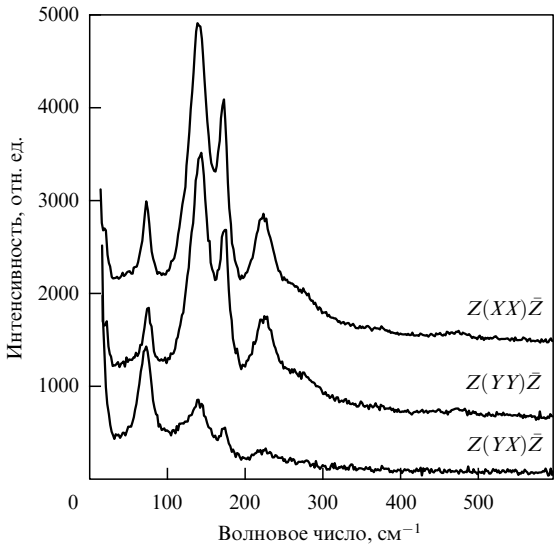

Рис. 4. Поляризованные спектры КРС плёнки BNFO в геометриях нормального обратного рассеяния.

излучением аргонового лазера ($\lambda = 514{,}5$ нм) и регистрировались однопроходным спектрометром "Renishaw", оснащённым фильтром NExT (Near-Excitation Tuneable filter) для анализа низкочастотной области спектров. Возбуждающее излучение фокусировалось на образец с помощью оптического микроскопа "Leica", диаметр сфокусированного пучка на образце составлял 2 мкм. Поляризованные спектры КРС были получены на образцах, точно ориентированных в соответствии с кристаллографическими осями подложки MgO. Использованная далее система координат была выбрана следующим образом: $X \| [100]$, $Y \| [010]$ и $Z \| [001]$.

Спектры КРС плёнки BNFO толщиной 270 нм, полученные в геометрии нормального обратного рассеяния, в которой падающий луч направлен по нормали к поверхности плёнки вдоль оси Z, приведены на рис. 4. Поляризованные спектры этой плёнки содержат все линии, наблюдавшиеся ранее в спектрах монокристалла феррита висмута при комнатной температуре [17]. Элементарная ячейка ромбоэдрического монокристалла феррита висмута содержит две формульные единицы. Предсказанные фактор-групповым анализом оптические моды $4A_1 + 9E$ были идентифицированы в спектрах монокристалла [17]. Допирование неодимом практически не влияет на фононные спектры.

В спектрах плёнки BNFO не наблюдается каких-либо заметных сдвигов частот оптических мод, свидетельствующих о сильных механических напряжениях плёнки. Это, по-видимому, обусловлено описанным выше специфическим сопряжением плёнки с кристаллической решёткой MgO. В спектрах обратного рассеяния от торца плёнки, приведённых на рис. 5, в геометрии рассеяния $Y(XZ)\bar{Y}$ наблюдается линия 74 см$^{-1}$, происходящая от компоненты E(TO) мягкой моды, и три интенсивные линии: 142, 171 и 225 см$^{-1}$, которые происходят от мод A_1-симметрии ромбоэдрической фазы монокристалла $BiFeO_3$ [17]. Спектры КРС двух диагональных ориентаций ($Y(XX)\bar{Y}$ и $Y(ZZ)\bar{Y}$) практически эквивалентны, что также исключает тетрагональную c-доменную структуру плёнки.

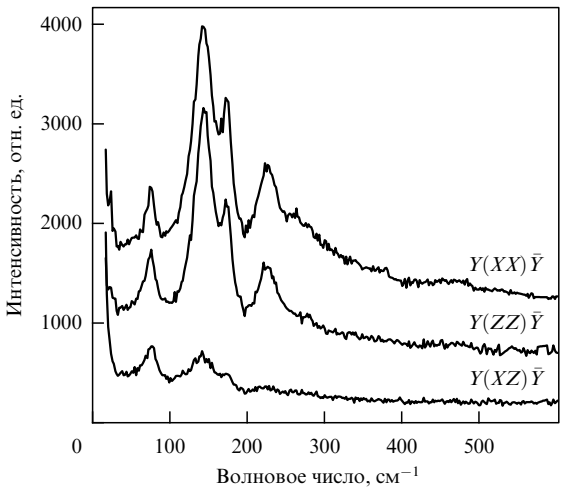

Рис. 5. Поляризованные спектры КРС плёнки BNFO в геометриях обратного рассеяния от торца плёнки.

Важной особенностью спектров плёнки BNFO на MgO является их поляризационная зависимость, не наблюдавшаяся ранее в плёнках чистого или допированного неодимом феррита висмута. Так, в спектрах КРС поликристаллических ромбоэдрических плёнок BNFO на подложках $Pt/TiO_2/SiO_2/Si$ [12] и плёнок чистого $BiFeO_3$ на $LaNiO_3/SrTiO_3$ [18] поляризационной зависимости не наблюдалось вследствие поликристаллического характера плёнок. Спектры тетрагональных *c*-доменных плёнок $BiFeO_3$, выращенных на подложках $SrTiO_3$ (001) [19], были поляризованны в соответствии с правилами отбора для тетрагональной точечной группы $P4mm$. А именно, в геометрии рассеяния $Y(XZ)\bar{Y}$ (система координат совпадает с выбранной нами) наблюдаются моды только E-симметрии. Спектр КРС, соответствующий геометрии $Z(YX)\bar{Z}$, содержит только слабые линии, появляющиеся из диагональных геометрий вследствие поляризационных нарушений, а собственных линий, соответствующих данному типу симметрии, обнаружено не было, что подтверждает тетрагональную симметрию плёнки с направлением поляризации вдоль [001] в плёнке на подложке $SrTiO_3$ (001).

Поляризационные характеристики спектров КРС исключают ромбоэдрическую симметрию плёнки BNFO на MgO. Кроме того, наличие интенсивных линий в геометрии рассеяния $Z(YX)\bar{Z}$ в нашей плёнке BNFO однозначно свидетельствует о том, что плёнка на MgO не является тетрагональной *c*-доменной. Как показано на рис. 4, низкочастотная мода (72 см$^{-1}$) в геометрии $Z(YX)\bar{Z}$ почти вдвое шире по сравнению с низкочастотным пиком в спектре $Z(YY)\bar{Z}$, частота которого составляет 75 см$^{-1}$. Этот факт свидетельствует о расщеплении E(TO)-моды ромбоэдрической фазы феррита висмута на две компоненты, проявляющиеся в различных геометриях рассеяния, что возможно только в результате понижения симметрии плёнки BNFO до орторомбической или моноклинной. Спектры в геометриях $Z(YY)\bar{Z}$ и $Z(XX)\bar{Z}$ практически эквивалентны, а разворот образца вокруг оси Z на угол 45° не влияет на поляризационные характеристики спектров, что, по-видимому, обусловлено сложной 90°-ной доменной структурой. Наличие в спектре $Z(YX)\bar{Z}$ интенсивной компоненты мягкой моды предполагает направление спонтанной поляризации в плоскости плёнки или, по крайней мере, наличие компоненты поляризации в плоскости.

Симметрийный анализ структурных искажений, индуцированных разворотом кислородных октаэдров и полярными смещениями катионов, в плёнках перовскитов на кубических подложках выполнен недавно в [20], где перечислены более 30 возможных фаз. Для определения симметрии плёнок феррита висмута, допированного неодимом, на монокристаллических подложках MgO (001) необходимы прецизионные структурные исследования. Поскольку в плёнках разрушение спиновой циклоиды может происходить за счёт механических напряжений, то особый интерес представляют исследования плёнок с различной толщиной.

Список литературы

1. Веневцев Ю Н, Жданов Г С, Соловьев С П *Кристаллография* **5** 520 (1960)
2. Смоленский Г А и др. *ФТТ* **2** 2982 (1960) [Smolenskii G A et al. *Sov. Phys. Solid State* **2** 2651 (1960)]
3. Смоленский Г А и др. *ЖЭТФ* **43** 877 (1962) [Smolenskii G A et al. *Sov. Phys. JETP* **16** 622 (1963)]
4. Киселев С В, Озеров Р П, Жданов Г С *ДАН СССР* **145** 1255 (1962) [Kiselev S V, Ozerov R P, Zhdanov G S *Sov. Phys. Dokl.* **7** 742 (1963)]
5. Рогинская Ю Е и др. *ЖЭТФ* **50** 69 (1966) [Roginskaya Yu E et al. *Sov. Phys. JETP* **23** 47 (1966)]
6. Sosnowska I, Neumaier T P, Steichele E *J. Phys. C* **15** 4835 (1982)
7. Cazayous M et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 037601 (2008)
8. Wang J et al. *Science* **299** 1719 (2003)
9. Kimura T et al. *Nature* **426** 55 (2003)
10. Кадомцева А М и др. *Письма в ЖЭТФ* **79** 705 (2004) [Kadomtseva A M et al. *JETP Lett.* **79** 571 (2004)]
11. Звездин А К, Пятаков А П *УФН* **174** 465 (2004) [Zvezdin A K, Pyatakov A P *Phys. Usp.* **47** 416 (2004)]
12. Yuan G L et al. *J. Appl. Phys.* **101** 024106 (2007)
13. Huang F et al. *Appl. Phys. Lett.* **89** 242914 (2006)
14. Мухортов В М, Юзюк Ю И *Гетероструктуры на основе наноразмерных сегнетоэлектрических пленок: получение, свойства и применение* (Ростов-на-Дону: Изд-во ЮНЦ РАН, 2008)
15. Lahoche L et al. *J. Appl. Phys.* **91** 4973 (2002)
16. Вендик О Г, Зубко С П, Никольский М А *ЖТФ* **69** (4) 1 (1999) [Vendik O G, Zubko S P, Nikol'skii M A *Tech. Phys.* **44** 349 (1999)]
17. Fukumura H et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **310** e367 (2007)
18. Yang Y et al. *J. Appl. Phys.* **103** 093532 (2008)
19. Singh M K, Ryu S, Jang H M *Phys. Rev. B* **72** 132101 (2005)
20. Широков В Б, Юзюк Ю И, Леманов В В *ФТТ* **51** 972 (2009) [Shirokov V B, Yuzyuk Yu I, Lemanov V V *Phys. Solid State* **51** 1025 (2009)]