Письма в ЖЭТФ, том 107, вып. 8, с. 499 – 504 © 2018 г. 25 апреля

Стабилизация ферромагнетизма в $BiFeO_3$:Ho при гидростатическом давлении

Т. Р. Арсланов[+1)], *С. Н. Каллаев*[+], *Л. А. Резниченко*[*]

[+]*Институт физики им. Х.И. Амирханова ДНЦ РАН, 367003 Махачкала, Россия*

[*]*Научно-исследовательский институт физики Южного федерального университета, 344090 Ростов-на-Дону, Россия*

Поступила в редакцию 19 января 2018 г.

После переработки 6 марта 2018 г.

Проведено исследование изотермической намагниченности мультиферроика $Bi_{1-x}Ho_xFeO_3$ ($x = 0-0.2$) при гидростатическом давлении до 9 ГПа в области комнатных температур. На фоне индуцированного давлением антиферромагнитного упорядочения в $BiFeO_3$ (BFO) при $P \approx 2.59$ ГПа обнаружена новая аномалия при $P_C \approx 3.81$ ГПа, имеющая отношение к промежуточным фазам между структурным переходом $R3c \to Pnma$. Установлено, что ферромагнитное поведение под давлением зависит от концентрации примеси Ho: при $0.05 \le x \le 0.1$ происходит смещение P_C в область низкого давления за счет ослабления длин связей в структуре $R3c$, а при $0.1 \le x \le 0.2$ реализуется стабилизация ферромагнетизма, вероятно обусловленная сосуществованием $R3c$ и $Pnma$ фаз. Результаты исследований указывают, что в $Bi_{1-x}Ho_xFeO_3$ с $x = 0.2$ давление перехода $P_C = 3.7$ ГПа превосходит значения BFO, легированного другими $4f$ элементами (Eu, Y, Sm) в области $R3c \to Pnma$ превращения.

DOI: 10.7868/S0370274X18080064

1. Введение. Мультиферроик феррит висмута продолжает оставаться в центре внимания исследователей как модельный объект материалов, в котором при комнатных температурах проявляются магнитоэлектрические свойства. Повышенный интерес к соединениям на основе феррита висмута $BiFeO_3$; (BFO) обусловлен тем, что эти материалы являются перспективными для создания сенсорной техники, устройств магнитной записи/чтения информации на базе современной области спиновой электроники [1–3]. Особенностью BFO, в значительной мере, определяющей практический интерес, является одновременное сосуществование в нем сегнетоэлектрического и магнитного состояний с экстремально высокими температурами упорядочений (температура Кюри $T_C = 1103$ K и температура Нееля $T_N = 643$ K) [4]. При комнатной температуре кристаллическая структура BFO классифицируется как ромбоэдрическая, относящаяся к точечной группе симметрии $R3c$, в которой может реализоваться линейный магнитоэлектрический (МЭ) эффект. Магнитные моменты катионов Fe^{3+} в BFO связаны ферромагнитным (ФМ) образом в псевдокубических плоскостях (111) и антиферромагнитным (АФ) образом между смежными плоскостями, реализуя в области температур ниже точки Нееля T_N АФ-упорядочение G-типа [5, 6]. Магнитоэлектрическое взаимодействие приводит к скосу АФ подрешеток, что обусловливает слабое намагничивание. Магнитные моменты ионов Fe^{3+}, лежащие в плоскостях (111), перпендикулярные направлению спонтанной поляризации, сохраняя локальную магнитную ориентацию, поворачиваются по спирали вдоль направления [101]. Сложная пространственно-модулированная спиновая структура циклоидного типа, возникающая вследствие флексомагнитоэлектрического взаимодействия в объемном BFO (с периодом 62 нм, несоразмерным периоду решетки), подавляет слабый ферромагнетизм, а, следовательно, наличие линейного МЭ-эффекта. Одними из методов разрушения пространственно-модулированной спиновой структуры BFO, который приводит к появлению ферромагнетизма (магнитоэлектрического эффекта), являются допирование BFO редкоземельными $4f$ элементами [7], создание наноструктурированных керамик [8], тонкопленочных систем [9] и воздействие изотропного давления [10].

Чтобы охарактеризовать структурное состояние BFO при высоких давлениях, выполнены многочисленные экспериментальные и теоретические работы [10–22]. Несмотря на достаточно обширные исследования с использованием различных методов, все еще остаются вопросы относительно влияния давления на структуру и свойства этих материалов. В частно-

[1)]e-mail: arslanovt@gmail.com

сти, при давлениях ниже области перехода изолятор-металл ~ 50 ГПа [14] существует значительный разброс данных относительно структурного перехода $R3c \rightarrow Pnma$ [17]. Так, например, авторы [21] с использованием рамановской спектроскопии экспериментально наблюдали три структурных перехода при давлениях 3, 8.6 и 44.6 ГПа, в то время как данные расчетов из первых принципов указывают о стабильности $R3c$ структуры вплоть до ~ 55 ГПа [18]. В области более низких давлений *Haumont et al.* определили два фазовых перехода при 3.5 и 10 ГПа с последовательностью фаз $R3c \rightarrow C2/m \rightarrow Pnma$ [16]. Позднее *Belik et al.* подтвердили фазовый переход при 4 ГПа и определили дополнительный переход при 7 ГПа [22]. Они идентифицировали две промежуточные фазы как орторомбические вместо моноклинной $C2/m$ с переходной последовательностью $R3c \rightarrow Ortho\ I \rightarrow Ortho\ II \rightarrow Pnma$. Недавние исследования монокристаллов с использованием рентгеновской дифракции и рамановской спектроскопии показывают, что в BFO происходит шесть фазовых переходов до 55 ГПа [17]. На основе нейтронной дифракции предложено, что структурный переход при 3 ГПа характеризуется антиферроэлектрическими смещениями атомов из полярной ромбоэдрической $R3c$ в антиполярную орторомбическую фазу $Pbam$ [19].

На фоне приведенного выше разброса экспериментальных данных относительно структурных переходов в BFO остаются не затронутыми вопросы, связанные с магнитным упорядочением BFO в его различных полиморфах. Более того, остается не ясной роль влияния $4f$ элементов на магнитное состояние исходной структуры $R3c$ при изотропном сжатии. С этой целью в настоящей работе приведено исследование изотермической намагниченности легированного Ho феррита висмута (BFO:Ho) при гидростатическом давлении до 9 ГПа в области комнатных температур. Как в случае BFO, так и BFO:Ho, наблюдаемые магнитные фазовые превращения, обусловленные структурными изменениями, демонстрировали гистерезисное поведение при компрессии и декомпрессии. В согласии с результатами структурных исследований [16], все составы демонстрировали обратимый характер фазовых переходов.

2. Образцы и методика эксперимента. Исследуемые керамические образцы $BiFeO_3$ и $BiFeO_3$:Ho были получены по обычной керамической технологии путем твердофазного синтеза с последующим спеканием без приложения давления в воздушной атмосфере. Синтез твердых растворов осуществлялся методом твердофазных реакций оксидов высокой чистоты. Синтез системы осуществлен в две стадии с промежуточным помолом и гранулированием порошков. Режимы синтеза: температура первого обжига $T_1 = 8000\,°C$ (в течение 10 ч), второго $T_2 = 800{-}8500\,°C$ (5 ч). Придание порошкам нужных для прессования свойств достигали введением в них пластификатора и последующим гранулированием. Температура спекания лежала в интервале 900 °C–9500 °C.

Рентгеноструктурный анализ проводился на установке ДРОН-3 на FeKα и CuKα излучении. Определялся фазовый состав, параметры ячейки, степень совершенства кристаллической структуры. Рентгенофазовые исследования показали, что все образцы содержали примесные фазы $Bi_{25}FeO_{40}$ ($a = 10.181$ Å, симметрия кубическая) и $Bi_2Fe_4O_9$ ($a = 7.965$ Å, $b = 8.44$ Å, $c = 5.994$ Å, симметрия ромбическая), сопутствующие образованию $BiFeO_3$, и фазы со структурой типа граната $Ho_3Fe_5O_{12}$ (симметрия кубическая) для $x > 0.05$, концентрация которых варьировалась в зависимости от концентрации Ho [23]. Исследованием установлено, что полученные твердые растворы обладали достаточно высокими значениями экспериментальной и относительной (89–94) % плотностей и соответствовали предельно достижимым по обычной керамической технологии (90–95) %, что свидетельствует о достаточно хорошем качестве керамик.

Измерения при высоком давлении до 9 ГПа проводились в камере высокого давления типа "Тороид" [24] в режиме компрессии и декомпрессии в области комнатных температур. Давление генерировалось с постоянной скоростью, соответствующей ~ 1 ГПа/ч при компрессии. В режиме декомпрессии скорость давления соответствовала темпу естественной релаксации системы, сопоставимого с прямым ходом и с уменьшением темпа до ~ 0.2 ГПа/ч ниже 1 ГПа. Для измерения изотермической намагниченности в нулевом магнитном поле (ZF) под давлением использовался индукционный метод [25]. Абсолютная погрешность измерений ZF-намагниченности составляла 5 %. Цилиндрической формы образец (длина ~ 3.5–4 мм, диаметр ~ 1.5 мм) помещался в две индуктивно связанные катушки с максимальным числом витков $n = 10$. Магнитное поле, создаваемое катушками, не превышало 15 Э. В качестве рабочей ячейки использовалась тефлоновая капсула с рабочим объемом ~ 80 мм^3 и шестью электроводами. Непроводящая жидкость смеси этанол-метанол 4:1 использовалась в качестве давления передающей среды. Давление внутри капсулы контролировалось

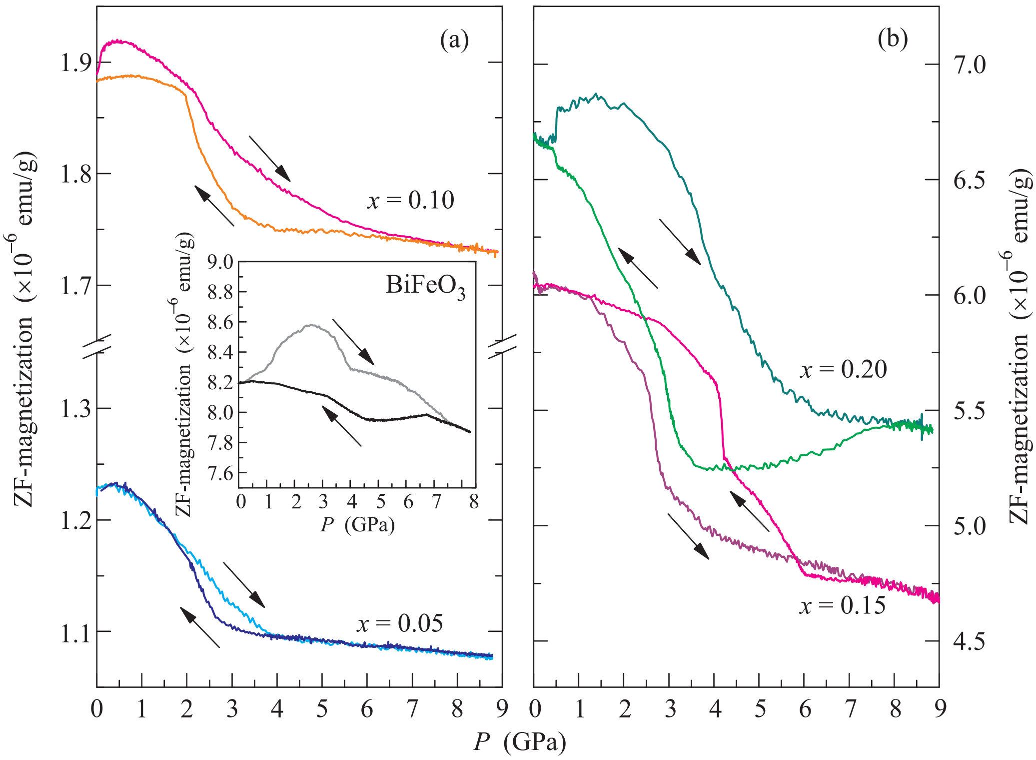

Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимость ZF-намагниченности от давления для образцов BFO и BFO:Ho (с различным содержанием x), измеренная при (a) компрессии и (b) после декомпрессии. На вставке показана увеличенная область максимума АФ перехода для BFO. Стрелки показывают направление гистерезиса намагниченности

манганиновым датчиком, откалиброванным по фазовым переходам в Bi.

3. Результаты и обсуждения. На рис. 1 приведены зависимости ZF-намагниченности от давления для образцов BFO и BFO:Ho ($x = 0.05–0.2$). Несмотря на то, что абсолютное значение удельной намагниченности столь низкое ($\sim 10^{-6}$ Гс см^3/г), что является характерным для измерений в нулевом поле для образца с малой массой (~ 0.03 г) [25], качественное изменение намагниченности под давлением успешно регистрировалось для всех составов BFO:Ho. Как следует из наших данных, для образца BFO наблюдается максимум (вставка к рис. 1a) при $P \approx 2.59$ ГПа, характерный для АФ перехода или скошенного однородного АФ-состояния, из циклоидной спиновой структуры $R3c$ в фазу $Pnma$, что находится в согласии с результатами оптической спектроскопии [12]. Как обсуждается в [12], неколлинеарный циклоидный магнетизм превращается в скошенный однородный АФ при давлении выше 3.5 ГПа, причем переход $R3c \rightarrow Pnma$ реализуется через три промежуточные орторомбические фазы (O1, O2, O3). Однако стоит отметить, что в зависимости от выбора гидростатической среды давление перехода может заметно варьировать.

С увеличением легирования Ho с $x = 0.05$ до $x = 0.2$ происходит исчезновение АФ максимума BFO (см. рис. 1), и характеристика ZF-намагниченности указывает об усилении ФМ взаимодействий за счет структурного искажения и нарушения баланса между АФ намагниченностью подрешетки Fe^{3+} вследствие замещения Ho^{3+}. Преобладание ФМ-состояния для образцов BFO:Ho, начиная с $x = 0.05$, поддерживается наблюдениями $M - H$ петель гистерезиса при атмосферном давлении, описываемых в работе [7]. Вместе с тем поведение ZF-намагниченности для составов BFO:Ho с $x = 0.05–0.2$ указывает об индуцированном давлении переходе из ФМ-состояния, либо в парамагнитное (ПМ), либо в состояние с низким спином ($S = 1/2$) ионов Fe^{3+}. Однако спиновой переход (*high spin – low spin*) в BFO [13, 14], а также в соединениях RFeO$_3$ (R = Lu, Eu, Pr) [26] происходит в области более высоких давлений (~ 50 ГПа), с характерной особенностью – переход изолятор–металл [14]. Несмотря на то, что абсолютные значения ZF-намагниченности в образцах BFO:Ho не достигают нуля, переход в ПМ-состояние может быть оправданным. Как правило, такая ситуация имеет место в сильно неоднородных магнитных соединениях. Следовательно, общее уменьшение намагниченности предлагает, что магнитное превращение относится к разупорядочению основной фазы ($R3c$), в то время как не нулевой вклад в намагниченность происходит от влияния примесных фаз. С точки зрения обменного взаимодействия, которое сильно зависит от длин связей Fe–O–Fe и Fe–Fe в структуре $R3c$, приложение давления приводит к уменьшению этих величин, обуславливая тем самым переход в ПМ-состояние.

Как показано на рис. 1, при декомпрессии для всех образов наблюдался гистерезис намагниченности, свидетельствующий об обратимых магнитных превращениях и связанный непосредственно со структурным влиянием. Таким образом, мы можем отметить барические интервалы обратимого перехода $R3c \leftrightarrow Pnma$. Для BFO ширина гистерезиса (определяемая как точка расхождения и схождения кривых) составляла около 7.3 ГПа, в то время как для $x = 0.05$, 0.1, 0.15 и 0.2 эти значения составляют 2.12, 7.05, 4.52 и 7.54 ГПа, соответственно. Как обсуждалось выше, структурный переход $R3c \leftrightarrow Pnma$ в BFO происходит посредством последовательных превращений между плохо определенными и воспроизводимыми промежуточными фазами [12, 16, 17, 22]. В свою очередь, обратимые превращения этих фаз будут сопровождаться гистерезисами, барический интервал которых перекрывается, формируя одну широкую область гистерезиса, как это наблюдается в большинстве наших образцов: BFO, $x = 0.10$ и $x = 0.20$. Примечательно, что для состава с $x = 0.15$ (рис. 1b) происходит инверсия направления гистерезиса [26], т.е. обратный ход намагниченности опережает прямой. Наблюдение такого необычного гистерезиса может указывать как на доминирующий вклад какой-либо примесной фазы, так и на нарушение последовательности переходов между промежуточными фазами при переходе $Pnma \rightarrow R3c$. Поскольку состав BFO:Ho с $x = 0.15$ отличается умеренной шириной гистерезиса, то скорее всего причины подобного эффекта связаны с наличием фазы $Ho_3Fe_5O_{12}$. Как отмечалось в [23], увеличение концентрации Ho в образцах приводило к увеличению параметра решетки кубической структуры $Ho_3Fe_5O_{12}$, где максимальное значение $a = 12.489$ Å приходилось на состав с $x = 0.15$. Дальнейшее повышение концентрации Ho ($x = 0.2$) демонстрировало понижение постоянной решетки. Вполне возможно, что на фоне преобладающей обогащенной висмутом фазы $Bi_{25}FeO_{40}$ [23], доминирующая фаза $Ho_3Fe_5O_{12}$ при $Pnma \rightarrow R3c$ переходе испытывает более раннее восстановление относительно других фаз, таким образом индуцируя инверсию направления гистерезиса намагниченности.

На рис. 2 представлена зависимость производной dM/dP от P, позволяющая корректно определять

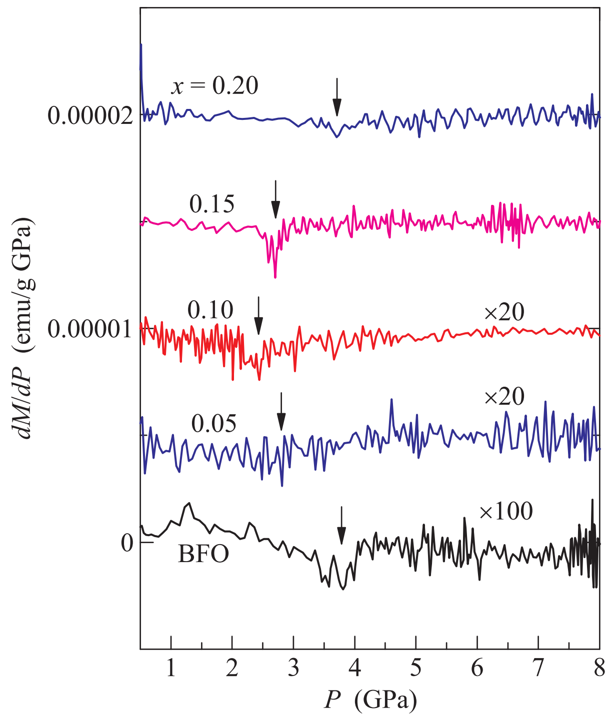

Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость производной dM/dP от давления для образцов BFO и BFO:Ho (с различным содержанием x). Стрелки показывают эволюцию аномалии, соответствующею давлению перехода P_C. Для наглядности кривые $(dM/dP)(P)$ смещены по оси ординат относительно друг друга

давление перехода P_C магнитных превращений в BFO и BFO:Ho при прямом переходе $R3c \rightarrow Pnma$. Исходя из наблюдаемых аномалий на зависимостях $(dM/dP)(P)$, неожиданным обстоятельством выступает то, что на ряду с АФ-переходом при $P \approx 2.59$ ГПа для BFO (рис. 1) наблюдался минимум при $P \approx 3.81$ ГПа. Если классифицировать данную аномалию как P_C, связанную с началом структурного превращения в BFO, тогда следует, что механизм фазовых превращений включает не только последовательность переходов промежуточных фаз между $R3c$ и $Pnma$, но так же и растянутую область структурного превращения фазы $R3c$. Из наблюдения широкого барического гистерезиса в BFO можно сделать вывод, что разрушение неколлинеарного циклоидного магнетизма при $P \approx 2.59$ ГПа происходит при неполном структурном превращении фазы $R3c$, а при $P_C \approx 3.81$ ГПа фаза $R3c$ завершает переход в промежуточную фазу. На рис. 3 показана зависимость эволюции P_C от уровня легирования Ho. Как можно видеть, вариация P_C с увеличением Ho ведет себя неоднозначным образом: при $x = 0.1$ происходит максимальное смещение $P_C = 2.44$ ГПа в сторону низкого давления, которое затем стремится к значению BFO при $x > 0.1$.

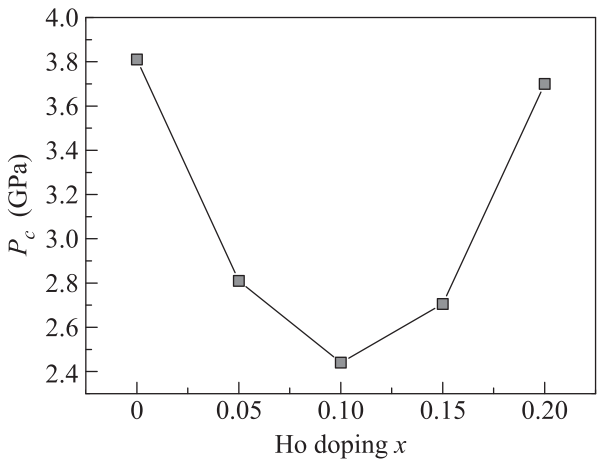

Рис. 3. Положение P_C в зависимости от уровня легирования Ho

Для того чтобы понять роль влияния Ho в формировании фазовых переходов в BFO, проведем сравнение с BFO, легированного другими $4f$ элементами (Eu, Y, Sm). На основе данных рентгеновской дифракции и рамановской спектроскопии в BFO:Eu обнаружено, что увеличение Eu с $x = 0.05$ до $x = 0.1$ сдвигает первый переход с 3 до 3.5 ГПа, соответственно [25, 28]. Кроме того в BFO:Eu структурный переход $R3c \to Pnma$ реализуется посредством промежуточных фаз или области смешанных фаз $R3c$ и $Pnma$. Похожим образом происходит структурный переход и в BFO:Y ($x = 0.05$) от полярной фазы $R3c$ к неполярной орторомбической фазе $Pnma$, начинающийся с 3.6 ГПа и заканчивающийся при 7.2 ГПа [29]. Наконец в BFO:Sm ($x = 0.05$) переход в области смешанных фаз $R3c$ и $Pnma$ лежит в интервале 3.9–7.6 ГПа, который сопровождается переходом сегнетоэлектрик–параэлектрик [30].

Таким образом, различные добавки редкоземельных элементов, а также их концентрация могут приводить к усилению или ослаблению длин связей, что в итоге сказывается на стабильности $R3c$ структуры и комплексности структурных переходов. Очевидно, что различие в ионных радиусах легирующих $4f$ элементов играет решающее значение в поведении структурных и магнитных свойств под давлением. В нашем случае ФМ-поведение Ho, замещенного BFO, демонстрирует как ослабление длин связей (смещение в область низких давлений с $P_C = 2.81-2.44$ ГПа) при $x = 0.1$, так и обратный эффект в диапазоне $x = 0.1-0.2$, обусловленный влиянием неоднородностей [7, 23] или сосуществованием $R3c$ и $Pnma$ фаз [28–30]. Поскольку в настоящий момент нет прямых рентгеновских и рамановских исследований для системы BFO:Ho, исходя из наших результатов, можно говорить о стабилизации ФМ-состояния для $x = 0.2$ под давлением с $P_C = 3.7$ ГПа.

4. Заключение. Экспериментальные исследования изотермической ZF-намагниченности на образцах BFO и BFO:Ho ($x = 0.05-0.2$) при гидростатическом давлении до 9 ГПа показали ряд магнитных превращений, имеющих тесную связь с природой $R3c \to Pnma$ перехода. Так в BFO при $P \approx 2.59$ ГПа реализуется АФ-упорядочение, а из зависимости $(dM/dP)(P)$ обнаружена новая аномалия при $P_C \approx 3.81$ ГПа, которая указывает на влияние промежуточных фаз между $R3c$ и $Pnma$ [12]. Для Ho легированных BFO образцов ФМ-поведение ZF-намагниченности под давлением связано как со смещением P_C в область низкого давления при $x = 0.1$, т.е. ослабеванием длин связей в замещенной структуре $R3c$, так и стабилизацией ферромагнетизма при $x = 0.2$ с $P_C = 3.7$ ГПа в результате структурного вклада от смешанных или сосуществующих вместе $R3c$ и $Pnma$ фаз. При этом следует отметить, что особое значение играет примесная фаза $Ho_3Fe_5O_{12}$, которая в составе с $x = 0.15$, возможно, индуцирует аномалию гистерезиса. Как показывает сравнительный анализ, в BFO:Ho с $x = 0.2$ давление перехода $P_C = 3.7$ ГПа превосходит значения BFO, легированного другими $4f$ элементами (Eu, Y, Sm) в области $R3c \to Pnma$ перехода.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН # 08 "Физика конденсированных сред и материалы нового поколения". Синтез образцов BFO выполнен под руководством Л.А.Р. в рамках гос. задания (проект # 3.6371.2017/8.9).

1. D. Sando, A. Agbelele, D. Rahmedov et al. (Collaboration), Nat. Mater. **12**, 641 (2013).
2. J. H. Lee, I. Fina, X. Marti, Y. H. Kim, D. Hesse, and M. Alexe, Adv. Mater. **26**, 7078 (2014).
3. A. N. Kalinkin and V. M. Skorikov, Russian Journal of Inorganic Chemistry **55**(11), 1794 (2010).
4. G. A. Smolenskii and V. M. Yudin, Sov. Phys. Solid State **6**, 2936 (1965).
5. G. Catalan and F. Scott, Adv. Mat. **21**, 2463 (2009).
6. А. П. Пятаков, А. К. Звездин, УФН **182**(6), 594 (2012).
7. S. K. Pradhan, B. K. Roul, and D. R. Sahu, Solid State Comm. **152**, 1176 (2012).

8. D. LukovićGolić, A. Radojković, J. Ćirković, A. Dapčević, D. Pajić, N. Tasić, S. M. Savić, M. Počuča-Nešić, S. Marković, G. Branković, Z. Marinković Stanojević, and Z. Branković, J. European Ceramic Society **36**(7), 1623 (2016).
9. H. Béa, M. Bibes, S. Fusil, K. Bouzehouane, E. Jacquet, K. Rode, P. Bencok, and A. Barthélémy, Phys. Rev. B **74**, 020101(R) (2006).
10. A. S. Panfilov, G. E. Grechnev, and V. M. Ishchuk, Low Temperature Physics **41**, 528 (2015).
11. Hongjian Feng, J. Magn. Magn. Materials **322**, 3755 (2010).
12. J. Buhot, C. Toulouse, Y. Gallais, A. Sacuto, R. de Sousa, D. Wang, L. Bellaiche, M. Bibes, A. Barthélémy, A. Forget, D. Colson, M. Cazayous, and M.-A. Measson, Phys. Rev. Lett. **115**, 267204 (2015).
13. A. G. Gavriliuk, V. V. Struzhkin, I. S. Lyubutin, and I. A. Troyan, JETP Lett. **86**(3), 197 (2007).
14. A. G. Gavriliuk, V. V. Struzhkin, I. S. Lyubutin, S. G. Ovchinnikov, M. Y. Hu, and P. Chow, Phys. Rev. B **77**, 155112 (2008).
15. I. S. Lyubutin, A. G. Gavriliuk, and V. V. Struzhkin, JETP Lett. **88**(8), 524 (2008).
16. R. Haumont, P. Bouvier, A. Pashkin, K. Rabia, S. Frank, B. Dkhil, W. A. Crichton, C. A. Kuntscher, and J. Kreisel, Phys. Rev. B **79**, 184110 (2009).
17. M. Guennou, P. Bouvier, G. S. Chen, B. Dkhil, R. Haumont, G. Garbarino, and J. Kreisel, Phys. Rev. B **84**, 174107 (2011).
18. O. E. González-Vázquez, and J. Íñiguez, Phys. Rev. B **79**, 064102 (2009).
19. D. P. Kozlenko, A. A. Belik, A. V. Belushkin, E. V. Lukin, W. G. Marshall, B. N. Savenko, and E. Takayama-Muromachi, Phys. Rev. B **84**, 094108 (2011).
20. A. O. Shorikov, A. V. Lukoyanov, V. I. Anisimov, and S. Y. Savrasov, Phys. Rev. B **92**, 035125 (2015).
21. Y. Yang, J. Y. Sun, K. Zhu, Y. L. Liu, J. Chen, and X. R. Xing, J. Phys. Condens. Matter **21**, 385901 (2009).
22. A. A. Belik, H. Yusa, N. Hirao, Y. Ohishi, and E. Takayama-Muromachi, Chem. Mater. **21**, 3400 (2009).
23. А. А. Павелко, С. В. Хасбулатов, Л. А. Шилкина, Л. А. Резниченко, Г. Г. Гаджиев, А. Г. Бакмаев, В. А. Алешин, Сборник трудов третьего международного междисциплинарного молодежного симпозиума “LFPM-2014” (г. Ростов-на-Дону – г. Туапсе), т. 1, с. 349-358 (2014).
24. L. G. Khvostantsev, V. N. Slesarev, and V. V. Brazhkin, High Pressure Res. **24**, 371 (2004).
25. T. R. Arslanov, A. Yu. Mollaev, I. K. Kamilov, R. K. Arslanov, L. Kilanski, R. Minikaev, A. Reszka, S. López-Moreno, A. H. Romero, M. Ramzan, P. Panigrahi, R. Ahuja, V. M. Trukhan, T. Chatterji, S. F. Marenkin, and T. V. Shoukavaya, Sci. Rep. **5**, 7720 (2015); DOI:10.1038/srep07720.
26. T. R. Arslanov, L. Kilanski, S. López-Moreno, A. Yu. Mollaev, R. K. Arslanov, I. V. Fedorchenko, T. Chatterji, S. F. Marenkin, and R. M. Emirov, J. Phys. D: Appl. Phys. **49**, 125007 (2016).
27. G. Kh. Rozenberg, M. P. Pasternak, W. M. Xu, L. S. Dubrovinsky, S. Carlson, and R. D. Taylor, Europhys. Lett. **71**(2), 228 (2005).
28. A. Basu and G. D. Mukherjee, Solid State Comm. **189**, 5 (2014).
29. Y.-J. Wu, Z.-X. Qin, X.-K. Chen, J. Zhang, J. Liu, Z. Wu, and X.-J. Chen, J. Phys.: Condens. Matter **25**, 365401 (2013).
30. Y.-J. Wu, X.-K. Chen, J. Zhang, J. Liu, W.-S. Xiao, Zh. Wu, and X.-J. Chen, J. Appl. Phys. **114**, 154110 (2013).