

СПЕКТР ВОЗБУЖДЕНИЙ 180° ДОМЕННОЙ СТЕНКИ, СОДЕРЖАЩЕЙ БЛОХОВСКИЕ ЛИНИИ И ТОЧКИ

Ю.П.Кабанов, Л.М.Дедух, В.И.Никитенко

Институт физики твердого тела РАН

142432, Черноголовка Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 25 марта 1994 г.

С использованием индукционной и магнитооптической методик исследован спектр магнонов, локализованных в уединенной 180° доменной стенке в зависимости от плотности блоховских линий и их структуры в монокристаллическом иттриевом феррогранате. Обнаружен эффект динамического преобразования структуры блоховских линий, обусловленный процессами дрейфа, генерации и аннигиляции блоховских точек, вызывающих существенные изменения характеристик изгибных колебаний стенки.

Использование магнитооптического метода [1,2] дало возможность впервые экспериментально изучить спектр двумерных магнонов, локализованных в 180° доменных границах в ферромагнетике, и установить, что блоховские линии практически подавляют такие возбуждения стенки. В настоящей работе магнитооптический и индукционный методы были применены для изучения влияния структуры блоховских линий на амплитуду изгибных колебаний стенки. Обнаружено, что воздействуя на кристалл магнитными полями, поляризующими блоховские линии или разбивающими их на квазидомены, разделенные блоховскими точками, можно коренным образом менять характеристики собственных изгибных колебаний доменной стенки. Показано, что обнаруженные эффекты могут быть непротиворечиво объяснены с учетом процессов дрейфа, генерации и аннигиляции блоховских точек, обуславливающих динамическое преобразование структуры блоховских линий. Ниже описаны полученные результаты.

Исследования были выполнены на монокристаллической пластине иттриевого феррограната, вырезанной в форме призмы с размерами $4,3 \times 0,2 \times 0,03$ мм³. Она содержала единственную 180° -ю доменную стенку, которая разделяла домены, намагниченные вдоль длинного ребра [111] призмы в плоскости образца (112). Доменная стенка в исходном состоянии содержала блоховские линии, почти перпендикулярные поверхности пластины (112). Для изучения вынужденных колебаний стенки на образец наматывалась скомпенсированная обмотка из нескольких витков провода. Индуцированный в ней электрический сигнал регистрировался анализатором спектра. Магнитные поля создавались с помощью катушек Гельмгольца радиусом 6 мм. Структура доменной стенки в статическом и динамическом состояниях контролировалась по магнитооптическому контрасту в поляризационном микроскопе.

На рис.1 представлены зависимости индукционного сигнала E от частоты ν возбуждающего слабоамплитудного магнитного поля H_{111} , действующего вдоль намагниченности в доменах. Кривая 1 измерена на монополярной стенке, созданной с помощью кратковременного повышения поля H_{111} до амплитуды, обеспечивающей дрейф блоховских линий [3], в присутствии дополнительного постоянного поля H_{112} , перпендикулярного плоскости пластины, которое намагничивало доменную стенку. Под действием поля H_{111} блоховские линии за

счет их дрейфа удалялись из доменной стенки, а поле $H_{11\bar{2}}$ в условиях дрейфа линий препятствовало зарождению субдоменов с противоположной этому полю полярностью. Созданное таким образом монополярное состояние стенки сохранялось не только после снятия поля $H_{11\bar{2}}$, но и при последующем слабом возбуждении ее магнитным полем при записи $E(\nu)$. Четко выраженные пики на кривой 1 связаны с возбуждением стоячих изгибных волн на доменной стенке с волновым вектором k , перпендикулярным намагниченности в доменах [1, 2].

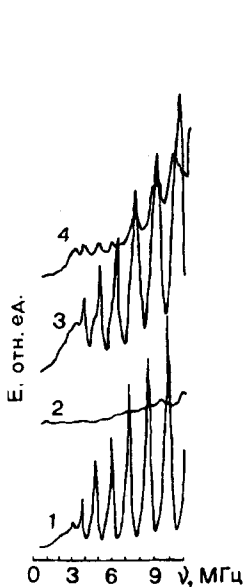


Рис.1

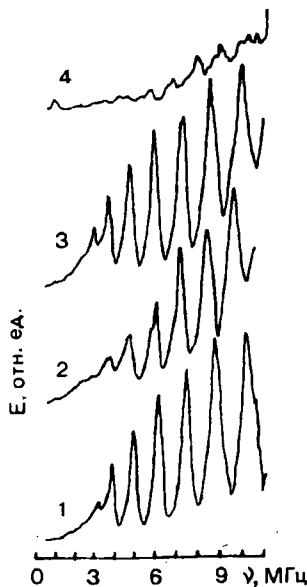


Рис.2

Рис.1. Зависимости амплитуды индукционного сигнала E от частоты ν возбуждающего поля H_{111} (с амплитудой $H^0 = 1,5 \text{ мЭ}$), записанные для монополярной стенки (кривая 1) и стенки, содержащей 42 блоховских линии (кривые 2-4). Кривые 3 и 4 записывались последовательно после воздействия на кристалл в течение 0,5 с полем H_{111} с частотой и амплитудой, соответственно: 1 МГц и 18 мЭ (3), 20 Гц и 75 мЭ (4)

Рис.2. Зависимости $E(\nu)$, записанные (при $H^0 = 1,5 \text{ мЭ}$) для 180° доменной стенки с 40 блоховскими линиями после воздействия на кристалл полем H_{111} ($H^0 = 18 \text{ мЭ}$, $\nu = 1 \text{ МГц}$) (кривая 1), последующего приложения постоянного магнитного поля $H_{1\bar{1}0} = 12 \text{ Э}$ (кривая 2) и его выключения (кривая 3). Кривая 4 записана после воздействия на кристалл полем H_{111} ($H^0 = 18 \text{ мЭ}$, $\nu = 1 \text{ МГц}$) в присутствии поля $H_{1\bar{1}0} = 12 \text{ Э}$

После разбиения стенки на субдомены пики на зависимости $E(\nu)$ практически не выявлялись (кривая 2). Однако после кратковременного воздействия на образец высокоамплитудным полем H_{111} изгибные колебания стенки с блоховскими линиями могли вновь усилиться. В частности, после воздействия на кристалл полем H_{111} на частоте, равной 1 МГц, произошло полное восстановление изгибных колебаний стенки (кривая 3). Их амплитуда могла быть существенно уменьшена в результате последующего воздействия на кристалл таким же полем более низкой частоты (кривая 4). Исследования показали, что усиление амплитуды изгибных колебаний стенки, содержащей блоховские

линии, происходит при амплитудах воздействующего магнитного поля, превышающих некоторые, зависящие от частоты, пороговые значения и только в области частот, превышающих 0,4 МГц.

Рис.2 иллюстрирует влияние на возникшие изгибные колебания доменной стенки с блоховскими линиями (кривая 1) постоянного магнитного поля $H_{1\bar{1}0}$, перпендикулярного доменной стенке и намагничивающего блоховские линии (кривая 2). По мере увеличения напряженности поля $H_{1\bar{1}0}$ амплитуда изгибных колебаний стенки могла уменьшаться практически до нуля, а при снятии этого поля — частично восстанавливалась (сравни кривые 2 и 3). Кривая 4 записана после воздействия на кристалл высокоамплитудным полем H_{111} на частоте $\nu = 1$ МГц, как и в случае для кривой 1, но в присутствии постоянного поля H_{110} . Такая обработка кристалла привела к существенному уменьшению на кривой $E(\nu)$ пиков, связанных с изгибными колебаниями стенки, и к появлению на частоте $\nu \approx 0,8$ МГц нового небольшого пика, определяющегося возбуждением однородных резонансных колебаний блоховских линий. Их колебание на этой частоте подтверждалось прямым наблюдением линий в микроскопе. Резонансные колебания линий выявлены индукционным методом благодаря эллиптической их поляризации, приводящей к квазирезонансному колебанию и самой стенки [4].

Представленные данные дают основание утверждать, что в монокристаллическом иттриевом феррогранате под действием высокоамплитудного поля H_{111} возникают явления дрейфа, генерации и аннигиляции не только блоховских линий, но и блоховских точек. Их генерация и дрейф происходят при превышении амплитудой воздействующего поля критического значения, зависящего от ν (так же, как и в случаях дрейфа линий и стенок [3,5]). По мере увеличения плотности блоховских точек в линиях должна уменьшаться их амплитуда колебаний вдоль стенки под действием гиротропных сил [6], поскольку участки линий, разделенные блоховскими точками и движущиеся вдоль стенки в противоположных направлениях при их смещении вместе со стенкой, становятся короче. Уменьшение амплитуды колебаний блоховских линий вдоль стенки должно сопровождаться увеличением амплитуды колебаний самой стенки [7]. Поэтому чем больше точек накапливалось на блоховских линиях, тем выше становилась амплитуда изгибных колебаний стенки. Полное восстановление амплитуды колебаний стенки (кривая 3 на рис.1), очевидно, соответствовало такой концентрации точек, при которой движения линий вдоль стенки практически не происходило. На низких частотах воздействующего поля, очевидно, протекали процессы аннигиляции блоховских точек, приводящие к уменьшению их концентрации в линиях (кривая 4 на рис.1).

Под действием постоянного поля $H_{1\bar{1}0}$ происходило частичное намагничивание блоховских линий [8], что сопровождалось увеличением участков, поляризованных в корах линий вдоль $H_{1\bar{1}0}$, увеличением амплитуды их колебаний вдоль стенки и, как следствие, уменьшением изгибных колебаний стенки (кривая 2 на рис.2). Величина поля $H_{1\bar{1}0} = 12$ Э, использованная при записи этой кривой, оказалась недостаточной для аннигиляции соседних блоховских точек, характеризующихся одинаковым топологическим зарядом. О наличии сил отталкивания между ними свидетельствует частичная релаксация колебаний доменной стенки, наблюдавшаяся после снятия поля $H_{1\bar{1}0}$ (кривая 3 на рис.2).

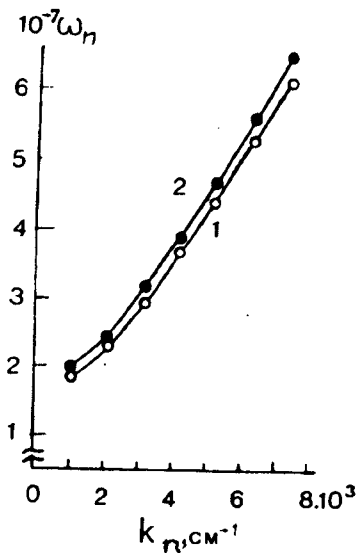


Рис.3. Закон дисперсии спиновых волн, локализованных в 180° доменной стенке, находящейся в монополярном состоянии (кривая 1) или содержащей 42 блоховские линии с блоховскими точками (кривая 2). Обозначения в тексте

При воздействии на кристалл высокоамплитудным полем H_{111} в присутствии постоянного поля $H_{1\bar{1}0}$ практически все блоховские точки выходили из линий за счет их дрейфа, аналогично тому, как это имело место с блоховскими линиями (см. текст выше о методе намагничивания стенки). Поэтому изгибные колебания стенки с такими поляризованными линиями становились пренебрежимо малыми (кривая 4 на рис.2). В пользу последнего утверждения свидетельствует и появление резонансных колебаний блоховских линий в осциллирующей стенке (низкочастотный пик на кривой 4 на рис.2). В работе [9] было показано, что резонансное трансляционное колебание линий в осциллирующей стенке происходит только после их намагничивания полем $H_{1\bar{1}0}$.

Интенсивные колебания доменной стенки с блоховскими линиями, содержащими блоховские точки, наблюдались при любой плотности линий в стенке, что позволило исследовать зависимость колебаний стенки от плотности блоховских линий. На рис.3 показаны дисперсионные кривые, построенные на основе экспериментальных данных. Здесь $\omega_n = 2\pi\nu_n$, ν_n – резонансная частота, соответствующая пику на зависимости $E(\nu)$, $n = 0, 1, 2, \dots$ – порядковый номер пика; волновой вектор $k_n = \pi n/d$ перпендикулярен поверхности кристалла (11 $\bar{2}$), $d = 30$ мкм – толщина образца. Кривые 1 и 2 характеризуют дисперсию квазидвумерных спиновых волн, локализованных на монополярной стенке (1) и на стенке с 42 блоховскими линиями, содержащими блоховские точки (2). Зависимости $\omega_n(k_n)$, характеризующие закон дисперсии квазидвумерных магнов в случае меньшего количества линий в стенке, лежат между этими кривыми. Слабое влияние блоховских линий с точками на резонансные частоты, соответствующие собственным изгибным колебаниям стенки, может быть объяснено отмеченными выше обстоятельствами.

Таким образом, представленные результаты существенно дополняют сведения о характере нелинейных колебаний намагниченности в магнетиках, показывая, что процессы дрейфа, генерации и аннигиляции топологических солитонов могут протекать в системах различной размерности. Важно также

отметить, что эти нелинейные процессы развиваются, по крайней мере для многоосного магнетика, в очень слабых магнитных полях.

Работа поддержана Международным Научным Фондом.

-
1. Л.М.Дедух, В.И.Никитенко, В.Т.Сыногач, ЖЭТФ **94**, 312 (1988).
 2. L.M.Dedukh, V.I.Nikitenko, and V.T.Synogach, Acta Phys. Polon. **A76**, 295 (1989).
 3. В.С.Горнаков, Л.М.Дедух, В.И.Никитенко, ЖЭТФ **88**, 1505 (1984).
 4. В.С.Горнаков, Л.М.Дедух, Ю.П.Кабанов и др., ЖЭТФ **82**, 2007 (1982).
 5. В.К.Власко-Власов, Л.С.Успенская, ЖЭТФ **91**, 1483 (1986).
 6. А.В.Никифоров, Э.Б.Сонин, Письма в ЖЭТФ **40**, 325 (1984).
 7. А.В.Никифоров, Э.Б.Сонин, ЖЭТФ **90**, 1309 (1986).
 8. Л.М.Дедух, Ю.П.Кабанов, В.И.Никитенко, ЖЭТФ **97**, 570 (1990).
 9. Л.М.Дедух, Ю.П.Кабанов, ЖЭТФ **99**, 1632 (1991).