

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В БЛОХОВСКОЙ СТЕНКЕ

Л.М.Дедух, В.И.Никитенко, В.Т.Сыногац

Исследован спектр малоамплитудных колебаний монополярной доменной границы в пластинках иттриевого феррограната. Обнаружены резонансы, обусловленные стоячими волнами изгибе стенки по толщине образца, впервые определен их закон дисперсии.

Существование доменных границ (ДГ) в ферромагнетике должно приводить к значительному изменению магнитного спектра, характерного для однородно намагниченного кристалла. Как показывают теоретические исследования¹⁻³, ДГ могут не только рассеивать объемные спиновые волны, но и вызывать появление новых ветвей в спектре магнитных возбуждений в прилегающих к ДГ участках доменов и непосредственно в ДГ. Некоторые из этих возбуждений должны, в частности, проявляться в виде изгибных колебаний ДГ и влиять на скорость их поступательного движения.

В то же время в экспериментальном плане спектр таких возбуждений ДГ остается совершенно не изученным. Исследовались лишь неоднородные колебания ДГ, связанные с наличием блоховских линий⁴ или с неоднородным распределением по толщине гранатовой пленки внутреннего магнитного поля⁵. В данном сообщении представлены результаты работы, в которой впервые экспериментально изучен спектр элементарных возбуждений монополярной 180-градусной стенки в монокристаллах иттриевого феррограната.

Исследованные ДГ разделяли домены с векторами намагниченности M , лежащими в плоскости пластины (112). Для исключения явлений, связанных с коллективным поведением системы ДГ⁵, каждая пластина вырезалась в форме сильно вытянутой вдоль оси $[11\bar{1}]$ прямоугольной призмы и поэтому содержала единственную 180-градусную ДГ, параллельную $(\bar{1}10)$. Монополярное состояние ДГ создавалось при одновременном воздействии на кристалл синусоидального магнитного поля (H_x , параллельного намагниченности в доменах) и постоянного (H_z , нормального к плоскости образца)⁶. Смещение ДГ регистрировалось (с использованием ФЭУ и селективного микровольтметра) по изменению интенсивности линейно-поляризованного света, прошедшего через участок кристалла, который включал частично ДГ (примерно половину ее ширины, как показано на вставке рис. 1) и частично соседний домен⁶.

На рис. 1 показан пример зависимости амплитуды магнито-оптического сигнала (γ_0) от частоты (ν) внешнего магнитного поля H_x , вызывавшего смещения ДГ на расстояния, значительно меньшие ее толщины. Видно, что эта зависимость представляет собой набор резона-

сных пиков, амплитуды которых монотонно уменьшаются по мере увеличения частоты. Зависимость резонансной частоты (ν_n) пика от его номера (n), как видно из рис. 2, практически линейна, а полуширина пика ($\Delta\nu_n$), измеренная на уровне 0,7 его высоты, изменяется с ростом n от $\sim 0,4$ до $\sim 0,5$ МГц. Характеристики кривых $y_0(\nu)$ не зависели от изменения положения участка фотометрирования вдоль ДГ, а также от длины образца. Однако после утонения пластины наклон зависимости $\nu_n(n)$ увеличивался (рис. 3).

Резкое уменьшение амплитуд резонансных пиков происходило, когда ДГ разбивалась на субдомены. На кривой 2 рис. 1, измеренной при наличии в ДГ блоховских линий, практически не наблюдаются регулярные осцилляции амплитуд колебаний стенки, но обнаруживается новый пик (вблизи 0,5 МГц), связанный с колебанием блоховских линий на собственной частоте ⁶. Наконец, важно отметить, что вид кривых $y_0(\nu)$ монополярной стенки не изменялся при помещении образца в вязкую среду (глицерин), а также при закреплении его краев клеем.

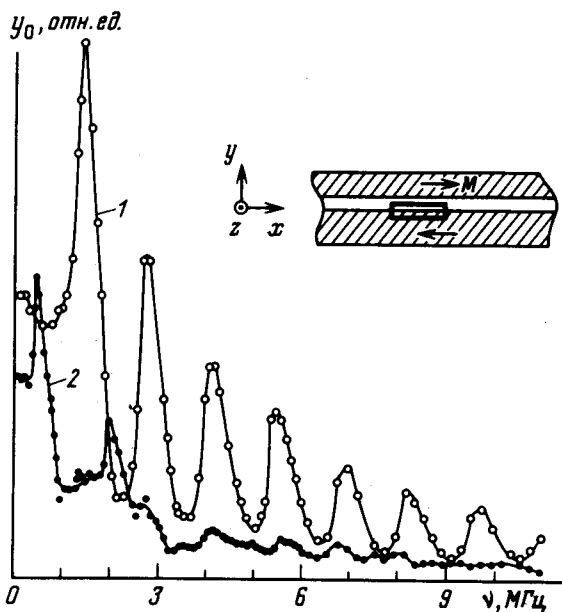


Рис. 1. Частотные зависимости амплитуды магнито-оптического сигнала от ДГ, совершающей вынужденные колебания во внешнем синусоидальном магнитном поле амплитуды $H_x^0 = 18,6$ мЭ: 1 – монополярная ДГ, $H_z = 22,6$ Э; 2 – ДГ с блоховскими линиями $H_z = 0$. На вставке – схема образца и расположения на нем участка фотометрирования

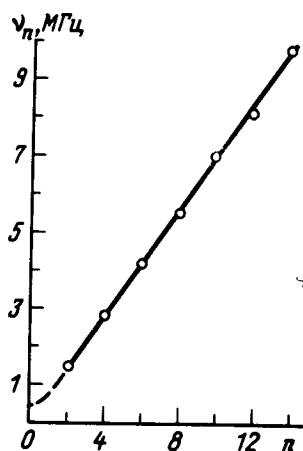


Рис. 2

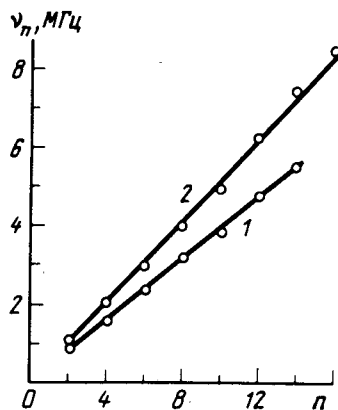


Рис. 3

Рис. 2. Зависимость резонансной частоты пика (ν_n) от его номера (n), построенная на основе кривой 1 рис. 1

Рис. 3. Влияние толщины образца на зависимость ν_n от n : $H_x^0 = 18,6$ мЭ, $H_z = 22,6$ Э – 1 – $d = 35$ мкм, 2 – $d = 20$ мкм

Представленные экспериментальные данные дают основание утверждать, что они отражают резонансное возбуждение стоячих по толщине пластины волн изгиба монополярной стенки. Учитывая особенности структуры приповерхностных участков движущейся ДГ и отсутствие закрепления ее на поверхности кристалла, можно допустить, что в однородном H_x воз-

буждаются только четные моды ($n=2, 4, \dots$)⁵. При этом, поскольку частота самого левого пика на кривой $y_0(\nu)$ росла как и у других пиков, когда пластина утонялась (см. рис. 3), мы полагаем, что он связан также с изгибными осцилляциями ДГ ($n=2$). Резонанс же трансляционного смещения ДГ как целого (т.е. для $n=0$) по каким-то причинам, обусловившим релаксационный спад начального участка $y_0(\nu)$, не реализуется.

Показанный на рис. 2 закон дисперсии изгибных волн ДГ качественно можно объяснить на основе анализа линеаризованных уравнений Слончевского⁷. Такой анализ, сделанный с учетом геометрии настоящего опыта, но в приближении высокоанизотропного магнетика, приводит к выражению для резонансных частот изгибных колебаний стенки:

$$\omega_n = (\Omega^2 + s^2 k_n^2 - \omega_\alpha^2 / 2)^{1/2}, \quad (1)$$

где $n = 0, 2, 4, \dots$, $k_n = \pi n/d$, d — толщина пластины; $\Omega^2 = (\kappa/m)(1 \pm H_z/8M)$ при $H_z \leq -8M$, κ — коэффициент, характеризующий упругую силу, возвращающую ДГ в исходное положение при ее смещении, $m = (2\pi\gamma^2 \Delta_0)^{-1}$, $\Delta_0 = (A/K)^{1/2}$, A и K — постоянные обмена и анизотропии, соответственно; $\omega_\alpha = 4\pi M\gamma\alpha(1 \pm H_z/8M \pm h)$, $h = \kappa\Delta_0/8\pi M^2$, α — параметр диссипации в уравнении Ландау — Лифшица — Гильберта, $s^2 = 8\pi A\gamma^2(1 \pm H_z/8M \pm h)$ при $(H_z/8M + h) \leq -1$. Зависимость значений Ω , ω_α и s от поля H_z качественно подтверждалась в эксперименте. Пунктирный участок кривой на рис. 2 построен на основе этого выражения и экспериментальных данных для $\omega_\alpha = 2\pi\Delta\nu_2$ и $\nu_n(n)$.

Следует подчеркнуть, что минимальное значение параметра α , найденное по ширине первого резонансного пика ($\alpha = \Delta\nu_2/2\gamma M = (0,8 \pm 0,1) \cdot 10^{-4}$), с хорошей точностью совпадает с вычисленным на основе данных измерения ширины линии ФМР ($\alpha \approx 0,7 \cdot 10^{-4}$). Однако, величина щели в спектре, равная $\sim 0,5$ МГц (рис. 2), не совпадает с вычисленной ($\Omega/2\pi \approx 7$ МГц), при расчете которой использовалось значение κ , определенное на основе измерения зависимости $y(H_x)$ при смещениях ДГ на расстояния $y \gg \Delta_0$. Измеренное значение фазовой скорости изгибных волн, равное ~ 40 м/с, также не согласуется с вычисленным $s \approx 570$ м/с.

Отмеченные расхождения могут быть обусловлены тем, что структура и связанная с нею поверхностная энергия ДГ в итриевом феррогранате существенно отличаются от использованных для расчета по (1), который был выполнен на основе теории⁷ для высокоанизотропных магнетиков. Приведенные экспериментальные данные указывают на необходимость развития теории применительно к слабоанизотропным ферромагнетикам.

Литература

1. Winter J.M. Phys. Rev., 1961, 124, 452.
2. Гилинский И.А., Миц Р.Г. ЖЭТФ, 1970, 59, 1230.
3. Куркин М.И., Танкеев А.П. ФММ, 1973, 36, 1149.
4. Jantz W.J. Appl. Phys., 1982, 53, part 2, 2543.
5. Slonczewski J.C., Argyle B.E., Spreen J.H. IEEE Trans. Magn., 1981, MAG-17, 2760.
6. Горнаков В.С., Дедух Л.М., Никитенко В.И., Сыногач В.Т. ЖЭТФ, 1986, 90, 2090.
7. Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982.