

## СПЕКТР ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В ДВИЖУЩЕЙСЯ ДОМЕННОЙ СТЕНКЕ ФЕРРИМАГНЕТИКА

*В.Т.Сыногач*

*Институт физики твердого тела АН СССР  
142432, Черноголовка*

Поступила в редакцию 6 марта 1991 г.

Экспериментально исследован спектр стоячих изгибных волн равномерно движущейся доменной стенки в железо-иттриевом гранате. Установлено, что увеличение ее скорости приводит к уменьшению фазовой скорости изгибных волн. Обнаружен эффект подавления изгибных мод при достаточно больших скоростях стенки.

В теории магнетизма процессы взаимодействия различных типов возбуждений рассматривались уже давно, в связи с необходимостью последовательного описания релаксационных процессов в однородно намагничен-

ном кристалле <sup>1</sup>. Сравнительно недавно такие процессы начали рассматриваться и при описании динамики и релаксации намагниченности в кристаллах содержащих доменные стенки и блоховские линии <sup>2-3</sup>. Возможность экспериментального изучения этих явлений в отдельной доменной стенке выявилась после недавнего обнаружения резонансного возбуждения стоячих изгибных волн доменной стенки в монокристаллах железо-иттриевого граната (ЖИГ) <sup>4</sup>, обладающего рекордно малым параметром затухания. В данной работе описаны первые эксперименты, посвященные изучению процессов взаимодействия трансляционной и изгибных мод колебаний доменной стенки в ЖИГ, в которых, в частности, удавалось определить закон дисперсии магнонов в движущейся стенке.

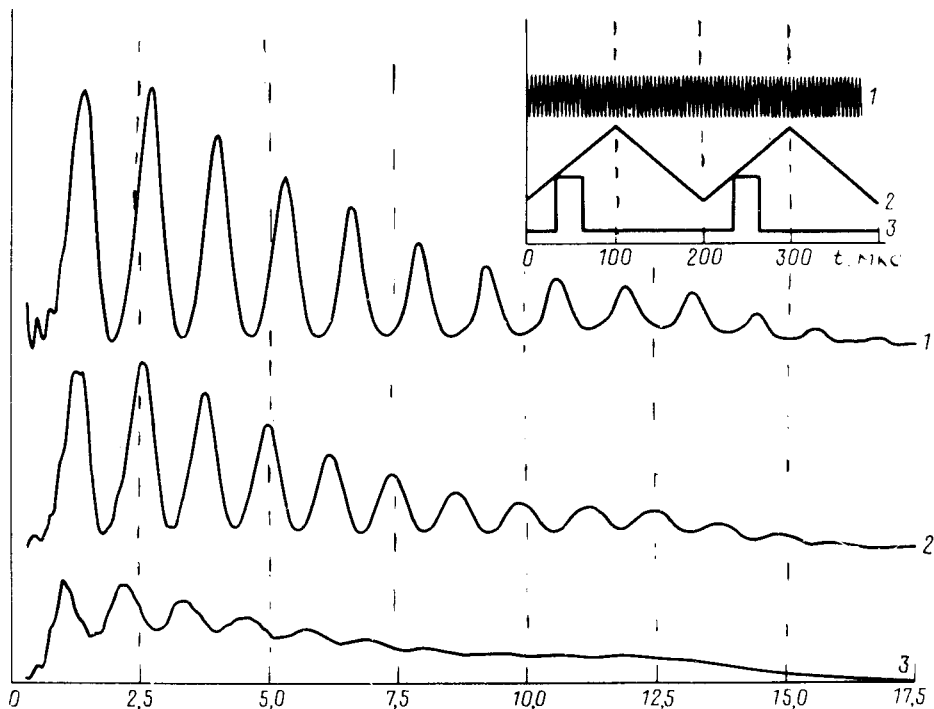


Рис. 1. Зависимости амплитуды колебаний стенки от частоты поля  $H_x = 19$  мЭ, измеренные при различных амплитудах поля  $H_x$  (скоростях стенки, соответственно):  $H_x = 0$  Э (0 м/с) - 1; 0,05 Э (0,6 м/с) - 2; 0,12 Э (1,6 м/с) - 3;  $H_x = 28$  Э. Кривые выведены из памяти ЭВМ на телеэкран и разнесены по вертикали. На вставке показаны временные развертки синусоидального поля  $H_x$  (1), пилообразного поля  $H_x$  (2), и прямоугольных импульсов (3) длительностью 30 мкс, в течение которых проводилось измерение амплитуды высокочастотных колебаний стенки

Образец прямоугольной формы, размерами  $20 \times 0,3 \times 0,04$  мм, содержал единственную доменную стенку, параллельную длинной стороне. Она разделяла домены с векторами намагниченности  $\vec{M}$  в плоскости пластинки (112). Перпендикулярное к этой плоскости однородное постоянное магнитное поле  $H_x$  стабилизировало исходное "намагниченное" состояние стенки (т.е. без блоховских линий). Ее статическое положение равновесия в образце

определялось внутренним градиентным полем, величина которого характеризуется измеренным коэффициентом возвращающей силы  $\kappa = 4,4 \cdot 10^3 \text{г/см}^2 \cdot \text{с}^2$ . Поэтому, для смещения стенки с постоянной скоростью использовалось линейно возрастающее во времени поле  $\vec{H}_z \parallel \vec{M}$ , которое компенсировало влияние указанного градиентного поля. Изгибные моды колебаний стенки возбуждались однородным высокочастотным полем  $\vec{h}_z \parallel \vec{M}$ , амплитуда которого при развертке по частоте поддерживалась постоянной. Регистрация колебаний стенки осуществлялась индуктивным методом, с помощью приемной скомпенсированной катушки, намотанной непосредственно на образец. Сигнал с этой катушки подавался на специально разработанный электронный прерыватель и затем на анализатор спектра типа СК4-59, работавший в режиме измерителя амплитудно-частотных характеристик. Таким образом, селективное измерение амплитуды высокочастотных колебаний стенки проводилось только в течение коротких импульсов в определенной фазе низкочастотного пилообразного поля  $H_z$  (см. вставку к рис. 1). Управление разверткой анализатора по частоте, а также дополнительное накопление и усреднение сигнала осуществлялись с помощью ЭВМ. С целью полного устранения вклада в сигнал, связанного

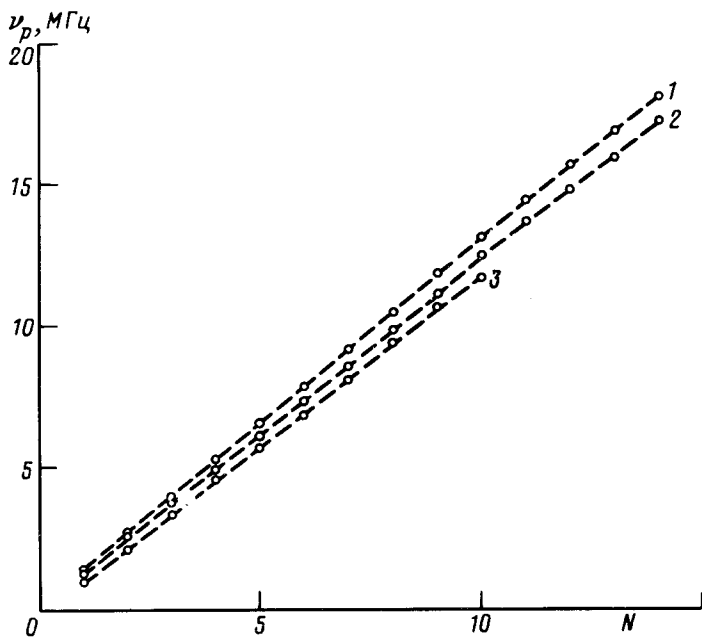


Рис. 2. Зависимости резонансной частоты пика  $\nu_p$  от его номера  $N$ , полученные из обработки кривых 1 - 3 рис. 1

со слабой нескомпенсированностью катушки проводились измерения спектров образца при наличии доменной стенки и без нее с последующим вычитанием второго из первого. Применение такой методики позволяло регистрировать как чрезвычайно малые смещения стенки (в десятки раз меньше чем при магнитооптических измерениях <sup>4,5</sup>), так и очень большие, когда стенка уже могла доходить до краев образца.

На рис. 1 приведены зависимости амплитуды высокочастотных колебаний стенки от частоты поля  $h_x$ , измеренные при нескольких значениях амплитуды  $H_x$  пилообразного поля. Наблюдаемый набор почти эквидистантных резонансных пиков связан с возбуждением стоячих волн изгиба стенки по толщине образца <sup>4</sup>. С увеличением  $H_x$  отчетливо выявляются два эффекта. Во-первых, происходит смещение резонансных частот, которое обуславливает уменьшение наклона зависимости частоты пика от его номера  $\nu_p(N)$  (рис. 2). Более подробные измерения показывают, что изменение  $\nu_p$  с увеличением  $H_x$  имеет нелинейный монотонно убывающий характер (рис. 3). И, во-вторых, при достаточно больших  $H_x$  происходит подавление пиков (кривая 3, рис. 1), причем наиболее сильно подавляются высокочастотные, т. е. длинноволновые моды.

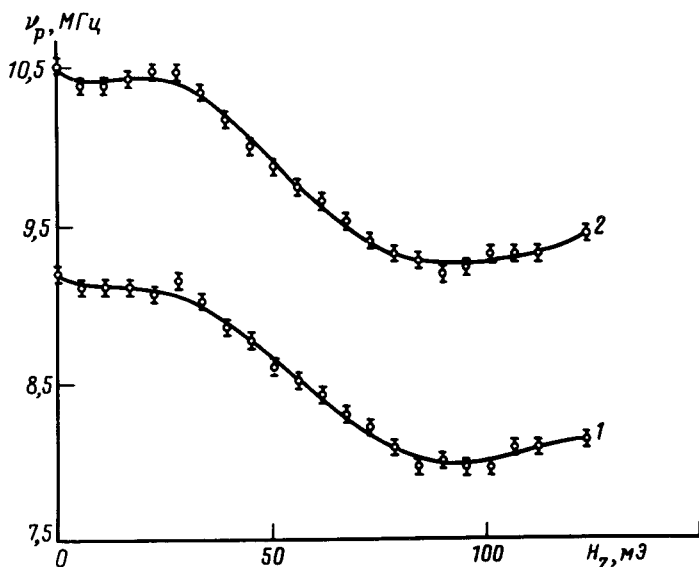


Рис. 3. Зависимости частоты пика с  $N = 7$  (1) и  $N = 8$  (2) от  $H_x$  при  $H_x = 28$  Э и  $h_x = 19$  мЭ

Поскольку зависимость  $\nu_p(N)$  характеризует закон дисперсии изгибных мод, полученные данные свидетельствуют об уменьшении их фазовой скорости. Такой эффект, по-видимому, связан с тем, что при стационарном движении появляется небольшой угол между намагниченностью в стенке и ее плоскостью, пропорциональный смещающему полю. Поэтому влияние этого поля на спектр магновов аналогично влиянию слабого поля  $H_y$ , нормального к плоскости стенки. А такое поле, как было установлено в <sup>5</sup>, приводит к квадратичному уменьшению фазовой скорости  $(1 - (MH_y/2K)^2)$ , где  $K$  - константа анизотропии. Расчет спектра возбуждений стенки в легкоосном ферромагнетике, движущейся с малой скоростью  $V \ll V_w = \gamma 2\pi M \Delta$  ( $\gamma$  - гиромагнитное отношение,  $\Delta = (A/K)^{1/2}$  - параметр ширины стенки,  $A$  - константа обмена) проводился в <sup>6</sup> и для фазовой скорости была получена зависимость типа  $(1 - (V/V_w)^2)^{1/2}$ . Это качественно согласуется как с приведенными выше соображениями, так и с нашими экспериментами (см. рис. 3), если учесть, что скорость стенки  $V$  пропорциональна  $H_x$ .

Что касается упомянутого эффекта преимущественного подавления длинноволновых возбуждений, то здесь нужно учитывать два обстоятельства. Во-первых, с увеличением скорости стенки возрастает диссипация за счет многомагнонных процессов, которые сами могут обладать пространственной дисперсией<sup>2</sup>. И, во-вторых, при больших  $V$  в стенке увеличивается число мелкомасштабных динамических неоднородностей ее структуры (различных типов как коротко-, так и долгоживущих нелинейных возбуждений). Взаимодействие изгибных волн с такими неоднородностями также может привести к наблюдавшейся дисперсии затухания. К сожалению, в теории такого рода процессы, насколько нам известно, до сих пор не рассматривались даже для простейших идеализированных моделей.

### Литература

1. Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967.
  2. Бутрим В.И., Иванов Б.А., Мицай Ю.Н. ФТТ, 1987, 29, 3644.
  3. Звездин А.К., Попков А.Ф. ФТТ, 1987, 29, 268.
  4. Дедух Л.М., Никитенко В.И., Сыногач В.Т. ЖЭТФ, 1988, 94, 312.
  5. Сыногач В.Т. ФТТ, 1990, 32, 4370.
  6. Thiele A.A. Phys. Rev. B, 1973, 7, 391.
-