

## РЕЗОНАНС СМЕЩЕНИЯ И СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В ДОМЕННЫХ ГРАНИЦАХ ФЕРРОМАГНИТНОГО $\text{CrBr}_3$

В. А. Тулин

Исследована высокочастотная восприимчивость тонкой пластины ферромагнитного  $\text{CrBr}_3$  в области существования доменной структуры. Обнаружена интенсивная линия и периодическая система менее интенсивных линий поглощения. Данные интерпретируются как спиновые волны в доменных стенках.

Исследованию высокочастотных свойств ферромагнетиков в области существования доменной структуры (ДС) посвящено большое количество работ [1]. Первый полный расчет спектра ферромагнетика в области ДС был выполнен в работе Винтера [2], где было отмечено изменение спектров объемных спиновых волн и возникновение новых ветвей, отвечающих наличию в образце доменных стенок. Более конкретные и пригодные для обсуждения расчеты спектров в подобном случае были проведены в работах Барьяхтара и др. [3, 4]. В настоящей работе исследуются наиболее низкочастотные резонансы в образце ферромагнетика с доменной структурой.

В качестве исследуемого вещества взят  $\text{CrBr}_3$ , представляющий собой гексагональный слоистый кристалл со структурой  $\text{ViI}_3$ . При температуре  $T_c = 34,5\text{K}$  он переходит в ферромагнитное состояние с анизотропией типа легкая ось (ось шестого порядка). Намагниченность насыщения составляет величину  $4\pi M_0 = 3520$  гс при  $T = 0$ , величина поля анизотропии  $H_A = 6,5$  кЭ и обменное поле  $H_E = 180$  кЭ [5, 6]. Кристаллы были выращены Клинковой в ИФТТ АН СССР методом газотранспортной реакции. Они имели вид пластинок толщиной от десятков до сотен микрон с поперечными размерами порядка одного сантиметра. Кристаллы легко расщеплялись (подобно слюде) и это использовалось при подготовке образцов к эксперименту для получения чистой, свежей поверхности. Поверхность кристалла довольно быстро портится, и это практически не допускает повторного исследования одного и того же образца.

Изучалось изменение сигнала, прошедшего через резонансный контур с образцом. Образец помещался рядом с катушкой индуктивности, представляющей собой четыре витка медной проволоки. Чтобы исключить влияние краев кристалла, которые были как правило далеки от совершенства, между образцом и катушкой размещался медный экран с диафрагмой диаметром 3 мм. Таким образом исследовалось поглощение высокочастотного поля на частоте от 300 до 1000 мГц центральной, наиболее хорошей частью образца. Контур был включен в цепь генератор-приемник на проход. Наблюдаемые сигналы имели большую амплитуду, добротность контура от величины порядка 500 менялась в два раза. Сигнал с приемника записывался самописцем при медленном прохождении магнитного поля. Магнитное поле располагалось горизонтально в плоскости образца, плоскость образца устанавли-

валась вертикально. Высокочастотное магнитное поле было параллельно статическому. Ось легкого намагничивания перпендикулярна плоскости образца  $\chi''$  (д.е.)

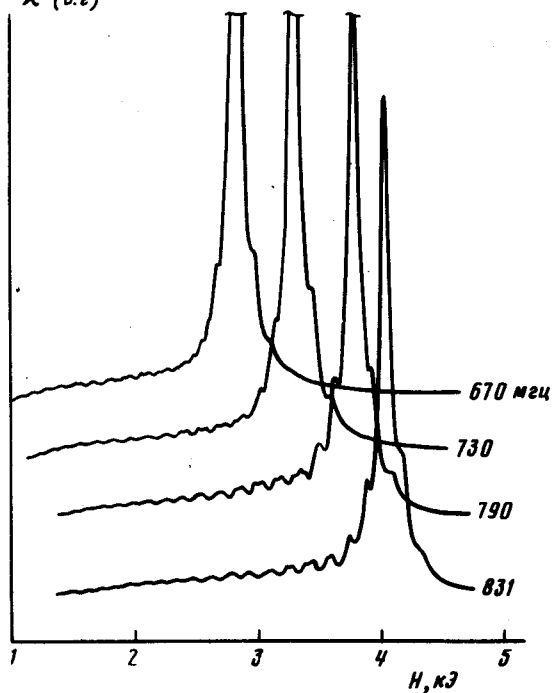


Рис. 1. Зависимость поглощения в образце  $\text{CrBr}_3$  от магнитного поля

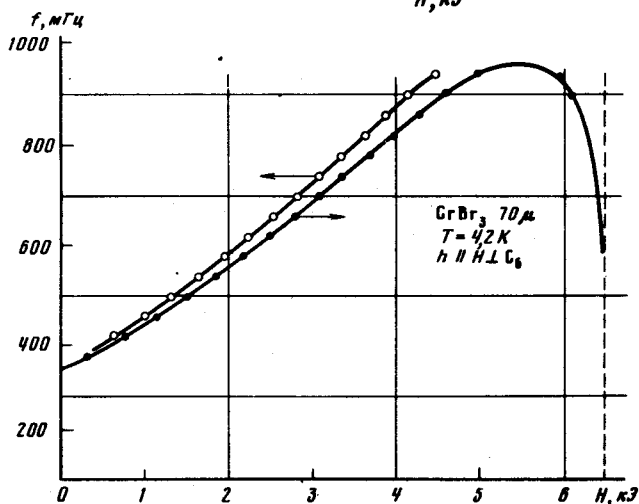


Рис. 2. Зависимость частоты интенсивного пика поглощения от магнитного поля

На рис. 1 представлены записи поглощенной в образце мощности ( $\chi''$  — мнимая часть восприимчивости). Поглощение в образце представляет собой одну интенсивную линию шириной  $\sim 150$  Э и существенно меньшую по интенсивности структуру эквидистантных по полю максимумов, частично расщепленных в некотором диапазоне. По мере понижения частоты диапазон расщепления увеличивается и на частоте ниже 670 МГц (см. рис. 1) уже становится трудно разобраться в этой структуре. На рис. 2 представлена зависимость частоты, при которой наблюдается интенсивная линия поглощения, от магнитного поля. Поле, обозначенное вертикальной штриховой линией, по-видимому, соответствует

критическому полю существования доменной структуры. В этом поле на всех исследуемых частотах существует особенность в высокочастотной восприимчивости, небольшая по амплитуде, но с резким спадом со стороны больших полей. По мере возрастания частоты вблизи этой особенности формируется еще одна линия поглощения и на частоте  $\sim 900$  МГц ее интенсивность приближается к интенсивности ранее описанной линии. Эти две линии представляют собой одну ветвь резонанса, частота которой в малых полях возрастает, как это изображено на рис. 2, а затем резко убывает при приближении к штриховой линии. При прохождении от нулевого значения и от поля большего поля насыщения наблюдается гистерезис положения этой линии. Это отражено на рис. 2, где стрелками указано направление прохождения по магнитному полю.

Для описания наблюдаемого сигнала воспользуемся выражением характеристического уравнения из работы Барьяхтара и Иванова [3]

$$m \frac{\partial^2 f_i}{\partial t^2} - \sigma \left( \frac{\partial^2 f_i}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 f_i}{\partial y^2} \right) - \frac{M_0^2 \xi}{l_z} (f_i - f_{i+1}) = 0, \quad (1)$$

где  $m$  — эффективная масса единицы площади доменной границы,  $\sigma$  — поверхностное натяжение доменной границы,  $\xi$  — множитель порядка единицы,  $f_i$  — отклонение  $i$ -й доменной границы от положения равновесия,  $z, y$  — координатные оси в плоскости доменной границы. Из этого выражения можно получить частоты собственных колебаний доменных границ

$$\omega^2 = \frac{\sigma}{m} k_{\perp}^2 + \frac{M_0^2 \xi}{l_z m} (1 - \cos k_{\parallel} l_0). \quad (2)$$

Здесь  $k_{\perp}$  — волновой вектор в плоскости доменной границы,  $k_{\parallel}$  — волновой вектор, перпендикулярный этой плоскости,  $l_z$  — толщина пластины ферромагнетика и  $l_0$  — период доменной структуры.

Второй член соответствует волнам колебаний ширины доменов. Из этих колебаний будет существенно выделена мода, отвечающая границе зоны Брюллюэна для доменной структуры. Она соответствует увеличению доменов с одним направлением намагниченности и уменьшению с другим ( $k_{\parallel} = 2\pi/l_0$ ), это так называемый резонанс смещения доменных стенок.

Полагая, что интенсивная линия отвечает этому резонансу, можно отметить, что коэффициент при втором члене в (2), кроме массы доменной стенки не содержит величин зависящих от поля в некотором диапазоне магнитного поля. Поэтому возрастающий участок кривой на рис. 2 определяется уменьшением массы доменной стенки. При нашей геометрии с увеличением магнитного поля происходит разворот намагниченности в доменах от антипараллельной (перпендикулярной внешнему полю) к параллельной. Это соответствует уменьшению угла разворота намагниченности в доменной стенке от  $180$  к  $0^\circ$  и уменьшению ее удельной массы.

Вернемся к первому члену в формуле (2). Этот член соответствует изгибным колебаниям доменной стенки. Спиновые волны этого сорта

были бы представлены в нашей геометрии в виде стоячих волн на ширине доменной границы. Доменная структура в этом случае вероятно имеет полосатую структуру с шириной доменной стенки порядка толщины образца. В этом случае будут возбуждаться колебания с волновыми векторами  $n\pi/l_z$ , где  $n$  — целое число. Обычно оказываются связанными с внешним полем волны с нечетным значением  $n$ . Интерпретируя таким образом наблюдаемую эквидистантную структуру можно построить зависимость частоты наблюдаемых максимумов структуры от их номера (при некотором значении магнитного поля). Это изображено на рис. 3. Зная толщину образца, можно получить скорость волн этого типа в области наблюдения

$$v = \frac{\Delta\omega}{\Delta k} \approx (1,4 \pm 0,15) \cdot 10^5 \text{ см/сек.}$$

Причиной расщепления может быть связь колебаний указанного типа. Изгибные волны одной моды могут колебаться в фазе и в противофазе в соседних доменных стенках. При наличии связи между описанными колебаниями разные фазы будут отвечать разным энергиям. По мере роста волнового вектора связь будет уменьшаться.

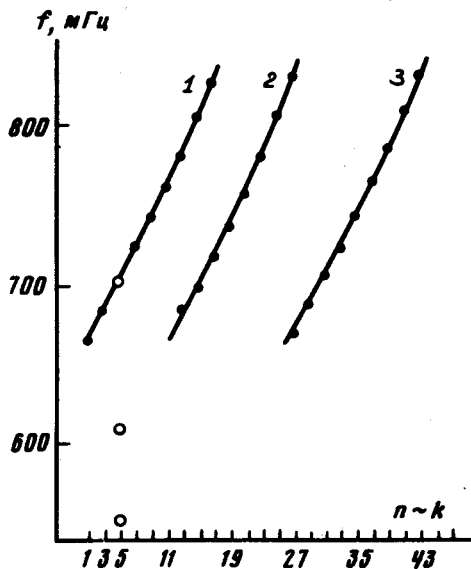


Рис. 3. Зависимость частоты линий поглощения структуры от номера линии. Номер 1 приписывается линии структуры в максимальном поле. 1 —  $H = 1,92$  кЭ, 2 — 2,3 кЭ, 3 — 3,7 кЭ.

Таким образом обнаружены спиновые волны в доменных стенках ферромагнитного  $\text{SrFe}_3$ . Данная работа могла быть выполнена только при наличии кристаллов, поэтому автор выражает большую благодарность Л.А.Кликовой за любезно предоставленные монокристаллы.

Институт физики твердого тела  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
1 апреля 1980 г.

### Литература

- [1] В.И.Дудкин, А.И.Пильщиков. Магнитные и кристаллохимические исследования ферритов, стр. 153. Сб. под редакцией К.П.Белова и Ю.Д.Третьякова. Изд. Московского университета, 1971.
- [2] J. M. Winter. Phys. Rev., 124, 452, 1961.

- [3] В.Г.Барьяхтар, Б.А.Иванов. ФММ, 36, 690, 1973.
- [4] В.Г.Барьяхтар, Б.А.Иванов, А.Л.Сукстанский. ФТТ, 21, 3003, 1979.
- [5] I.Tsubokawa. J. Phys. Soc. Japan, 15, 1664, 1960.
- [6] J.F.Dillon, Jr., H.Kamimura, J.P.Remeika. J. Appl. Phys., 34, 1240, 1963.
-