

05.2; 08; 09

© 1992

ОСОБЕННОСТИ ПОВЕРХНОСТНЫХ
МАГНИТОАКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН
НА РОСТОВЫХ ГРАНЯХ ЖИГ

М.Ф. Г а н и е в, Ю.А. К у з а в к о

Исследование влияния взаимодействия упругой и спиновой подсистем магнетика на условия возбуждения и характер распространения поверхностных магнитоакустических волн (ПМАВ) по сравнению с объемными является более информативным, но и более сложным для анализа из-за присутствия в них связанных между собой как поперечных, так и продольных компонент колебаний. Если в кубических магнетиках объемные волны изучены достаточно подробно и существует неплохое теоретическое объяснение наблюдаемых магнитоакустических эффектов [1], то ПМАВ исследовались эпизодически как экспериментально, так и теоретически [2]. В общем случае вдоль произвольного среза кубического феррита распространяется обобщенная рэлеевская волна (ОРВ) даже без учета магнитоупругого взаимодействия (МУ). В частных случаях, когда срез является определенным образом симметричным, то существуют такие направления, вдоль которых распространяются обычные рэлеевские волны, иногда не чувствующие магнитную подсистему, или чисто сдвиговые ПМАВ – типа волн Гуляева–Блюстейна [3]. В ненасыщенных магнитных кристаллах динамика МУ колебаний еще существенней усложняется из-за наличия различных типов доменов [4].

Целью данной работы являлось проведение эксперимента и теоретического обоснования особенностей распространения ПМАВ на естественных гранях ЖИГа.

Исследуемый в настоящей работе монокристалл $\gamma_3\text{Fe}_2\text{O}_3$ имел тетраэдро-ромбоэдрическую форму с характерными гранями $\{110\}$, $\{211\}$. На поверхности $\{211\}$ была смонтирована линия задержки на ПМАВ с помощью встречно-штыревых преобразователей (ВШП), накладываемых на поверхность грани. На передающий ВШП подавались импульсы длительностью ~ 0.1 мкс, частотой заполнения ~ 36 МГц амплитуды до 10 В. Постоянное магнитное поле H менялось в диапазоне $-4-4$ кЭ и лежало в плоскости поверхности (211) . Установка позволяла менять угол ориентации H относительно кристаллографической оси $[\bar{1}11]$, принадлежащей грани (211) . Геометрия эксперимента приведена на вставке рис.2. Относительная точность установления угла ψ составляла 1° , а поля $H - 2$ Э.

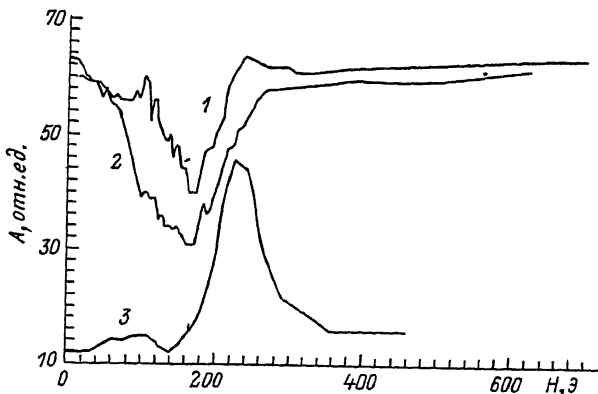


Рис. 1. Экспериментальные зависимости 1, 2 - амплитуды ПМАВ для $\psi = 0^\circ$ (1), $\psi = 30^\circ$ (2); 3 - амплитуды второго („медленного“) импульса от величины внешнего постоянного поля H .

Возбуждаемые ПМАВ регистрировались приемным ВШП. Исследовалась амплитуда прошедшего импульса в зависимости от величины и направления поля H . Скорость ПМАВ вычислялась по времени задержки импульса и расстоянию между центрами ВШП (11 мм) и составляла $3,6 \cdot 10^3$ м/с, что совпадает с табличными данными по ЖИГУ.

На рис. 1 приведены полевые зависимости амплитуды $A(H)$, прошедшей ПМАВ при двух различных ориентациях внешнего магнитного поля H . ПМАВ испытывает максимальное затухание до 70% в диапазоне полей 140–430 Э, в котором помимо такого максимума наблюдается ряд мелких осцилляций. При изменении угла ψ для его значений 50 – 60° минимум $A(H)$ уширяется и углубляется с одновременным смещением в область больших полей. При отсутствии поля и в полях насыщения амплитуды $A(H)$ приблизительно равны. Для значения поля $H = 230$ Э приведена на рис. 2. зависимость амплитуды $A(H)$ от ориентации поля H , имеющая 180° - периодичность с двумя различными минимумами при 60 и 130° . Отметим, что полевые изменения скорости ПМАВ во всех измерениях не превышали 3% и их поведение соответствовало поведению амплитуд $A(H)$.

Помимо первого принятого импульса, через некоторый постоянный промежуток времени наблюдался второй принятый импульс, отличающийся по сравнению с первым меньшим значением скорости ($v_{II} \approx 1,1 \cdot 10^3$ м/с). Полевая зависимость амплитуды его представлена на рис. 1 (кривая 3). На второй грани (110) кристалла ЖИГа в отличие от исследуемой грани (211) указанные особенности для ПМАВ не наблюдались.

Для теоретического объяснения особенностей ПМАВ необходимо прежде всего определить равновесные направления магнитных

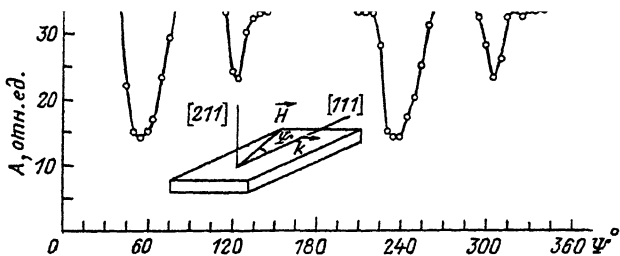


Рис. 2. Угловая зависимость амплитуды ПМАВ при $H=230$ эрстед. На вставке изображена геометрия эксперимента. Угол φ менялся в плоскости (211).

моментов в доменах ЖИГа, для которого имеет место восемь осей легкого намагничивания (ЛО): $[111]$, $[\bar{1}11]$, $[1\bar{1}1]$, $[\bar{1}\bar{1}1]$ и им противоположные. Следовательно, при $H=0$ существует восемь типов доменов с такими направлениями магнитных моментов M_{0i} в них.

В общем случае процесс намагничивания кубического феррита происходит следующим образом: при приложении поля \vec{H} начинается процесс вращения к его ориентации \vec{M}_{0i} , в тех доменах, магнитные моменты \vec{M}_{0i} которых имеют острые углы с полем \vec{H} , а для доменов, магнитные моменты \vec{M}_{0i} которых имеют тупые углы с полем \vec{H} , наблюдаются процессы смещения доменных стенок таким образом, что объем таких доменов убывает. Такие процессы продолжаются до тех пор, пока образец не переходит в монодоменное состояние. Как правило, при намагничивании материалов имеют место оба процесса, но иногда возможно намагничивание только за счет одного из процессов. Заметим, что если ориентация поля \vec{H} совпадает или близка к направлению ЛО, то образец намагничивается в конечном поле, соизмеримом с полем размагничивания. Если же ориентация поля H совпадает или близка к направлению трудной оси (ТО), то его намагничивание первоначально происходит вдоль некоторого направления, близкого к ЛО, с последующим доворотом намагниченности (возможно уже монодоменного образца) к ТО, при этом, как известно, намагничивание образца вдоль ТО достигается в бесконечном поле.

Были определены направления ЛО и их проекций для плоскостей (211) и (110) (I и II случаи). Отсюда стало видно, что M_{0i} симметричны относительно (110) и в поле $\vec{H} \perp [110]$ нормальная суммарная намагниченность отсутствует $M_0^{(n)} = \sum M_{0i}^{(n)} \equiv 0$, то для (211) и в поле $\vec{H} \perp [211]$ сказанное не выполняется. Вследствие этого и в предположении малости размеров доменов по сравнению с длинами ПМАВ можно ожидать существенных различий в виде

волновых уравнений для ПМАВ на этих гранях, а также и для их решений. Второе предположение в вышесказанном оправдано тем, что для рассматриваемой нами частоты $\omega = 2\pi \cdot 35$ МГц длина ПМАВ $\lambda = 10^{-4}$ м, а размеры доменов в ЖИГе $d \sim 10^{-5}$ м. Оно позволяет не рассматривать распространение ПМАВ в магнито-неоднородной среде, а допускает условно считать распространение волн в магнитооднородной среде с данным значением суммарной намагниченности M_0 (Н).

Анализ распространения ПМАВ показывает, что ПМАВ на грани (211), в отличие от ПМАВ на грани (110), наиболее подвержена МУ взаимодействию, чем и объясняются полученные экспериментальные результаты. МУ взаимодействие сказывается наиболее сильно при таких ориентациях внешнего магнитного поля, когда оно максимально близко к ЛО, т.е. можно сделать вывод о чувствительности ПМАВ к магнитокристаллической анизотропии феррита. Именно $M_0^{(n)} \neq 0$ объясняет возникновение осцилляций ПМАВ.

Наблюдаемый второй импульс (кривая 3 на рис. 1) имеет существенно другие, по сравнению с первым, полевые и угловые зависимости, что позволяет предположить другую природу возникновения второго импульса, и что требует отдельного обсуждения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Туров Е.А., Шавров В.Г. // УФН. 1983. Т. 140. С. 429-462.
- [2] Филиппов Б.Н. Поверхностные спиновые и магнитоупругие волны в ферромагнетиках. Свердловск. Препринт ИФМ УНЦ АН СССР. В. 80/1. 1980. 63 с.
- [3] Гуляев Ю.В., Кузавко Ю.А., Олейник И.Н., Шавров В.Г. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. В. 2. С. 674-676; Acta Physica Polonica. 1985. V. A58. N 2. P. 289-292.
- [4] Кузавко Ю.А. // Вести АН БССР. Сер. физ.-техн. наук. 1990. В. 1. С. 75-79; Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 17. С. 22-26.

Поступило в Редакцию
20 марта 1992 г.