

ЭЛЛИПТИЧНОСТЬ И ВРАЩЕНИЕ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ УЛЬТРАЗВУКА В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ С КУБИЧЕСКОЙ СИММЕТРИЕЙ

© Б.В.Тарасов, А.М.Бурханов, К.Б.Власов

Институт физики металлов Уральского отделения

Российской академии наук,

620219 Екатеринбург, Россия

(Поступила в Редакцию 25 января 1996 г.)

Наряду с вращением плоскости поляризации ультразвука (магнитоакустическим аналогом магнитооптического эффекта Фарадея) для ферромагнетиков рассчитана, и в железо-иттриевом гранате $Y_3Fe_5O_{12}$ измерена сопровождающая вращение эллиптичность ультразвука. Зависимости этих эффектов от напряженности внешнего магнитного поля получены при различных частотах. При распространении ультразвука вдоль поля и оси трудного намагничивания обнаружено проявление в этих эффектах второго магнитоакустического резонанса ниже поля магнитного насыщения H_s , и проанализировано его отличие от магнитоакустического резонанса, имеющего место выше H_s .

Вращение плоскости поляризации при прохождении ультразвука (магнитоакустический аналог магнитооптического эффекта Фарадея) в ферродиэлектриках, обусловленное магнитной гиротропией, связанной с прецессией намагниченности, предсказано Киттелем [1]. Однако его расчет ограничивался областью магнитных полей, существенно превышающих поле магнитоакустического резонанса (МАР). Для более широкой области полей, включающей и поле МАР (но выше поля магнитного насыщения H_s , ферродиэлектрика), этот эффект теоретически рассмотрен в [2], а экспериментально обнаружен и исследован в [3,4]. Учет [5,6] поглощения и пространственной дисперсии спиновых волн, с которыми взаимодействуют упругие колебания, позволил предсказать возникновение эллиптичности ультразвука, сопровождающей вращение плоскости поляризации. Были рассчитаны зависимости угла поворота плоскости поляризации φ и эллиптичности ϵ от напряженности магнитного поля для бесконечного магнитоодноосного монокристаллического ферродиэлектрика в области полей выше H_s .

В [4,7,8] величина угла φ и его зависимость от напряженности внешнего магнитного поля H определялись экспериментально из кривых периодической зависимости от H амплитуды сигнала на приемном пьезопреобразователе. Максимумы (или минимумы) на этой зависимости соответствуют повороту плоскости поляризации на дискретные значения угла φ , кратные $\pi/2$. Этот способ применим, когда угол φ превышает $\pi/2$ и отсутствует эллиптическая поляризация волны.

Поскольку вращения плоскости поляризации при МАР, согласно теории [5,6], должно сопровождаться эллиптичностью волн, целесообразно использовать метод [9], позволяющий определять не только φ , но и ε без ограничений на их величины. В настоящей работе представлены результаты теоретического и экспериментального исследований зависимостей $\varphi(H)$ и $\varepsilon(H)$ при различных значениях частоты f , задаваемой пьезогенератором. Эксперименты выполнялись на образце железо-иттриевого граната (ЖИГ) $Y_3Fe_5O_{12}$ в области полей не только выше, но и ниже H_s . Рассмотрен случай, когда направление распространения ультразвука и вектор \mathbf{H} совпадают с направлением оси трудного намагничивания [001].

1. Объект и методика эксперимента

Для эксперимента был использован сферический образец монокристалла ЖИГ диаметром 8.38 мм. После рентгенографической ориентации два диаметрально противоположных участка сферы были шлифованы для приклейки пьезопреобразователей. При диаметре плоских участков 2.7 мм расстояние между ними (т.е. длина акустического пути) составляло 7.9 мм. Наличие плоских участков на сфере привело к увеличению поля насыщения H_s до 695 ± 5 Ое в направлении, совпадающем с нормалью к плоскостям.

Чтобы исключить интерференцию упругоподобных волн, обусловленную их многократными отражениями от границ образца, использовались поперечные упругие импульсы длительностью $1.5 \mu s$. Они генерировались и принимались с помощью преобразователей из ниобата лития 108° среза, которые приклеивались к образцу салолом.

Для одновременного определения φ и ε использован метод [9], основанный на измерении фазы и амплитуды упругой волны, прошедшей через образец, при двух значениях угла разворота $\alpha_{1,2} = \pm 45^\circ$ приемного пьезопреобразователя относительно излучающего. Изменения фазы и амплитуды исследуемого сигнала определялись с помощью высокочастотного моста по изменениям частоты задающего генератора и показаний аттенюатора, которые необходимо выполнить для восстановления баланса моста при изменении внешнего параметра, в частности поля H , определяющего состояние образца. При обработке экспериментальных данных учитывались сдвиг фазы Δf и изменение амплитуды сигнала ΔA , возникающие при переклейке пьезоприемника из положения α_1 в α_2 из-за неидентичности склеек [10].

Абсолютные погрешности определения φ и ε составляли 5° и 0.05 соответственно. Измерения зависимостей $\varphi(H)$ и $\varepsilon(H)$ были выполнены при фиксированной температуре $20.4^\circ C$ на частотах 58, 177, 230 и 392 МГц. Напряженность магнитного поля снижалась от 1.2 кОе до нуля.

2. Теория

1) Рассмотрим сначала область полей $H > H_s$. Из расчета, аналогичного проведенному в [5,6], но выполненного для случая слабой связи между магнитной и упругой подсистемами, когда в ферродиэлектрике могут распространяться и интерферировать между собой переносящие

в основном упругую энергию две упругоподобные волны с противоположными («+» и «-») круговыми поляризациями, следует, что зависимости $\varphi(H)$ и $\varepsilon(H)$ в монокристаллах с кубической симметрией, имеющих форму эллипсоида вращения, определяются соотношениями

$$\varphi = -\frac{zb_2^2\omega^2}{2\rho v^3\gamma M_s} \frac{(H^*)^2 - (\omega/\gamma)^2 - (\Lambda\omega/\gamma)^2}{[(H^* + \omega/\gamma)^2 + (\Lambda\omega/\gamma)^2][(H^* - \omega/\gamma)^2 + (\Lambda\omega/\gamma)^2]}, \quad (1)$$

$$\varepsilon = -\text{th} \frac{zb_2^2\omega^2}{2\rho v^3\gamma M_s} \frac{\Lambda H^* \omega/\gamma}{[(H^* + \omega/\gamma)^2 + (\Lambda\omega/\gamma)^2][(H^* - \omega/\gamma)^2 + (\Lambda\omega/\gamma)^2]}, \quad (2)$$

где

$$H^* = H + H_A + D\omega^2/\gamma v^2, \quad (3)$$

ω — круговая частота, равная $2\pi f$, z — длина акустического пути, M_s — намагниченность насыщения, γ — гиромагнитное отношение, ρ — плотность образца, v — фазовая скорость поперечной упругой волны, b_2 — компонента тензора постоянной магнитоупругой связи, D — постоянная обменной жесткости, характеризующая пространственную дисперсию спиновых волн, Λ — параметр затухания спиновых волн,

$$H_A = (H_A)_{[001]} + H_D \quad (4)$$

эффективное поле магнитной анизотропии, $(H_A)_{[001]} = 2K_1/M_s$ — эффективное поле кристаллографической магнитной анизотропии, K_1 — константа кристаллографической магнитной анизотропии, H_D — эффективное поле анизотропии энергии размагничивающего поля. Для сферического образца при длине упругоподобной волны, гораздо меньшей диаметра образца,

$$H_D = -4\pi M_s/3. \quad (5)$$

Из (1), (2) следует, что при $H^* = \omega/\gamma$ возникает МАР. Это условие эквивалентно равенству

$$\omega = \omega_{\text{сп}}, \quad (6)$$

где $\omega_{\text{сп}} = \gamma H^*$ — собственная частота спиновой волны, когда ее волновой вектор $q_{\text{сп}}$ равен волновому вектору упругой волны ω/v . Поскольку в ЖИГ $K_1 < 0$, то из (3)–(5) получаем

$$\omega_{\text{сп}} = \gamma [H - (H_s - D\omega^2/\gamma v^2)], \quad (7)$$

где

$$H_s = 2|K_1|/M_s + 4\pi M_s/3. \quad (8)$$

Согласно (6), (7), МАР возникает при напряженности внешнего магнитного поля

$$H_1 = H_s + \omega/\gamma - D\omega^2/\gamma v^2. \quad (9)$$

Этот резонанс далее будем называть первым МАР (МАР-1), а поле H_1 — полем первого МАР. На рис. 1 зависимость $\omega_{\text{сп}}(H)$ при $H > H_s$ (кривая 1) рассчитана по соотношению (9) в пренебрежении пространственной дисперсией спиновых волн. В качестве поля H_s взято значение, полученное из измеренной зависимости $M(H)$. Согласно (6),

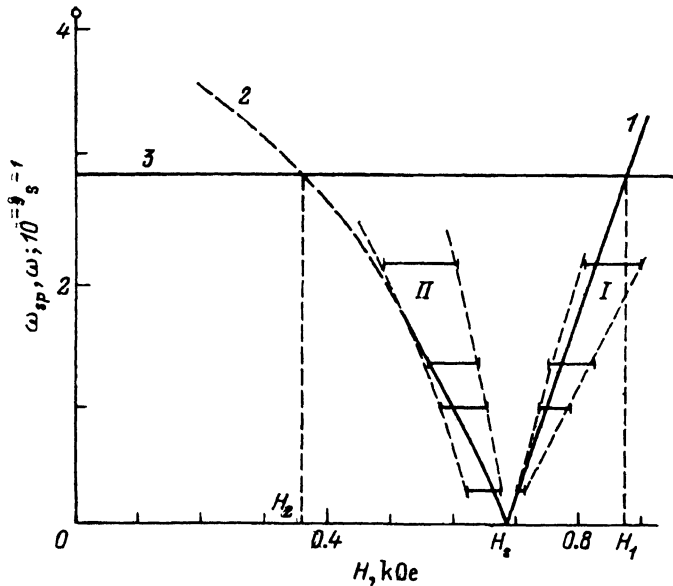


Рис. 1. Зависимости частот спиновой ω_{sp} (1, 2) и упругоподобной ω (3) волн от напряженности магнитного поля H .

Горизонтальные отрезки соответствуют интервалам полей ΔH_1 (при $H > H_s$) и ΔH_2 (при $H < H_s$) для частот $f = 58, 177, 280$ и 392 МГц.

полю H_1 соответствует точка пересечения кривой 1 и прямой $\omega = \text{const}$ (прямая 3). Смещение этой точки по оси абсцисс с изменением ω определяет зависимость H_1 от ω . Такой графический способ определения резонансного поля удобен для случаев, когда зависимость $\omega_{sp}(H)$ отличается от (6).

2) $0 \leq H < H_s$. С уменьшением поля ниже H_s возникает доменная структура. При этом угол θ между ориентацией вектора M домена и осью $[001]$ монокристалла увеличивается от 0° при H_s до значений $54^\circ 44'$ и $54^\circ 44' + 180^\circ$ благодаря процессам вращения вектора M и смещения междоменных границ соответственно. Формулы (1), (2) оказываются уже несправедливыми. Однако, используя графический способ, можно установить вид зависимости $\omega_{sp}(H)$ и сформулировать обусловленные этим видом последствия.

Анализируя условия возникновения ферромагнитного резонанса (ФМР) в сферическом образце монокристалла с кубической кристаллографической симметрией, когда однородная прецессия намагниченности возбуждается внешним однородным переменным магнитным полем, авторы [11] путем решения уравнений движения для намагниченности нашли зависимости ω_{sp} от H . В этом расчете принималось во внимание, что в сферическом образце при однородном изменении намагниченности отсутствует анизотропия размагничивающего поля.

Иная ситуация имеет место при распространении упругоподобных волн: периодические упругие смещения из-за магнитоупругого взаимодействия сопровождаются колебаниями намагниченности, которые в отличие от того, что имеет место при ФМР, неоднородны и распространяются при $H < H_s$ уже не вдоль M_s . Неоднородность намагни-

ченности приводит, во-первых, к появлению размагничивающего поля (5) и, во-вторых, к необходимости учета пространственной дисперсии спиновых волн. Поскольку упругоподобная волна и сопровождающая ее намагниченность распространяются не вдоль M_s , возникает переменное магнитное поле $\mathbf{h} = -4\pi(\mathbf{qm})\mathbf{q}/q^2$, где \mathbf{m} — вектор переменной намагниченности. Поэтому ω_{sp} должна находиться уже из решения связанной системы уравнений Максвелла и уравнения движения для намагниченности. Из-за наличия доменной структуры этот расчет выполнен лишь для двух предельных случаев.

а) $H \lesssim H_s$. В этом случае угол θ мал, поэтому пренебрегалось полем \mathbf{h} . Кроме того, пренебрегалось вкладом в свободную энергию, вносимым пространственной дисперсией спиновых волн, но учитывалось большое слагаемое (5). Результаты расчета, в котором использованы значения $4\pi M_s = 1750 \text{ G}$ и $K_1 = 6 \cdot 10^3 \text{ erg/cm}^3$ [12], представлены сплошной линией на кривой 2 (рис. 1).

б) $H = 0$. При описании естественного МАР, обнаруженного в [13], использовалось соотношение [14]

$$\omega_{sp} = \gamma \left\{ (H_A)_{[111]} \left[(H_A)_{[111]} + 4\pi M_s^2 \sin^2 \theta_0 \right] \right\}^{1/2}, \quad (10)$$

в котором последнее слагаемое обусловлено полем \mathbf{h} ; $\theta_0 = 54^\circ 44'$; $(H_A)_{[111]} = 4|K_1|/3M_s$. Это значение ω_{sp} также приведено на рис. 1 (точка на оси ординат). Зависимости $\omega_{sp}(H)$ должны заканчиваться в этой точке. При промежуточных значениях H частота ω_{sp} должна уменьшаться с ростом H вплоть до нуля при $H = H_s$. Экстраполированный участок зависимости $\omega_{sp}(H)$ на кривой 2 изображен штриховой линией. Полученная таким образом кривая для образца в виде сферы отличается от кривой зависимости $\omega_{sp}(H)$, полученной в [11], в частности тем, что величина поля, при котором $\omega_{sp}(H) = 0$, равна H_s , а не $(H_A)_{[111]}$ и частота ω_{sp} при $H = 0$ определяется (10), а не величиной $\gamma(H_A)_{[111]}$.

Из графического способа следует, что при $H \leq H_s$ может возникнуть второй МАР (МАР-2) в поле H_2 , которому соответствует точка пересечения кривой 2 с прямой 3. Из рис. 1 следует также, что поле H_2 должно уменьшаться с увеличением ω .

3. Обсуждение результатов

1) Рассмотрим сначала подробнее область полей $H \geq H_s$. Из рис. 2 видно, что при частоте $f = 392 \text{ MHz}$ в интервале полей 810–895 Oe модуль ϵ практически равен единице. Наличие этого участка делает возможным создание фильтров для циркулярно поляризованных волн определенной круговой поляризации.

Его существование связано с тем, что в пределах $\Delta H \ll +$ поляризованная упругоподобная волна при прохождении полностью затухает, результирующая волна поляризована по кругу, а угол φ становится неопределенным для интервала ΔH (вследствие чего на рис. 2 нанесены экспериментальные точки для φ лишь вне интервала ΔH). Такое поведение описывается соотношением (2): при больших z , когда отношение z к длине волны λ составляет несколько порядков величин (что и имеет

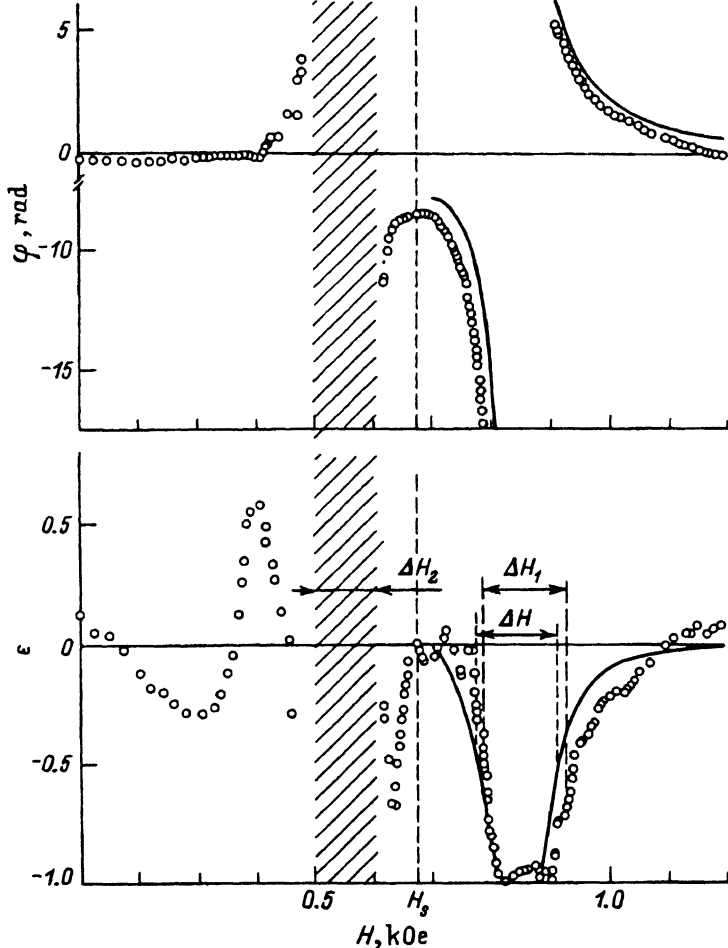


Рис. 2. Зависимости угла поворота плоскости поляризации φ и эллиптичности ϵ от напряженности внешнего магнитного поля H , полученные на частоте $f = 392$ МГц.

место при $f = 392$ МГц), функция th достигает значения, равного единице, в интервале ΔH . С уменьшением ω (увеличением λ) интервал ΔH должен стремиться к нулю, что и наблюдается на эксперименте (рис. 3).

Зависимости φ от $(H^* - \omega/\gamma)^{-1}$ при данной частоте ω и при полях, значительно превышающих резонансные, аппроксимировались прямыми, по наклону которых можно определить постоянную b_2 , а по точке пересечения с осью абсцисс — постоянную D . Оказалось, что b_2 не зависит от частоты, равна $6.5 \cdot 10^6$ эрг/см³ и близка к значению, приведенному в [8]. Определить величину D из-за ее малости не удалось. Можно лишь сделать заключение, что D порядка 10^{-3} и практически не влияет на ход зависимостей $\epsilon(H)$ и $\varphi(H)$.

Наилучшее согласие между экспериментальными результатами для $\epsilon(H)$ и теоретической кривой, построенной по формуле (2), достигается при $\Lambda = 0.07$ на частоте $f = 392$ МГц и при $\Lambda = 0.50$ для $f = 58$ МГц.

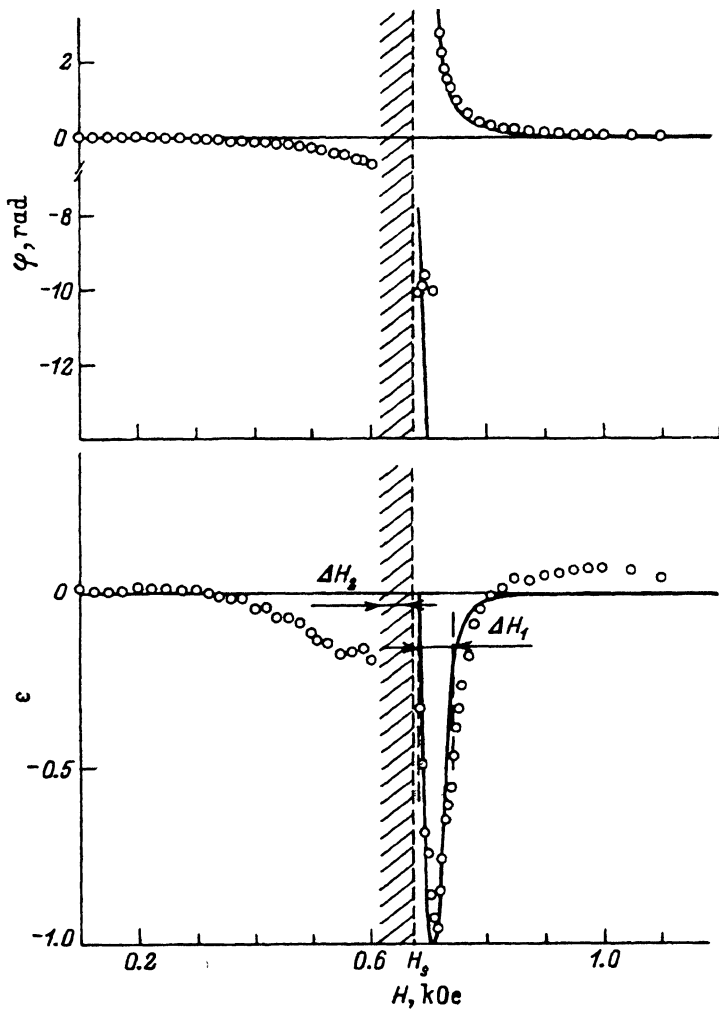


Рис. 3. Зависимости $\epsilon(H)$ и $\varphi(H)$ для $f = 58 \text{ MHz}$.

По экспериментально полученным значениям H_s , b_2 , Λ и $v = 3.66 \times 10^5 \text{ cm/s}$ построены расчетные зависимости $\varphi(H)$. Экспериментальные точки лежат довольно близко к этим кривым (рис. 2, 3).

Из соответствия между теоретическими и экспериментальными данными следует, что особенности на кривых $\epsilon(H)$ и $\varphi(H)$ при $H \geq H_s$ являются следствием проявления МАР-1.

Введем в рассмотрение понятие «ширина резонансной линии» для ϵ как расстояние ΔH_1 между сторонами резонансной кривой $\epsilon(H)$ на половине ее высоты. Она не совпадает, особенно при больших длинах акустического пути, с шириной резонансной линии для аргумента гиперболического тангенса и φ . Форма резонансной линии для ϵ отлична от лоренцевской. В пределах интервала ΔH_1 находится поле H_1 .

Применим графический способ для добавочного анализа опытных данных.

На рис. 1 нанесены горизонтальные отрезки, соответствующие интервалам полей ΔH_1 для частот 58, 177, 230 и 392 МГц. Кривые, проведенные через концы этих отрезков, выделяют область I. Отрезки ΔH_1 являются частями прямых $\mathcal{J}(\omega = \text{const})$. Если резонансные особенности в окрестности H_1 обусловлены МАР-1, то в пределах ΔH_1 должны пересекаться кривые $\omega_{\text{sp}}(H)$ и прямые $\omega = \text{const}$. Следовательно, теоретическая кривая $\omega_{\text{sp}}(H)$ должна проходить через эти точки пересечения, т. е. должна находиться в пределах области I. Теоретическая кривая 1 оказалась действительно лежащей в пределах области I.

По величине расстояния между огибающими области I можно оценить ширину резонансной линии для ε . Она, как следует из рис. 1, уменьшается с понижением ω . Это находится в соответствии с соотношением (2), согласно которому она определяется величиной $\omega\Lambda/\gamma$. На основании анализа результатов опытов по измерению φ и ε можно сделать лишь качественное заключение о зависимости H_1 от ω , а именно из вида области I следует, что поле H_1 уменьшается с понижением ω . Это находится в соответствии с соотношением (9), а также с экспериментальными данными, полученными по измерению зависимости поглощения от ω [15].

2) Рассмотрим теперь область полей $H \leq H_s$. На рис. 2,3 в интервалах полей ΔH_2 отсутствуют экспериментальные данные для φ и ε . Это связано с тем, что в пределах ΔH_2 происходит практически полное поглощение ультразвука.

На рис. 1 для различных частот нанесены горизонтальные отрезки, соответствующие интервалам полей ΔH_2 . Кривые, проведенные через концы этих отрезков, выделяют область II. По соображениям, аналогичным приведенным при описании МАР-1, следует, что если наличие полос поглощения на зависимостях $\varepsilon(H)$ и $\varphi(H)$ обусловлено МАР-2, то теоретическая кривая $\omega_{\text{sp}}(H)$ (кривая 2 на рис. 1) должна находиться в пределах области II. Кривая 2 действительно оказалась при малых ω , где можно пренебречь h , проходящей в области II. Таким образом, можно констатировать, что в области полей $H \leq H_s$ проявляется МАР-2.

О ширине линии поглощения можно судить по величине интервала ΔH_2 или по расстоянию между огибающими область II при $\omega = \text{const}$, а о величине H_2 — по местоположению этого интервала относительно оси абсцисс. Из вида области II, а также из сопоставления зависимостей $\varepsilon(H)$ и $\varphi(H)$ для частот 58 и 392 МГц (рис. 2,3) можно заключить, что с повышением ω поле H_2 уменьшается (что находится в соответствии с вышеприведенными теоретическими соображениями), а ширина линии поглощения увеличивается.

Оценок ширины линии поглощения для МАР-2 еще не существует, так как помимо релаксационных потерь, характеризующихся параметром Λ , при $H < H_s$ возникают потери, связанные со смещением междоменных границ.

3) Обсудим процессы и их проявление, происходящие при МАР-1 и МАР-2. Вблизи H_1 затухание «+» поляризованной упругоподобной волны гораздо больше, чем «-» поляризованной. Из-за этого возникает эллиптичность. Различие в затухании характеризуется параметром Λ и обусловлено тем, что между «+» поляризованными упругоподобной и распространяющейся спиновой волнами происходит магнитоупругое взаимодействие, в то время как между «-» поляризованными

упругой и нераспространяющейся спиновой волнами взаимодействие практически отсутствует. При больших значениях длины акустического пути, когда «+» поляризованная упругоподобная волна вблизи H_1 полностью затухает, $\varepsilon = -1$.

Вблизи H_2 + и - поляризованные упругоподобные волны затухают в одинаковой степени. Одинаковая степень затухания может быть обусловлена следующими причинами. Во-первых, в доменах спиновая волна распространяется не вдоль вектора M . Она эллиптически поляризована. Ее можно разложить на две циркулярно поляризованные спиновые волны с разными амплитудами и противоположными поляризациями. Во-вторых, в тех доменах, в которых ориентация вектора M_s противоположна напряженности магнитного поля, поляризация спиновых волн противоположна той, которая имеет место при $H > H_s$. В обоих случаях происходит взаимодействие не только между «+» поляризованными упругой и спиновой волнами, но и между «-» поляризованными упругой и спиновой волнами, что и приводит к затуханию как «+», так и «-» поляризованных упругоподобных волн.

В заключение авторы выражают благодарность Ю.М. Яковлеву за предоставленные образцы ЖИГ и Н.К. Зайкову за магнитные измерения.

Список литературы

- [1] Kittel C. Phys. Rev. **110**, 4, 836 (1958).
- [2] Власов К.Б., Ишмухаметов Б.Х. ЖЭТФ **37**, 3, 745 (1966).
- [3] Bümmel H.E., Dransfeld K. Bull. Amer. Phys. Soc. **5**, 2, 357 (1960).
- [4] Matthews H., le Craw R. Phys. Rev. Lett. **8**, 10, 397 (1962).
- [5] Власов К.Б., Кулеев В.Г. ФММ **31**, 2, 227 (1971).
- [6] Власов К.Б., Кулеев В.Г. ФММ **32**, 3, 451 (1971).
- [7] Павленко А.В., Яковлев Ю.М., Леманов В.В. ФТТ **11**, 11, 3300 (1969).
- [8] Ле Кроу Р., Комсток Р. В кн.: Физическая акустика / Под ред. У. Мэсона. М. (1968). Т. 3. Ч. Б. 116 с.
- [9] Гудков В.В., Власов К.Б. ФММ **46**, 2, 254 (1978).
- [10] Бурханов К.Б., Власов К.Б., Гудков В.В., Жевстовских И.В. Акуст. журн. **34**, 6, 991 (1988).
- [11] Artman J.O. Phys. Rev. **105**, 1, 62 (1957).
- [12] Яковлев Ю.М., Генделев С.Ш. Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике. М. (1975). 360 с.
- [13] Леманов В.В., Павленко А.В., Шаклин О.В. Письма в ЖЭТФ **8**, 5, 242 (1968).
- [14] Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. М. (1967). 360 с.
- [15] Леманов В.В., Павленко А.В. ЖЭТФ **11**, 57, 1528 (1969).