

УДК 539.216.22  
© 1990РАДИАЦИОННЫЕ ОБМЕННЫЕ ПОТЕРИ ПОВЕРХНОСТНЫХ  
МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН ДЭЙМОНА-ЭШБАХА  
В ПЛЕНКАХ ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВОГО ГРАНАТА

Г. Т. Казаков, А. Г. Сухарев, Ю. А. Филимонов

Обнаружен и исследован механизм обменных радиационных потерь поверхностных магнитостатических волн Дэймона—Эшбаха (ДЭ) в пленках железо-иттриевого граната (ЖИГ). Механизм потерь обусловлен оттоком энергии от волны ДЭ в виде бегущих от поверхности в глубь пленки обменных волн и аналогичен предсказанному Де Веймсом и Вольффрамом.

1. Влияние неоднородного обмена на затухание дипольной поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ) Дэймона—Эшбаха [1] подробно изучено в случае, когда обменные волны, возбуждаемые ПМСВ, испытывают многократный пробег по толщине пленки [2-4]. Следствием этого является резонансный рост потерь ПМСВ на частотах спин-волнового резонанса (СВР) пленки [2]. Такая ситуация реализуется в пленках ЖИГ с достаточно малыми толщиной  $a$  и шириной линии ферромагнитного резонанса (ФМР)  $2\Delta H$ , удовлетворяющих условию [4]

$$\frac{\Delta H}{4\pi M_0} \sqrt{\frac{2\pi}{a}} \frac{a}{\sqrt{1+\eta^2} - \eta_0} \ll 1, \quad (1)$$

где  $\alpha$  — постоянная неоднородного обмена,  $4\pi M_0$  — намагниченность насыщения,  $\eta = 2\omega/\omega_m$ ,  $\eta_0 = \eta_H + 1$ ,  $\eta_H = 2\omega_H/\omega_m$ ,  $\omega_m = \gamma 4\pi M_0$ ,  $\omega_H = \gamma H_0$ ,  $H_0$  — внешнее поле,  $\omega$  — частота,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение. В пленках ЖИГ ( $\alpha = 2.6 \cdot 10^{-11}$  см<sup>2</sup>,  $4\pi M_0 = 1750$  Гс) типичные значения  $\Delta H = 0.2 \div 0.5$  Э и условие (1) в полосе частот существования ПМСВ  $\sqrt{\eta_H^2 + 2\eta_H} \ll \eta \ll \eta_0$  выполняются для толщин  $a \leq 5$  мкм. При  $a > 10$  мкм обменные волны, возбужденные на одной из поверхностей пленки, затухнут прежде, чем успеют отразиться от противоположной поверхности и вернуть энергию ПМСВ; для обменных волн реализуется случай «ферритового полупространства» [4]. Следовательно, в толстых ( $a > 10$  мкм) пленках ЖИГ ПМСВ будет тратить энергию на излучение затухающих в объеме пленки обменных волн и испытывать дополнительные радиационные потери, аналогичные предсказанным ранее [5] для бездиссипативного ( $\Delta H = 0$ ) ферритового полупространства.

В работе сообщается об обнаружении и исследовании обменных радиационных потерь ПМСВ, распространяющихся в пленках ЖИГ. Отметим, что при наличии радиационных потерь параметр диссипации  $\Delta H_q$ , характеризующий затухание бегущих ПМСВ с волновым числом  $q$  и обычно измеряемый в экспериментах [6], будет содержать обменную добавку  $\Delta H_q^{обм}$  ( $\Delta H_q = \Delta H + \Delta H_q^{обм}$ ). Величина добавки  $\Delta H_q^{обм}$  зависит как от волнового числа  $q$ , так и от поверхностного закрепления спинов, характеризуемого параметром  $\Lambda$  [7]: при свободных поверхностных спинах ( $\Lambda = 0$ )  $\Delta H_q^{обм} \simeq \Delta H = 0.2 \div 0.5$  Э для волн с  $q > 10^5$  см<sup>-1</sup> [5], при достаточно сильном закреплении ( $\Lambda > 10^5$  см<sup>-1</sup>)  $\Delta H_q^{обм} \simeq \Delta H$  для ПМСВ с  $q = 10 \div 10^3$  см<sup>-1</sup> [7].

Поскольку наиболее легко возбуждаются и распространяются ПМСВ, имеющие волновые числа  $q < 1/a$ , то возможность обнаружить радиационные обменные потери в пленках толщиной  $a > 10$  мкм необходимо связать с теми пленками, где поверхностные спины закреплены. С другой стороны, установить существование радиационных обменных потерь в пленке можно, воздействуя на параметр  $\Lambda$  и фиксируя разницу в значениях параметра  $\Delta H_q$ , отождествив ее с потерями ПМСВ на излучение обменных волн  $\Delta H_q^{\text{обм}}$ .

Эффект закрепления поверхностных спинов в эпитаксиальных пленках обусловлен различием материальных параметров (намагниченности, поля анизотропии, диссипации и др.) в объеме пленки и переходных слоях, образующихся в процессе роста на внешней поверхности пленки и ее границе с подложкой [8]. Ранее на примере эффекта обменных осцилляций поглощения ПМСВ в тонких пленках ЖИГ ( $a < 5$  мкм) было показано, что прогревание пленки в течение 15 мин при температуре  $\approx 400$  °С и давлении  $\sim 1.3$  Па усиливает, а химическое травление на глубину 0.5—1 мкм уменьшает закрепление [9]. Для этого же случая было показано, что эффективное закрепление спинов зависит от величины поля  $H_0$  и может возрастать от значений  $\Lambda \approx 10^5$  см<sup>-1</sup> при  $H_0 = 700$  Э до  $\Lambda = 8 \cdot 10^3$  см<sup>-1</sup> при  $H_0 = 2000$  Э [10].

Можно ожидать, что и в толстых ( $a > 10$  мкм) пленках ЖИГ эффективное закрепление будет зависеть от поля  $H_0$ :  $\Lambda = \Lambda(H_0)$ . Тогда для таких пленок должно иметь место изменение параметра  $\Delta H_q$  в зависимости от поля  $H_0$ , связанное с меняющимся вкладом обменных радиационных потерь  $\Delta H_q^{\text{обм}} = \Delta H_q^{\text{обм}}(\Lambda(H_0))$ . Причем сравнение поверхностного слоя указанную зависимость диссипативного параметра от поля  $H_0$  должно исключать.

2. В отсутствие резонансов ПМСВ Дэймона—Эшбаха с модами СВР связь диссипативного параметра  $\Delta H_q$  с временным и пространственным декрементами, которые отвечают мнимым частям частоты  $\omega''$  ( $\omega = \omega' + i\omega''$ ) и волнового числа  $q''$  ( $q = q' + iq''$ ), обычно измеряемым в экспериментах, в приближении слабой диссипации ( $\Delta H_q \ll H_0$ ,  $|\omega''| \ll \omega'$ ,  $|q''| \ll q'$ ) имеет вид [4]

$$\Delta H_q = \frac{\omega''}{\gamma} \frac{\partial D}{\partial \omega} \Big/ \frac{\partial D}{\partial \omega_H}, \quad \Delta H_q = \frac{q''}{\gamma} \frac{\partial D}{\partial q} \Big/ \frac{\partial D}{\partial \omega_H}, \quad (2), (3)$$

где  $D = D(\omega, q, \omega_H) = 0$  — дисперсионное уравнение МСВ, в случае ПМСВ [1]

$$D = \gamma^2 - \eta_0^2 + e^{-2\eta a} = 0. \quad (4)$$

Учитывая (4), выражения (2), (3) для расчета  $\Delta H_q$  по измеренным значениям  $\omega''$  и  $q''$  примут вид

$$\Delta H_q = \frac{\omega''}{\gamma} \frac{\eta}{\eta_H + 1}, \quad \Delta H_q = q'' a e^{-2\eta a} \frac{2\pi M_0}{\eta_H + 1}. \quad (2'), (3')$$

Эквивалентность определений (2), (3) легко установить, воспользовавшись для слабозатухающих волн соотношением

$$\omega'' = q'' V_r, \quad (5)$$

где  $V_r = (\partial D / \partial q) / (\partial D / \partial \omega) = (a\omega_m / 2\eta) \exp(-2qa)$  — групповая скорость ПМСВ.

Экспериментально измерялись пространственный декремент и закон дисперсии  $\omega = \omega(q')$  ПМСВ, распространяющихся в эпитаксиальной пленке ЖИГ на подложке гадолиний граната (ГГТ) ориентации (111). Пленка имела параметры:  $4\pi M_0 = 1750$  Гс,  $2\Delta H = 0.5$  Э  $a = 19$  мкм и размеры в плоскости  $15 \times 15$  мм. ПМСВ возбуждались и принимались микрополосковыми закороченными антеннами длиной 5 мм и шириной 30 мкм. Расстояние между антеннами могло плавно меняться, что позволило использовать метод подвижного зонда для построения зависимости  $\omega = \omega(q')$  [11]. Внешнее поле  $H_0$ , создаваемое электромагнитом, ориентировалось параллельно антеннам и менялось в широких пределах  $H_0 = 0 \div 3000$  Э.

Для измерения пространственного декремента  $q''$  мы использовали способ измерения потерь МСВ на основе эффекта генерации эдс увлечения в структуре феррит—полупроводник [12]. Благодаря низкой чувствительности полупроводника к прямой наводке с возбуждающей антенны данный способ в сравнении с методом подвижного зонда [11] оказывается предпочтительнее для обнаружения «тонких» изменений пространственного декремента МСВ [9, 10]. Действительно, в этом случае, размещая полупроводник непосредственно вблизи входной антенны, можно существенно уменьшить вклад дифракционной расходимости МСВ в измеряемую величину пространственного декремента  $q''$ , а для определения самого  $q''$  в отличие от [11] не требуется перемещать возбуждающую антенну на расстояние в несколько длин волн МСВ. Необходимо отметить, что если толщина  $b$  и глубина скин-слоя  $l_{\text{ск}}$  полупроводника связаны с волновым числом МСВ соотношением [13]

$$b \ll ql_{\text{ск}}^2, \quad (6)$$

то сам полупроводник не оказывает какого-либо заметного влияния на возбуждения МСВ.

Измерения выполнялись с помощью полупроводникового детектора на основе пленки  $n\text{-InSb}$  с холловскими параметрами: подвижность  $\mu = 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ , концентрация  $n = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и размерами  $3 \times 1 \times 0.001 \text{ мм}$ , при которых обеспечивалось выполнение условия (6) начиная с  $q' \geq 20 \text{ см}^{-1}$ . Детектор располагался между антеннами на поверхности пленки ЖИГ. ПМСВ наводила на омических контактах к полупроводнику сигнал эдс увлечения  $U \sim \exp(-2q'l)$ , где  $l$  — расстояние от входной антенны до полупроводника, который регистрировался с помощью панорамного измерителя КСВН.

На рис. 1 для  $H_0 = 1450$  (1) и  $760$  Э (2) показаны сигналы эдс при двух положениях антенн  $l_1 = 1.7$  и  $l_2 = 0.5 \text{ мм}$  и законы дисперсии ПМСВ, измеренные (штрихи) и рассчитанные (сплошная линия) по формуле (4), где для лучшего согласия теории и эксперимента взято значение  $4\pi M_0 = 1760 \text{ Гс}$ . Изменение эдс  $\Delta U$  в децибеллах на частоте  $\omega = \omega(q')$  при перемещении входной антенны на расстояние  $\Delta l = l_1 - l_2$  связано с пространственным декрементом ПМСВ  $q'' = q''(\omega(q'))$  соотношением [12]

$$q'' = \Delta U / 8.68 \Delta l, \quad (7)$$

и при величине перемещения  $\Delta l \approx 0.12 \text{ см}$   $q''$  численно равен  $\Delta U$ . Измеренные для фиксированных  $H_0$  и  $\omega$  значения  $q'$  и  $q''$  подставлялись в выражение (3'), с помощью которого рассчитывался параметр  $\Delta H_q$ . Для того чтобы исключить ошибку, которая могла возникнуть из-за отклонения реального закона дисперсии от определяемого формулой (4), мы повторяли расчет  $\Delta H_q$ , используя соотношения (5) и (2'). При этом значения групповой скорости ПМСВ  $V_g$  находились по экспериментальной кривой  $\omega = \omega(q')$ , они с точностью до 10 % совпадали с рассчитанными из закона дисперсии ПМСВ. Значения  $\Delta H_q$ , определенные как первым, так и вторым способом, совпадали с точностью до 15 % (рис. 2).

Отметим, что при выбранных длине возбуждающей антенны  $4 \text{ мм}$  и расстояниях до полупроводника  $0.5 - 1.7 \text{ мм}$  дифракционная расходимость МСВ проявится слабо [14] и, следовательно, ее влияние на измеряемую величину  $\Delta H_q$  будет малым.

Как видно из рис. 2, можно выделить три интервала полей  $H_0$  по отношению к поведению параметра  $\Delta H_q$ . Во-первых, область полей  $H_0 \leq \leq 1250$  Э, где зависимость диссипативного параметра от волнового числа выражена слабо, а сами значения  $\Delta H_q \approx 0.2$  Э близки к паспортным значениям, полученным с помощью ФМР. Во-вторых, область полей  $H_0 \geq \geq 1450$  Э, где зависимость  $\Delta H_q$  от волнового числа также выражена слабо, но значения  $\Delta H_q \approx 0.4$  Э. Наконец, в интервале полей  $1250 - 1450$  Э диссипативный параметр нарастает с увеличением волнового числа, на-

пример при  $H_0 = 1350$  Э  $\Delta H_q \approx 0.2$  Э для  $q' < 100$  см<sup>-1</sup>,  $\Delta H_q \approx 0.4$  Э для  $q' > 300$  см<sup>-1</sup>.

Если по аналогии с работой [10] предположить, что в данном случае в диапазоне полей  $H_0 > 1250$  Э эффективное закрепление спинов возросло, то увеличение параметра  $\Delta H_q$  необходимо связать с механизмом радиационных обменных потерь.

Это предположение подтверждают результаты измерений  $\Delta H_q$ , выполненные после травления поверхности пленки на глубину  $\sim 1$  мкм (рис. 3). Как видно, без влияния поверхностного слоя все кривые независимо от  $H_0$  группируются вблизи значения  $\Delta H_q \approx 0.25$  Э. Рост значений  $\Delta H_q$  при

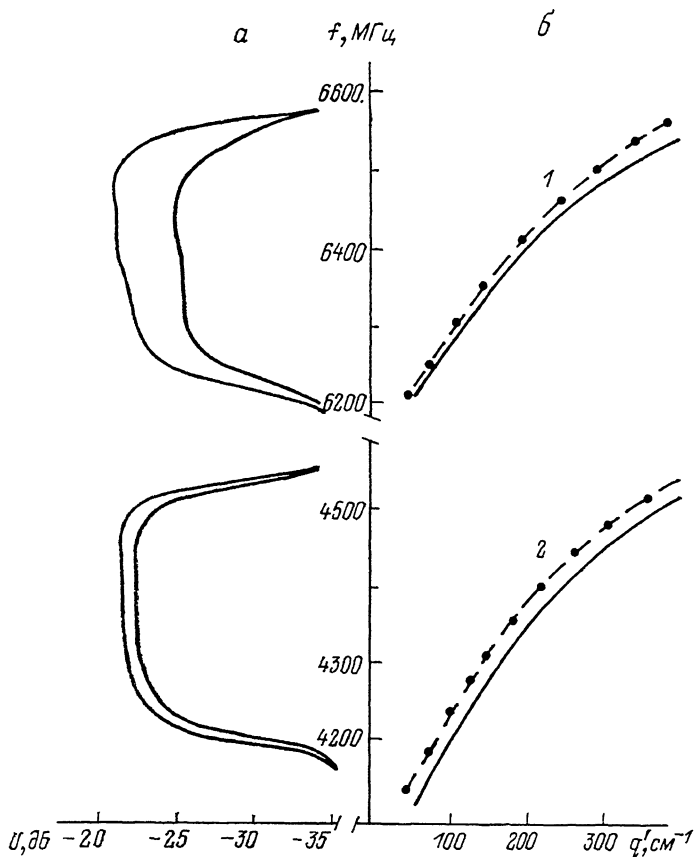


Рис. 1. Частотные зависимости сигнала с полупроводникового датчика (а) при  $\Delta l = 1$  мм и вид дисперсионных зависимостей (б).

$q' \geq 300$  см<sup>-1</sup> обусловлен, по-видимому, рассеянием ПМСВ на дефектах [15], число и размеры ( $\sim 10$  мкм) которых после травления увеличилось. Отметим, что расстояние между антенной и полупроводником  $l_1$  и  $l_2$  при проведении измерений  $q''$  после травления пленки выбиралось точно такие же, как и до травления, поэтому влияние дифракционной расходимости МСВ на величину  $\Delta H_q$  осталось на прежнем уровне. В целом абсолютная погрешность эксперимента при построении зависимости  $\Delta H_q$  не превышала  $\pm 0.05$  Э и, очевидно, не могла явиться причиной расхождения зависимостей (рис. 2, 3).

3. Предположив, что рост параметра  $\Delta H_q$  в полях  $H_0 > 1250$  Э обусловлен радиационными обменными потерями ПМСВ, мы получим из рис. 2, 3  $\Delta H_q^{\text{обм}} \approx 0.2$  Э. Если воспользоваться формулой для радиационного вклада  $\Delta H_q^{\text{обм}}$ , полученной в работе [7] для полупространства с закрепленными спинами, то при  $q' \approx 300$  см<sup>-1</sup>,  $\Lambda > 10^6$  см<sup>-1</sup> получим  $\Delta H_q^{\text{обм}} \approx 0.2$  Э.

Однако теория, построенная в [5, 7], предсказывает рост значений  $\Delta H_q$  при увеличении волнового числа ( $H_0 = \text{const}$ ), тогда как в эксперименте такая зависимость наблюдается только для  $H_0 = 1350$  Э. Расхождение эксперимента с результатами [7] обусловлено тем, что в пленке на характер зависимости радиационных потерь от волнового числа оказывает влияние

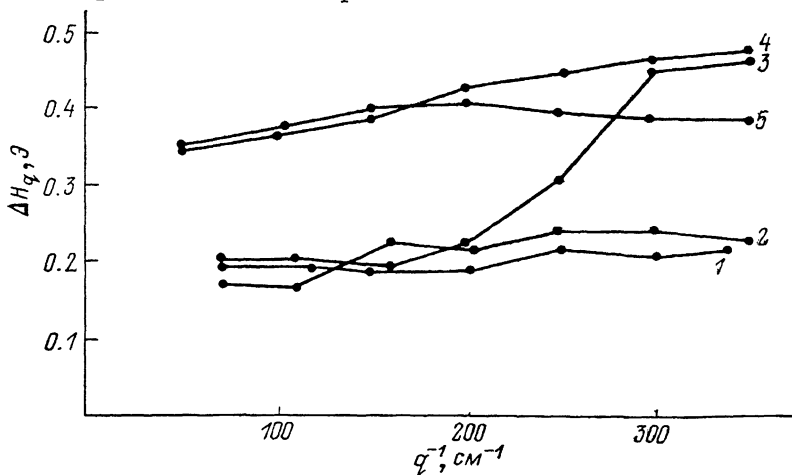


Рис. 2. Экспериментальные зависимости параметра затухания ПМСВ  $\Delta H_q$  от волнового числа  $q'$  в пленке ЖИГ для  $H_0 = 850$  (1), 1250 (2), 1350 (3), 1450 (4), 1750 Э (5).

особенность распределения дипольной компоненты поля ПМСВ по толщине для различных  $q'$ . Действительно, в области малых  $q'$  ПМСВ может эффективно возбуждать обменные волны как на свободной поверхности, так и на границе ЖИГ—ГГГ.

Теоретически такая ситуация была рассмотрена в работе [4], где, однако, радиационное затухание ПМСВ подробно не обсуждалось. Мы

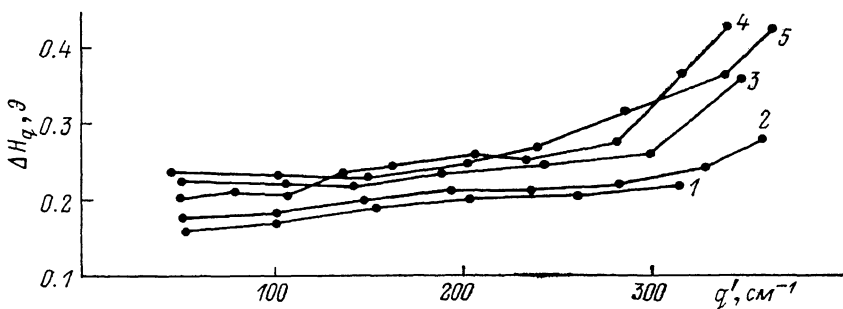


Рис. 3. Экспериментальные зависимости  $\Delta H_q(q')$ , снятые после стравливания поверхностного слоя  $\sim 1$  мкм пленки ЖИГ для  $H_0 = 850$  (1), 950 (2), 1350 (3), 1450 (4), 1750 Э (5).

провели расчет спектра ПМСВ в пленке ЖИГ с учетом неоднородного обмена, предположив в отличие от [4], что условие (1) нарушено

$$\frac{\Delta H}{4\pi M_0} \sqrt{\frac{2\pi}{\alpha}} \frac{a}{\sqrt{\sqrt{1+\eta^2} - \eta_0}} > 1. \quad (8)$$

Условие (8) позволяет считать, что обменные волны затухают на толщине пленки. Закрепление спинов на поверхности ЖИГ  $\Delta_1$  и на границе ЖИГ—ГГГ  $\Delta_2$  предполагалось достаточно большим

$$q \ll \Delta_1, \Delta_2. \quad (9)$$

а сами граничные условия, характеризующие закрепление, брались стандартного вида [4, 16]. Влияние неоднородного обмена считалось слабым

$$\alpha q^2 \ll 1. \quad (10)$$

Тогда в главном порядке по членам  $\sim \sqrt{\alpha q}$  дисперсионное уравнение для ПМСВ Дэймона—Эшбаха имеет вид

$$\eta^2 - \eta_0^2 + e^{-2qa} = 4i\eta\psi(q/x_1)(A_1 + A_2), \quad (11)$$

где

$$A_{1,2} = \frac{\Lambda_{1,2}^2 (\eta \mp \eta_0 \mp e^{-2qa}) [\varepsilon (\beta \pm 1) x_2^2 \mp \beta (\varepsilon \mp 1) x_1^2]}{x_1^2 [x_2 (\varphi + \psi) + \Lambda_{1,2} \psi]^2 + \Lambda_{1,2}^2 x_2^2},$$

$$\psi = \sqrt{1 + \eta^2} - 1, \quad \varphi = \sqrt{1 + \eta^2} + 1, \quad \varepsilon = \eta/\varphi, \quad \beta = \eta/\psi,$$

$$x_1 = \sqrt{\frac{2\pi}{\alpha}} \sqrt{\sqrt{1 + \eta^2} - \eta_0}, \quad x_2 = \sqrt{\frac{2\pi}{\alpha}} \sqrt{\sqrt{1 + \eta^2} + \eta_0},$$

а верхние знаки относятся к  $A_1$ . Отметим, что в правой части уравнения (11) оставлены только мнимые члены, отвечающие за радиационные потери

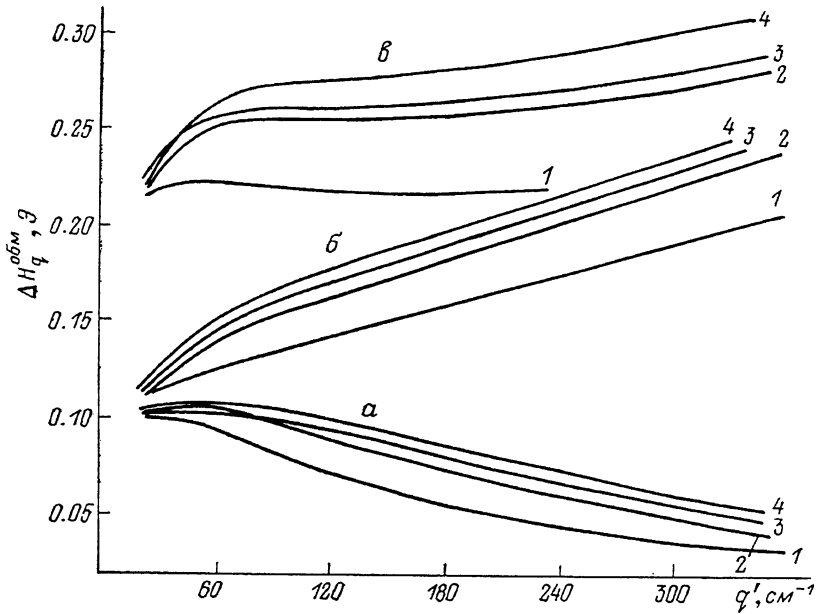


Рис. 4.

ПМСВ, а действительные члены, дающие поправки в закон дисперсии  $\omega = \omega(q')$ , отброшены ввиду их малости. На рис. 4 показан результат расчета радиационного вклада  $\Delta H_q^{\text{обм}}$ , выполненного по формуле (11) при  $H_0 = 850$  (1), 1350 (2), 1450 (3) и 1800 Э (4) и для нескольких значений параметров  $\Lambda_1$  и  $\Lambda_2$  (см<sup>-1</sup>):  $-4 \cdot 10^4$  и  $-7 \cdot 10^5$  (а),  $-7 \cdot 10^5$ ,  $-4 \cdot 10^4$  (б),  $-7 \cdot 10^{-5}$  (в). Как видно, при закрепленных спинах только на границе ЖИГ—ГГГ (кривые а) вклад радиационных потерь  $\Delta H_q^{\text{обм}}$  заметен лишь в области малых волновых чисел ( $q' < 100$  см<sup>-1</sup>) и убывает с ростом  $q'$ . Если спины закреплены только на свободной поверхности (кривые б), то радиационные потери монотонно растут с  $q'$ , достигая значений, близких к эксперименту при  $q' = 200 \div 400$  см<sup>-1</sup>. Наконец, в случае закрепления спинов на обеих поверхностях ( $\Lambda_1 = \Lambda_2$ ) радиационные потери достигают наибольших значений и их зависимость от волнового числа в области  $20 < q' < 400$  см<sup>-1</sup> выражена слабо (кривые в).

Существенно, что, как и в эксперименте, значения  $\Delta H_q^{\text{обм}}$ , рассчитанные из (11), с ростом поля  $H_0$  увеличиваются. Полученный численно рост  $\Delta H_q^{\text{обм}}$

необходимо связать с увеличением эффективности закрепления спинов при увеличении поля  $H_0$  [16]. В свою очередь рост эффективности закрепления обусловлен изменением эллиптичности процессы намагниченности (приближается к круговой) при увеличении частоты ПМСВ [17], а отражением этого процесса в формуле (10) является множитель  $\psi = \sqrt{1 + \gamma^2} - 1$ .

Однако расчет для случая закрепленных спинов и поля  $H_0 = 850$  Э дает  $\Delta H_q^{\text{обм}} = 0.2$  Э, тогда как экспериментально в таких полях  $H_0$  радиационные потери еще не проявились. Кроме того, характер роста параметра  $\Delta H_q^{\text{обм}}$  с полем  $H_0$ , полученный в расчетах, заметно отличается от наблюдаемого в эксперименте и особенно в диапазоне полей  $H_0 = 1250 \div 1450$  Э. Расхождение в характере измеренных (рис. 2) и рассчитанных (рис. 4) зависимостей  $\Delta H_q^{\text{обм}}$  от поля  $H_0$  можно объяснить, предположив, что в эксперименте эффективность закрепления возрастает в полях  $H_0 > 1250$  Э не только из-за изменения эллиптичности процессии намагниченности. Например, причиной такого роста может явиться механизм динамического закрепления поверхностных спинов [8]. В нашем случае нужно предположить, что подвижность на СВЧ поверхностных спинов ограничивается ввиду несовпадения частотных областей существования ПМСВ в объеме пленки и переходном слое. Предположим далее, что причиной различия указанных частотных областей является низкая намагниченность переходного слоя  $4\pi M_s$ , по сравнению с объемом пленки  $4\pi M_0$ . Тогда подвижность на СВЧ поверхностных спинов будет ограничиваться, если частота ПМСВ с волновым числом  $q'$  в объеме пленки  $\omega_q$ , определенная из (4), больше коротковолновой границы ПМСВ в переходном слое  $\omega_s = \omega_H + 1/2\omega_{ms}$  ( $\omega_{ms} = \gamma 4\pi M_s$ ):  $\omega_q > \omega_s$ . При  $H_0 = 1450$  Э условие  $\omega_q > \omega_s$  будет выполнено, если намагниченность переходного слоя составит  $4\pi M_s = 1400$  Э. Полученное значение намагниченности насыщения переходного слоя представляется разумным, а реализация закрепления по такому механизму может объяснить также наличие «ступеньки» в зависимости  $\Delta H_q^{\text{обм}}(q')$  при  $H_0 = 1350$  Э. Однако мы не учитывали влияния полей анизотропии, которые в принципе в переходном слое могут оказаться больше, чем в объеме, и условие  $\omega_q > \omega_s$  не будет выполняться ни при каких использованных в эксперименте значениях  $H_0$ .

Если предположить, что поверхностные спины закреплены по какому-либо иному механизму, например диссипативному [18], то при учете анизотропии изменение эффективности закрепления можно связать с различием ориентаций равновесных намагниченностей в объеме пленки  $M_0$  и переходном слое  $M_s$ . Поскольку с увеличением поля  $H_0$  направления  $M_0$  и  $M_s$  будут сближаться, то будет расти и перекрытие эллипсов процессии в объеме и переходном слое, обуславливая тем самым увеличение эффективности возбуждения обменных волн и величины радиационных потерь.

Наконец, существование «ступеньки» в зависимости радиационных потерь от волнового числа  $q'$  при поле  $H_0 = 1350$  Э можно связать с тем, что спины при таком  $H_0$  закреплены лишь на свободной поверхности ЖИГ, тогда как при  $H_0 = 1450$  Э закрепление достигается и на границе ЖИГ — ГТГ. К сожалению, мы не имеем данных о параметрах переходных слоев и поэтому не можем выделить механизм, действительно ответственный за рост закрепления в полях  $H_0 = 1250 - 1450$  Э.

В заключение отметим, что описанный механизм радиационных потерь может оказаться принципиальным в многослойных пленках ЖИГ за счет образования дополнительных переходных слоев внутри пленки, способствующих взаимодействию дипольных и обменных волн [19].

#### Список литературы

- [1] Damon R. W., Eshbach J. R. // J. Phys. Chem. 1961. V. 19. P. 308—320.
- [2] Гуляев Ю. В., Бугаев А. С., Зильберман П. Е. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 30. № 9. С. 600—603.
- [3] Андреев А. С., Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е. и др. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. № 3. С. 1005—1015.

- [4] Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Луговской А. В. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 4. С. 1136—1142.
- [5] Wolfram T., de Wames R. E. // Phys. Rev. B. 1970. V. 1. N 11. P. 4358—4360.
- [6] Гусев Б. Н., Чивилева О. А., Гуревич А. Г. и др. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. № 3. С. 159—162.
- [7] Беспятых Ю. И., Зубков В. И., Тарасенко В. В. // ФТТ. 1977. Т. 19. № 12. С. 3409—3414.
- [8] Wigen P. E. // Thin Sol. Films. 1984. N 114. P. 135—186.
- [9] Казаков Г. Т., Сухарев А. Г. // Тез. докл. регион. конф. «Спин-волновые явления электроники СВЧ». Краснодар, 1987. С. 95—96.
- [10] Казаков Г. Т., Сухарев А. Г., Филимонов Ю. А. и др. // Радиотехн. и электр. 1988. Т. 33. № 4. С. 801—807.
- [11] Зильберман П. Е., Казаков Г. Т., Тихонов В. В. // Радиотехн. и электрон. 1985. Т. 30. № 6. С. 1169—1176.
- [12] Высоцкий С. Л., Казаков Г. Т., Новиков Г. М. и др. // А. с. 1378587. БИ. 1989. № 38.
- [13] Бугаев А. С., Галкин О. Л., Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. № 8. С. 2983—2986.
- [14] Тюлюкин В. А. // Автореф. канд. дис. М., 1990.
- [15] Гуляев Ю. В., Никитов С. А., Плесский В. П. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 6. С. 1669—1672.
- [16] Саланский Н. М., Ерухимов М. Ш. Физические свойства и применение тонких магнитных пленок. Новосибирск, 1975. 42 с.
- [17] Wolf P. // J. Appl. Phys. 1963. V. 34. N 4 (Pt 2). P. 1139.
- [18] Зюзин А. М., Куделькин Н. Н., Рандошкин В. В., Телеснин Р. В. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. № 3. С. 177—181.
- [19] Высоцкий С. Л., Сухарев А. Г., Филимонов Ю. А., Хе А. С. // Тез. докл. IV Всес. школы-семинара «Спин-волновая электроника СВЧ». Львов, 1989. С. 136.

Институт радиотехники и электроники  
АН СССР  
Саратов

Поступило в Редакцию  
16 апреля 1990 г.  
В окончательной редакции  
2 июля 1990 г.