

ТРЕХМАГНОННЫЙ РАСПАД ОБМЕННОЙ СПИНОВОЙ ВОЛНЫ

А.Г.Темирязов, М.П.Тихомирова

Институт радиотехники и электроники РАН

141120 Фрязино, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 19 апреля 1995 г.

Сообщается о наблюдении параметрического возбуждения спиновых волн под действием короткой спиновой волны с волновым числом $q \simeq 2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$. Эксперимент выполнен с использованием пленки железо-иттриевого граната, имеющей плавное изменение поля анизотропии по толщине. Это позволило линейно возбудить исходную волну и наблюдать интенсивное излучение на частотах параметрически рожденных волн. Обнаружено, что излучение может иметь чрезвычайно узкий спектр с шириной линии, не превышающей 1 кГц.

Изучение явлений, возникающих при нестабильности колебаний спинов в магнетиках, привлекает внимание исследователей по ряду причин. Одна из них – это то, что сравнительно простыми экспериментальными методами удастся добиться реализации ряда процессов, присущих различным нелинейным средам. Это, например, параметрическое возбуждение волн, автомодуляция и образование солитонов огибающей, переход к хаосу. В данной работе мы хотели бы сообщить об экспериментальном наблюдении параметрического возбуждения спиновых волн при трехмагнонном распаде обменной спиновой волны (ОСВ), то есть короткой спиновой волны, распространение которой обусловлено обменным взаимодействием.

Процессы трехмагнного взаимодействия, приводящие к нестабильности первого порядка, удовлетворяют следующим законам сохранения:

$$\omega_1 = \omega_2 + \omega_3, \quad q_1 = q_2 + q_3, \quad (1)$$

где ω_1 и q_1 — частота и волновой вектор исходной волны (накачки), индексы 2 и 3 относятся к параметрически рожденным волнам. Как правило, значения $q_{2,3}$ достаточно велики, порядка $10^4 - 10^5 \text{ см}^{-1}$. До сих пор при экспериментальном исследовании параметрической нестабильности первого порядка в качестве накачки использовались либо вынужденные колебания намагниченности, либо различные типы магнитостатических волн и колебаний с $q_1 \leq 10^3 \text{ см}^{-1}$ (включая однородную прецессию намагниченности, $q_1 \approx 0$). Кроме того, изучалось параметрическое возбуждение спиновых волн под действием СВЧ поля (параллельная накачка). Во всех перечисленных случаях экспериментально были исследованы лишь процессы, при которых $q_1 \ll q_{2,3}$, и, следовательно, такие волновые свойства накачки, как длина волны и направление распространения, не имели существенного значения. Как показало проведенное нами исследование, именно эти характеристики оказываются крайне важными при распаде ОСВ.

В общем случае условия (1) допускают параметрическое возбуждение волн, различающихся как по частоте, так и по направлению распространения. Назовем коллинеарным распадом такой процесс, при котором волновые векторы q_1, q_2, q_3 , параллельны. Отметим, что частоты ω_2, ω_3 должны удовлетворять соотношениям $\omega_2 = \omega_1/2 + \Delta\omega$, $\omega_3 = \omega_1/2 - \Delta\omega$, где $\Delta\omega$ — отстройка от половинной частоты. Процесс, при котором $\Delta\omega = 0$, будем называть вырожденным по частоте распадом.

Проведем анализ условий, необходимых для экспериментальной реализации распада ОСВ. Дисперсия ОСВ в изотропной среде описывается соотношением

$$\omega^2 = (\omega_H + Dq^2)(\omega_H + Dq^2 + \omega_M \sin^2 \alpha), \quad (2)$$

где $\omega_H = \gamma H_{in}$, $\omega_M = 4\pi\gamma M_S$, H_{in} — внутреннее магнитное поле, M_S — намагниченность насыщения, α — угол между волновым вектором и направлением намагниченности, D — константа неоднородного обмена (в железо-иттриевом гранате $D = 4,6 \cdot 10^{-9} \text{ Э} \cdot \text{см}^2$). Анализируя закон дисперсии (2), можно показать, что если исходная волна направлена вдоль намагниченности ($\alpha = 0$), то распад возможен при частотах $\omega_1 \geq 3\gamma H_{in}$ [1], причем граничное значение частоты $\omega_1 = 3\gamma H_{in}$ соответствует случаю вырожденного коллинеарного распада, когда $\omega_2 = \omega_3 = \omega_1/2$, $q_2 = q_3 = q_1/2$. Отсюда можно сделать два вывода. Во-первых, как видно из (2), распадаться могут лишь достаточно короткие волны, у которых $q_1^2 \geq 2\omega_1/3D$. Даже при сравнительно низкой частоте $\omega_1/2\pi = 1000 \text{ МГц}$ волновое число q_1 должно превышать $2,2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$. Во-вторых, параметрически возбужденные волны также имеют малые длины волн.

Из вышеизложенного видно, что для постановки эксперимента необходимо уметь возбуждать и принимать ОСВ с $q \sim 10^5 \text{ см}^{-1}$, чтобы, во-первых, создать волну-накачку и, во-вторых, зарегистрировать продукты распада. Проблема заключается в том, что в линейном режиме короткие спиновые волны практически не взаимодействуют с электромагнитной волной из-за существенной разницы (на 4–5 порядков) масштабов длин волн. Решить задачу можно на основе пространственно-неоднородных сред, например, используя пленки

железо-иттриевого граната (ЖИГ) с плавным изменением намагниченности или поля одноосной анизотропии H_a по толщине [2,3]. В таких пленках локальное значение волнового числа ОСВ $q(x)$ изменяется по мере распространения волны вдоль оси x , направленной по толщине пленки. В области, где $q(x) \sim 0$, возникает эффективная связь спиновых и электромагнитных волн. Поясним идею эксперимента на примере пленки ЖИГ, помещенной в нормальное к поверхности внешнее магнитное поле H_e . Будем считать, что H_a зависит от x , остальные параметры пленки – константы, влиянием кубической анизотропии пренебрежем. Тогда зависимость волнового числа от координаты x или от поля анизотропии H_a можно найти из (2), считая, что $\alpha = 0$, $H_{in}(x) = H_e - 4\pi M + H_a(x)$. На рис.1 представлены графики $q_1(H_a)$ при $\omega_1/2\pi = 1000$ МГц – линия 1, $q_2(H_a)$ при $\omega_2 = \omega_1/2$ – линия 2, а также $2q_2(H_a)$ – линия 3. В точке А, где q_1 стремится к нулю, происходит возбуждение волны-накачки. В точке В выполнены условия вырожденного коллинеарного распада. Продукты такого распада, попадая в точку С, имеют q_2 порядка нуля и, следовательно, можно ожидать излучения из образца электромагнитных волн с частотой ω_2 . Левее точки В, где $2q_2 > q_1$, может происходить параметрическое возбуждение невырожденных по частоте волн. О наличии такого процесса можно будет судить по появлению излучения на частотах, отстроенных от $\omega_1/2$ на величину $\pm \Delta\omega$.

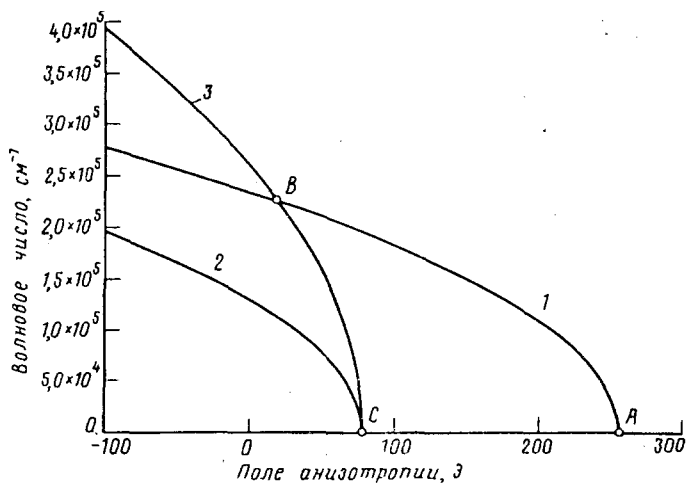


Рис.1. Зависимость волнового числа от поля анизотропии в нормально намагниченной пленке при $H_e = 1850$ Э, $4\pi M = 1750$ Гс: кривая 1 – $q(H_a)$ при $\omega/2\pi = 1000$ МГц; 2 – $q(H_a)$ при $\omega/2\pi = 500$ МГц; 3 – $2q(H_a)$ при $\omega/2\pi = 500$ МГц

Для проведения эксперимента была использована пленка ЖИГ ориентации (100) толщиной 11 мкм. Перепад поля анизотропии по толщине данной пленки составлял около 350 Э. Значение $H_a(x)$ монотонно изменялось от 250 Э на одной из поверхностей до значения -100 Э в однородном слое толщиной 2 мкм, примыкающем ко второй поверхности. Спектр спин-волнового резонанса (СВР) данного образца состоит из нескольких десятков интенсивных линий поглощения и занимает частотную полосу шириной около 1 ГГц. Пленка прижималась к полосковой линии шириной 50–500 мкм, на которую подавался СВЧ сигнал с частотой $\omega_p/2\pi = 1000$ МГц. Величина внешнего поля выбиралась таким образом, чтобы частоты ω_p и $\omega_p/2$ лежали внутри спектра СВР. Излучение из образца регистрировалось с помощью той же полосковой линии и далее через направленный ответвитель подавалось на анализатор спектра. Исследовался

спектр данного излучения при различных значениях и направлениях внешнего магнитного поля.

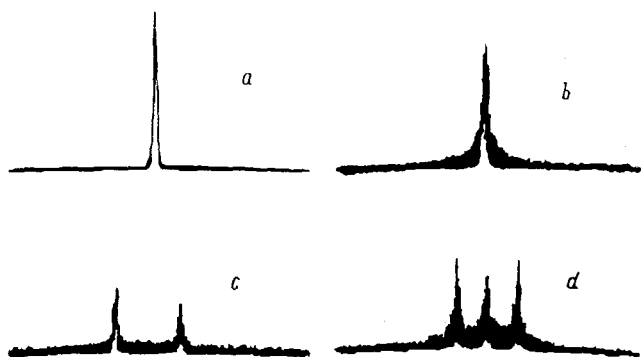


Рис.2. Типичные спектры излучения. Мощность, подаваемая на образец – 80 мВт. Спектры соответствуют различным значениям и направлениям внешнего поля. Для всех спектров развертка по горизонтали – 100 кГц, центральная частота – 500 МГц. Усиление приемного тракта на *a* на 20 дБ ниже, чем на *b* – *d*

Было обнаружено, что при увеличении мощности, подаваемой на образец, до ~ 1 мВт в спектре появляются сигналы с частотами, близкими к $\omega_p/2$, см. рис.2. Можно предполагать, что данное излучение обусловлено параметрическим возбуждением спиновых волн. Приведем некоторые результаты экспериментального исследования.

1. Рис.2*a, b* демонстрируют возможность параметрического возбуждения спиновых волн с частотой, в точности равной половине частоты накачки. Спектр излучения может быть чрезвычайно узок – рис.2*a*. В этом случае наблюдаемая ширина линии определяется разрешающей способностью анализатора спектра (1 кГц), и отсутствуют сколько-нибудь заметные следы шумового характера излучения. Интенсивность излучения велика и может достигать 100 мкВт при входной мощности 80 мВт.

2. Спектры на рис.2*c, d* показывают, что распад может быть невырожденным по частоте (рис.2*c*), а также может проходить одновременно по нескольким каналам (рис.2*d*). Интенсивность излучения при этом существенно ниже, чем при вырожденном распаде. Наблюдается зашумление спектра. Максимальное значение отстройки частоты $\Delta\omega/2\pi$ не превышает 2–3 МГц.

3. Излучение наблюдалось лишь при отклонении внешнего магнитного поля от нормали к пленке на некоторый угол φ . Диапазон $\varphi_{min} \leq \varphi \leq \varphi_{max}$, в котором регистрировалось излучение, был чрезвычайно узок и составлял примерно один градус. На рис.3 показаны значения φ_{min} и φ_{max} при различных H_e . Малое изменение φ или H_e могли приводить к резкой перестройке спектра излучения вплоть до его полного исчезновения. Поэтому не во всех точках области на рис.3, ограниченной точками φ_{min} и φ_{max} , излучение реально наблюдалось.

Теоретический анализ трехмагнонных процессов был выполнен в работе [1] для пространственно-однородной среды. Это затрудняет непосредственное сопоставление теории с результатами эксперимента, проведенного с неоднородной пленкой. В то же время, некоторые выводы, полученные в работе [1], позволяют качественно объяснить причины того, что излучение наблюдается лишь в узком диапазоне углов φ .

Прежде всего отметим, что ОСВ, излучаемые и принимаемые полосковой линией, распространяются по нормали к поверхности пленки, поскольку максимально возможное значение проекции q на плоскость пленки определяется

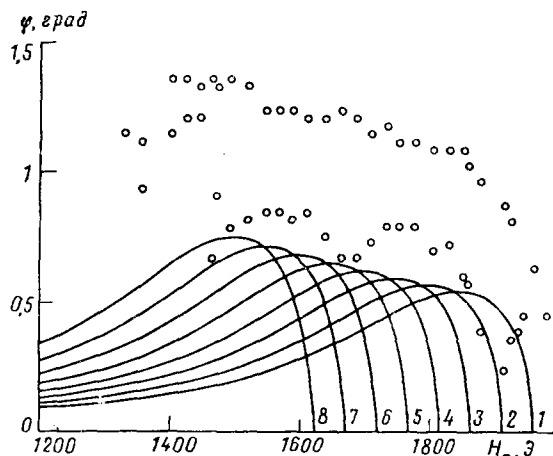


Рис.3. Точки – экспериментальные значения φ_{max} и φ_{min} , сплошные линии – расчетные значения $\varphi_i(H_e)$ для слоев с $H_a = -100 + 50(i-1)$ Э, где цифры у кривых соответствуют номерам i

шириной полоски и составляет $10^2 - 10^3 \text{ см}^{-1}$, что существенно меньше волнового числа ОСВ ($\sim 10^5 \text{ см}^{-1}$). Отсюда можно сделать вывод, что лишь продукты коллинеарного распада могут вызвать излучение и, следовательно, быть зарегистрированы. Действительно, если угол между q_2 и q_1 превышает $0,01$ рад, то и составляющая q_2 в плоскости пленки будет более 10^3 см^{-1} .

Отклонение H от нормали к поверхности вызывает неоднородный по толщине разворот намагниченности, то есть угол β между намагниченностью и нормалью становится функцией координаты. В этом случае, угол α между волновым вектором и намагниченностью также зависит от x , причем $\alpha = \beta(x)$. Для проведения анализа необходимо прежде всего найти $\beta(x)$. Упростим задачу, считая, что пленка состоит из n однородных слоев, различающихся значением поля одноосной анизотропии. Обменным взаимодействием между слоями пренебрежем. Тогда угол β_i в i -ом слое найдем, численно решая статическую задачу о нахождении равновесного направления намагниченности [4]. Далее, заменив (2) дисперсионным уравнением ОСВ в анизотропной среде [5], построим зависимость $\varphi_i(H_e)$, при которой в данном слое выполняются законы сохранения (1) для вырожденного коллинеарного распада спиновой волны, распространяющейся под углом β_i к намагниченности. Рис.3 показывает, что такие условия выполняются в широкой области магнитных полей H_e , однако максимальные значения φ_i не превышают $0,8^\circ$. Следовательно, отсутствие излучения при больших φ может быть объяснено тем, что при этом нарушаются законы сохранения (1). Количественного совпадения получить не удастся – экспериментальные значения φ_{max} достигают $1,3^\circ$. Тем не менее, согласие расчета с экспериментом можно признать вполне удовлетворительным, поскольку при решении статической задачи мы не учитывали кубическую анизотропию и обменное взаимодействие.

Как видно из рис.3, условия (1) выполняются и при $\varphi_i = 0$, тем не менее излучение при этом не наблюдается. Причиной этого является, по-видимому, то, что, как следует из [1], порог коллинеарного распада стремится к бесконечности, если все три волновых вектора ориентированы вдоль или поперек намагниченности. В нормально намагниченной пленке неколлинеарный распад имеет меньший порог, однако такой процесс не приводит к излучению.

Кроме того, как видно из рис.3, максимальное значение поля H_e , при котором появляется излучение, хорошо согласуется с расчетом. В области малых значений H_e , где величина внешнего поля существенно меньше поля насыщения, теоретический анализ затруднен из-за возможности образования доменов.

Суммируя вышесказанное, можно сделать вывод, что основные результаты эксперимента могут быть объяснены в рамках рассмотренной модели. Отсюда следует, что наблюдаемое излучение действительно вызвано параметрическим возбуждением волн под действием короткой спиновой волны. Подчеркнем, что спектры излучения имеют ряд особенностей по сравнению с исследованными ранее процессами параметрического возбуждения спиновых волн в пленках и сферах ЖИГ [6,7]. С одной стороны, в спектре отсутствует излучение на частотах, значительно отличающихся от $\omega_p/2$. С другой стороны, оказывается, что даже при существенных надкритичностях излучение может быть необыкновенно стабильным и узкополосным. Последнее связано, по-видимому, с пространственной локализацией процесса в неоднородной среде. Выход продуктов распада из зоны неустойчивости и их последующее излучение может стабилизировать амплитуду параметрически возбужденной волны.

Авторы благодарны П.Е.Зильберману за полезные обсуждения, а также А.В.Маряхину и А.С.Хе за предоставление пленок ЖИГ. Данная работа была частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 94-02-04928-а), а также грантом MSZ300 Международного научного фонда и правительства Российской Федерации.

-
1. В.С.Львов, *Нелинейные спиновые волны*, М.: Наука, 1987.
 2. П.Е.Зильберман, А.Г.Темирязов, М.П.Тихомирова, Письма в ЖТФ **19**, в.11, 15 (1993).
 3. A.G.Temiryazev, M.P.Tikhomirova, and P.E.Zil'berman, J. Appl. Phys. **76**, 5586 (1994).
 4. Н.М.Саланский, М.Ш.Ерухимов, *Физические свойства и применение магнитных пленок*, Новосибирск: Наука, 1975.
 5. А.И.Ахиезер, В.Г.Барьяхтар, С.В.Пелетминский, *Спиновые волны*, М.: Наука, 1967.
 6. Г.А.Мелков, С.В.Шолом, ЖЭТФ **96**, 712 (1989).
 7. И.В.Круценко, В.С.Львов, Г.А.Мелков, ЖЭТФ **75**, 1114 (1978).