

SPIN WAVES

A. G. GUREVICH

Spin waves (magnons) in ferromagnets are considered as waves of magnetization in a continuous medium and as elementary excitations of spin-magnetic-moment lattice. The contribution of non-coherent spin waves to the temperature dependence of magnetization is discussed. Standing and propagating coherent spin waves in magnetic films are considered, as well as the parametric excitation of spin waves.

Спиновые волны (магноны) в ферромагнетике рассматриваются как волны намагниченности в непрерывной среде и как элементарные возбуждения решетки локализованных спиновых магнитных моментов. Обсуждается вклад некогерентных магнонов в температурную зависимость намагниченности. Рассматриваются стоячие и бегущие когерентные спиновые волны в пленках и параметрическое возбуждение спиновых волн.

СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ

А. Г. ГУРЕВИЧ

Санкт-Петербургский государственный технический университет

ВВЕДЕНИЕ. ЧТО ТАКОЕ СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ

Спиновые волны — это волны намагниченности в магнитоупорядоченных веществах: ферромагнетиках, антиферромагнетиках и ферримагнетиках. В соответствии с принципом корпускулярно-волнового дуализма они являются в то же время частицами (или, точнее, квазичастицами), которые получили название магнонов.

Представление о спиновых волнах ввел в 1930 году Ф. Блох [1]. За 5 лет до этого Дж. Уленбек и С. Гаудсмит предположили, что электрон обладает собственным моментом количества движения — спином (от англ. spin — веретено). Согласно представлениям квантовой механики (см., например, [2]), проекция момента количества движения электрона на некоторую ось — ось квантования может принимать только два значения: $\hbar/2$ и $-\hbar/2$, где $\hbar = h/2\pi$, а h — постоянная Планка. В гауссовой (СГС) системе единиц, которой мы будем пользоваться в статье (опуская во многих случаях размерности приводимых величин), $\hbar = 1,0546 \cdot 10^{-27}$. Соотношение между единицами в системах СГС и СИ приведены, например, в [3].

Одно из фундаментальных положений квантовой механики заключается в том, что магнитный момент частицы \mathbf{M} пропорционален ее моменту количества движения. В частности, проекция спинового магнитного момента электрона может принимать два значения:

$$M_z = \pm \frac{\gamma \hbar}{2} = \pm \mu_B, \quad (1)$$

где магнитомеханическое отношение

$$\gamma = \frac{|e|}{2mc} g_s = 1,7609 \cdot 10^7. \quad (2)$$

Здесь $e = -4,8032 \cdot 10^{-10}$ ед. СГСЕ — заряд электрона, $m = 9,1094 \cdot 10^{-28}$ г — его масса покоя, $c = 2,9979 \times 10^{10}$ см/с — скорость света в вакууме, $g_s = 2,0023$ — фактор спектроскопического расщепления, или g-фактор. Величина $\mu_B = 9,2740 \cdot 10^{-21}$ носит название магнетона Бора.

В 1928 году Я.И. Френкель и В. Гейзенберг одновременно и независимо друг от друга объяснили природу ферромагнетизма, то есть спонтанного упорядочения магнитных моментов в ферромагнитных веществах, так называемым обменным взаимодействием. Оно является электростатическим по своей природе и связано с тем, что средняя энергия электростатического (кулоновского) взаимодействия

электронов зависит от взаимной ориентации их спиновых моментов. Для ферромагнетиков она минимальна при их параллельной ориентации.

Воздействие теплового движения и магнитного поля может привести только к опрокидыванию магнитных моментов электронов. Однако локализованные перевернутые спины не могут существовать в ферромагнетике, этому препятствует обменное взаимодействие. Поэтому элементарными возбуждениями ферромагнетика (как и других магнитоупорядоченных веществ) являются перевернутые спины, размазанные по всему образцу. Как показал Блох [1], эти возбуждения носят волновой характер, то есть характеризуются некоторыми волновыми векторами \mathbf{k} и частотами ω . Такие возбуждения и были названы спиновыми волнами. Они существуют в ферромагнетике при любой температуре, меньшей температуры Кюри, и интенсивность их тем больше, чем выше температура.

Согласно принципу корпускулярно-волнового дуализма, энергия ε и момент количества движения \mathbf{p} одного магнона составляют

$$\varepsilon = \hbar\omega, \quad \mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}. \quad (3)$$

Можно сказать, допуская некоторую вольность, что магнон — это один перевернутый спин, размазанный по всему образцу. Отсюда ясно, что спиновый момент одного магнона равен \hbar (или 1 в единицах \hbar), а магнитный момент составляет $\gamma\hbar \cong 2\mu_B$ и направлен противоположно намагниченности ферромагнетика. Числа магнонов характеризуют интенсивность спиновых волн и пропорциональны квадратам их амплитуд.

Спиновые волны, о которых до сих пор шла речь, возбуждаются тепловым движением и находятся в термодинамическом равновесии с другими возбуждениями, прежде всего с фононами. Их распределения по ω и \mathbf{k} являются весьма широкими, а фазы — хаотическими. Такие спиновые волны являются, таким образом, некогерентными, их можно назвать тепловыми.

Но ясно, что в ферромагнетике могут существовать и когерентные спиновые волны с определенными ω и \mathbf{k} и упорядоченными фазами, например изменяющимися по закону бегущей или стоячей волны. Такие спиновые волны могут быть возбуждены при определенных условиях переменным магнитным полем.

ЗАКОН ДИСПЕРСИИ СПИНОВЫХ ВОЛН

Закон дисперсии, то есть зависимость ω от \mathbf{k} (или ε от \mathbf{p}) является важнейшей характеристикой любых волн (или частиц). Для спиновых волн возможны два пути нахождения этого закона: макроскопический (классический) и микроскопический (квантовомеханический). При использовании первого пути спиновые волны трактуются как волны намагниченности в непрерывной среде (контину-

уме) с постоянной намагниченностью \mathbf{M}_0 . Ищется решение уравнений Максвелла с учетом уравнения движения намагниченности, которое выполняет роль материального соотношения (учитывающего при решении электродинамических задач конкретные свойства среды). Уравнения Максвелла могут быть использованы при этом в магнитостатическом приближении. Это означает, что в полных уравнениях Максвелла мы пренебрегаем членами, содержащими производные по времени.

Уравнение движения намагниченности впервые записано в 1935 году Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшицем [4] и имеет вид (см. также [3], где подробно рассмотрены все вопросы, затронутые в данной статье)

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \mathbf{R}, \quad (4)$$

где γ — магнитомеханическое отношение (2), \mathbf{R} — так называемый диссипативный член, учитывающий потери энергии, а \mathbf{H}_{eff} — эффективное поле, которое включает в себя “настоящее” магнитное поле \mathbf{H} и эффективные поля, учитывающие все виды энергии ферромагнетика. Ограничимся случаем бесконечного изотропного ферромагнетика, намагниченного до насыщения однородным постоянным полем \mathbf{H}_0 . Тогда в \mathbf{H}_{eff} войдут магнитное поле $\mathbf{H}_0 + \mathbf{h}$ (где \mathbf{h} — переменное магнитное поле, являющееся решением уравнений Максвелла в магнитостатическом приближении) и эффективное поле обменного взаимодействия. Последнее учитывает дополнительную обменную энергию, которая возникает вследствие непараллельности соседних спинов, если намагниченность зависит от координат. В данном случае это поле будет содержать только переменную составляющую, так как постоянную намагниченность мы считаем однородной.

При рассмотрении спиновых волн следует принять волновую зависимость \mathbf{h} и переменной намагниченности \mathbf{m} от координат и можно использовать комплексный метод. Тогда решение уравнения (4) в линейном приближении ($m \ll M_0$ и $h \ll H_0$) и в пренебрежении потерями ($\mathbf{R} = 0$) позволит найти высокочастотную магнитную проницаемость ферромагнетика. Она окажется тензором, который будет содержать мнимые антисимметричные компоненты $i\mu_a$ и $-i\mu_a$. Это означает, что переменная магнитная индукция $\mathbf{b} = \hat{\mu}\mathbf{h}$ будет содержать составляющую, перпендикулярную полю \mathbf{h} и сдвинутую по фазе на 90° .

Компоненты тензора магнитной проницаемости обращаются в бесконечность (поскольку мы пренебрегли потерями) при $\omega \rightarrow \omega_H + \eta k^2$, где $\omega_H = \gamma H_0$, а η — константа неоднородного обменного взаимодействия, которая характеризует упомянутую выше дополнительную обменную энергию, возникающую в спиновой волне. Однако величина $\omega_H + \eta k^2$ не есть частота спиновой волны с волновым вектором \mathbf{k} . Для получения этой частоты, то

есть нахождения закона дисперсии, необходимо решить уравнения Максвелла (в магнитостатическом приближении), используя найденные компоненты магнитной проницаемости. В результате получится дисперсионное соотношение

$$\omega^2 = (\omega_H + \eta k^2)(\omega_H + \eta k^2 + \omega_M \sin^2 \theta_k), \quad (5)$$

где $\omega_M = \gamma \cdot 4\pi M_0$, а θ_k — угол между направлением распространения спиновой волны (то есть вектором \mathbf{k}) и постоянной намагниченностью \mathbf{M}_0 (рис. 1, а).

Дисперсионные характеристики, следующие из (5), показаны на рис. 1 в координатах $\omega(k)$ при $H_0 = \text{const}$ (рис. 1, б) и $H_0(k)$ при $\omega = \text{const}$ (рис. 1, в). Из них видно, что частота спиновых волн растет (в рассматриваемой континуальной модели неограниченно) с ростом k , а при фиксированной частоте спиновые волны существуют только при постоянных полях, меньших ω/γ . На рис. 1, б, в дисперсионные характеристики приведены для двух крайних значений угла θ_k . При произвольных углах спектр частот спиновых волн занимает всю полосу, лежащую между приведенными кривыми.

Второй путь нахождения закона дисперсии спиновых волн заключается в применении методов квантовой механики к микроскопическим моделям ферромагнетика. Для немагнитических ферромагнетиков (а в некоторых случаях приближенно и для металлов) может быть использована модель Гейзенберга, которая представляет собой (см., например, [3]) решетку спиновых магнитных моментов (спинов), локализованных на атомах или ионах и связанных обменным взаимодействием. Именно на такой модели Блох [1] без учета влияния постоянного магнитного поля получил квадратичный закон дисперсии $\epsilon = \hbar \eta k^2$. Через 10 лет Т. Холстейн и Х. Примаков [5] (см. также [6]), приняв во внимание магнитное

(диполь-дипольное) взаимодействие спиновых магнитных моментов и их взаимодействие с внешним магнитным полем, получили на той же модели более общий закон дисперсии

$$\omega = \sqrt{A_k^2 + |B_k|^2}, \quad (6)$$

где

$$A_k = \omega_H + A_{\text{ex}} + \frac{1}{2} \omega_M \sin^2 \theta_k, \quad |B_k| = \frac{1}{2} \omega_M \sin^2 \theta_k. \quad (7)$$

Заметим, что в таком же виде (6) может быть записан и полученный на континуальной модели закон (5), тогда $A_{\text{ex}} = \eta k^2$. В законе дисперсии, полученном на гейзенберговской модели, A_{ex} имеет более сложный вид и существенно зависит от направления распространения волны относительно решетки спинов.

Поскольку обменное взаимодействие быстро ослабевает с увеличением расстояния между спинами, при вычислении A_{ex} можно в первом приближении ограничиться учетом только взаимодействий каждого спина с его ближайшими соседями. Тогда для A_{ex} получится простое выражение

$$A_{\text{ex}} = 2 \frac{S}{\hbar} \sum_g I_g (1 - e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}_g}). \quad (8)$$

Здесь S — спиновое квантовое число (равное 1/2 для электрона и 5/2 для иона Fe^{3+} — основного магнитного иона в большинстве магнитных материалов); I_g — так называемый обменный интеграл — энергия обменного взаимодействия двух спинов, находящихся на расстоянии \mathbf{r}_g друг от друга; суммирование ведется по всем ближайшим соседям одного спина.

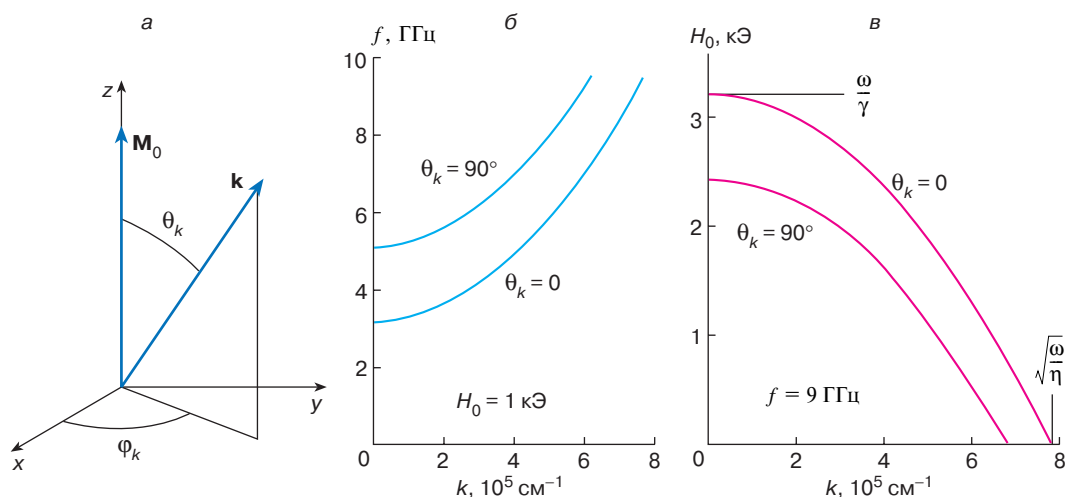


Рис. 1. Дисперсионные характеристики спиновых волн в изотропном ферромагнетике, рассматриваемом квазиклассически, как континуум с намагниченностью M_0 . При расчете принято $4\pi M_0 = 1750$ Гс, что соответствует железо-иттриевому гранату при комнатной температуре. $f = \omega/(2\pi)$

Результаты расчета по формуле (6) с учетом (7) и (8) приведены на рис. 2 для частного случая распространения волны в направлении \mathbf{M}_0 ($\theta_k = 0$), совпадающем с ребром простой кубической решетки спинов. Как видно на этом рисунке, при значениях k , малых по сравнению с $1/a$ (a — расстояние между спинами, то есть постоянная магнитной решетки), закон дисперсии, полученный на микроскопической модели, совпадает с законом, полученным для континуума. При этом

$$\eta = \frac{1}{3} \frac{ZI_g}{\hbar} a^2. \quad (9)$$

Однако с ростом k законы дисперсии для дискретной решетки и континуума начинают существенно различаться. Наиболее важное различие заключается в том, что значения k для дискретной решетки ограничены, в данном случае величиной $k_{\max} = \pi/a$, а вообще размерами первой зоны Бриллюэна (см., например, [7]) и, следовательно, частота спиновых волн также ограничена. Нетрудно убедиться, что максимальные частоты спиновых волн $f_{\max} = \omega_{\max}/(2\pi)$ в умеренных постоянных полях (когда $\gamma H_0 < \eta k_{\max}^2$) будут порядка 10^{15} Гц.

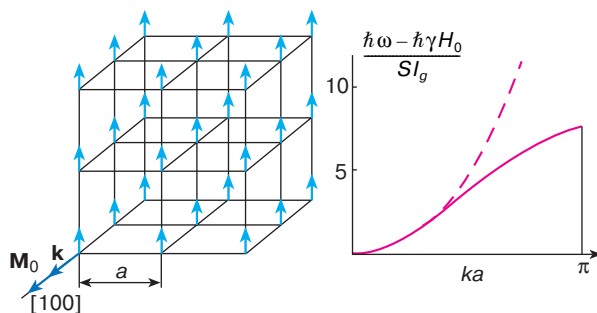


Рис. 2. Простая кубическая решетка спинов и дисперсионная характеристика спиновых волн, распространяющихся в ней в направлении $\langle 100 \rangle$ (то есть ребра элементарной ячейки) при постоянном намагничивании в том же направлении. Штриховая линия — закон дисперсии для того же ферромагнетика, рассматриваемого как континуум

ТЕПЛОВЫЕ СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ

Некогерентные (тепловые) спиновые волны существуют в ферромагнетике с тем большими амплитудами, то есть тепловые магноны в тем больших количествах, чем выше температура. Для того чтобы найти их вклады в такие термодинамические характеристики ферромагнетика, как намагниченность и теплоемкость, необходимо знать закон дисперсии магнонов (который был рассмотрен в предыдущем разделе) и законы статистики, которым они подчиняются. Магноны, как отмечалось выше, имеют спин 1 и, следовательно (см., например, [2]), подчиняются статистике Бозе—Эйнштейна.

Приступая к рассмотрению вклада магнонов в температурную зависимость намагниченности ферромагнетика, отметим прежде всего, что каждый магнон представляет собой один перевернутый электронный спин (размазанный, конечно, по всему образцу) и, следовательно, уменьшает общую намагниченность на $\gamma\hbar$. Поэтому полное, обусловленное магнонами уменьшение постоянной намагниченности составляет

$$M_0(0) - M_0(T) = \sum_{\mathbf{k}} \gamma\hbar \bar{n}, \quad (10)$$

где \bar{n} — число магнонов в состоянии с волновым вектором \mathbf{k} , а суммирование ведется по всем разрешенным значениям \mathbf{k} в первой зоне Бриллюэна.

При вычислении по формуле (10) можно принять блоховский закон дисперсии $\epsilon = \hbar\eta k^2$, так как он справедлив приближенно при больших значениях k , которые дают преобладающий вклад в (10). Не останавливаясь на деталях вычисления (их можно найти, например, в [3]), приведем окончательный результат:

$$\begin{aligned} M_0(0) - M_0(T) &= 5,863 \cdot 10^{-2} \gamma\hbar \left(\frac{\kappa}{\hbar\eta} \right)^{3/2} T^{3/2} \equiv \\ &\equiv 5,157 \cdot 10^{-5} \eta^{-3/2} T^{3/2}, \end{aligned} \quad (11)$$

где $\kappa = 1,381 \cdot 10^{-16}$ — постоянная Больцмана. Это знаменитый “закон трех вторых”, полученный впервые еще Блохом [2]. В некоторых случаях он неплохо согласуется с экспериментом, а в других имеют место отклонения, связанные главным образом с приближенным характером принятого закона дисперсии.

Другой класс явлений, в которых тепловые магноны играют существенную роль, — это процессы магнитной релаксации. Ими определяется затухание как однородных колебаний намагниченности [3], так и когерентных спиновых волн, которые будут рассмотрены ниже. Процессы релаксации делятся на спин-спиновые и спин-решеточные. Первые приводят к перераспределению энергии внутри магнитной (спиновой) системы, а вторые — к передаче ее в кристаллическую решетку ферромагнетика.

Элементарные процессы с участием тепловых магнонов, лежащие в основе спин-спиновой релаксации, показаны на рис. 3. При всех этих процессах сохраняется энергия, например для трехмагнонного процесса расщепления (рис. 3, б) $\epsilon_1 = \epsilon_2 + \epsilon_3$. Закон сохранения квазиимпульса выполняется только в идеальных, не содержащих неоднородностей кристаллах. Поэтому двухмагнонные процессы (рис. 3, а) возможны и вносят значительный вклад в затухание спиновых волн только в ферромагнетиках, содержащих неоднородности (дефекты).

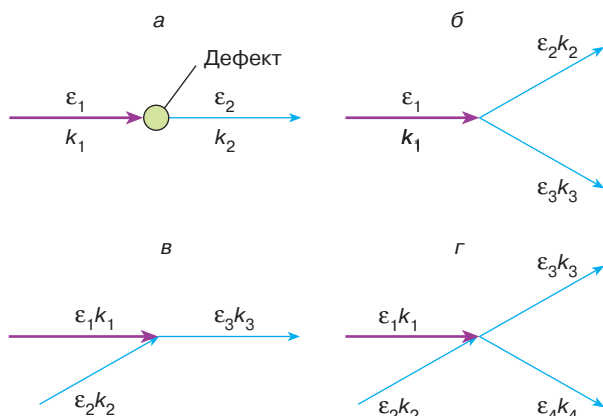


Рис. 3. Элементарные процессы спин-спиновой релаксации в ферромагнетике. Красные стрелки – магноны, например когерентные, релаксация которых рассматривается, голубые стрелки – тепловые магноны, участвующие в релаксации

СТОЯЧИЕ КОГЕРЕНТНЫЕ СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В ПЛЕНКАХ

Как следует из закона дисперсии (5), при частотах СВЧ-диапазона и обычных величинах постоянного магнитного поля (измеряемых единицами или десятками килоэрстед) волновые числа спиновых волн могут изменяться в широких пределах, достигая величин порядка 10^6 . Электромагнитные волны в вакууме или немагнитной слабо проводящей (неметаллической) среде имеют при таких частотах волновые числа порядка 1. Это различие приводит к существенным трудностям при возбуждении когерентных спиновых волн переменным электромагнитным полем резонатора или волновода.

Способ преодоления указанной трудности предложен впервые в 1958 году Ч. Киттелем [8]. Он заключается в использовании тонких магнитных пленок толщиной, сравнимой с длиной $2\pi/k$ спиновых волн. Чтобы понять этот способ, необходимо рассмотреть вопрос о дополнительных (или обменных) граничных условиях. Они учитывают то, что магнитные моменты в тонком поверхностном слое находятся в иных, нежели в глубине ферромагнетика, условиях. И чтобы не исследовать их поведение в этом слое, мы можем, исключив его из рассмотрения, наложить дополнительные граничные условия на намагниченность в ферромагнетике на его поверхности S . Киттель предположил, что эти условия заключаются в том, что переменная намагниченность

$$\mathbf{m} = 0 \quad \text{на } S, \quad (12)$$

то есть что “спины закреплены на поверхности”. Другой предельный случай “свободных спинов” использовали несколько ранее У.С. Амент и Д.Т. Радо при решении задачи о ферромагнитном резонансе в

металлах. Более общее граничное условие предложили Радо и Д.Р. Уиртмен [9]:

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial n} + \xi \mathbf{m} = 0, \quad (13)$$

где $\partial/\partial n$ – производная по нормали к поверхности S , а ξ – параметр закрепления, равный бесконечности в случае закрепления спинов на поверхности и равный нулю для свободных спинов.

Рассмотрим спиновые волны в пленке толщиной d , намагниченной перпендикулярно ее поверхности (рис. 4). Стоячая спиновая волна в такой пленке

$$m = m_0 \sin kz \quad (14)$$

удовлетворяет граничному условию (12) на обеих поверхностях пленки при

$$k = \frac{n\pi}{d}, \quad \text{где } n = 1, 2, 3, \dots \quad (15)$$

Подставляя (15) в дисперсионное соотношение (5) для данного случая ($\theta_k = 0$) и полагая (это соответствует обычной экспериментальной ситуации), что частота $\omega = \text{const}$, а постоянное поле H_0 изменяется, получим значения резонансного поля при разных n :

$$H_0 = \frac{\omega}{\gamma} - \frac{n}{\gamma} \left(\frac{n\pi}{d} \right)^2. \quad (16)$$

Заметим, что здесь, как и в (5), H_0 – внутреннее поле. В данном случае $H_0 = H_{e0} - 4\pi M_0$, где H_{e0} – внешнее постоянное магнитное поле, а M_0 – постоянная намагниченность.

Распределения переменной намагниченности по толщине пленки при разных n показаны на рис. 4, б. На рисунке видно, что для нечетных n суммарный магнитный момент не равен нулю. Однородное внешнее переменное магнитное поле может “зацепиться” за этот момент и возбудить данный тип стоячих волн в пленке. И если H_{e0} будет изменяться (при постоянной частоте), то будут последовательно возбуждаться стоячие волны с нечетными n . Это приведет к серии максимумов поглощения в том электромагнитном резонаторе, в который помещена пленка (рис. 4, в).

Рассмотренное явление возбуждения стоячих спиновых волн в пленке однородным переменным магнитным полем получило название спин-волнового резонанса (СВР). Его исследованию сначала в металлических пленках, а затем и в ферритовых посвящено огромное количество работ. Выяснилось, что СВР имеет место и при касательном намагничивании пленки, и при других значениях параметра закрепления ξ , кроме случая свободных спинов ($\xi = 0$), когда возбуждается только однородный тип колебаний намагниченности. Большие надежды возлагались на использование этого явления в технике. Но им пока не суждено было сбыться. СВР используется в настоящее время только (что, конечно,

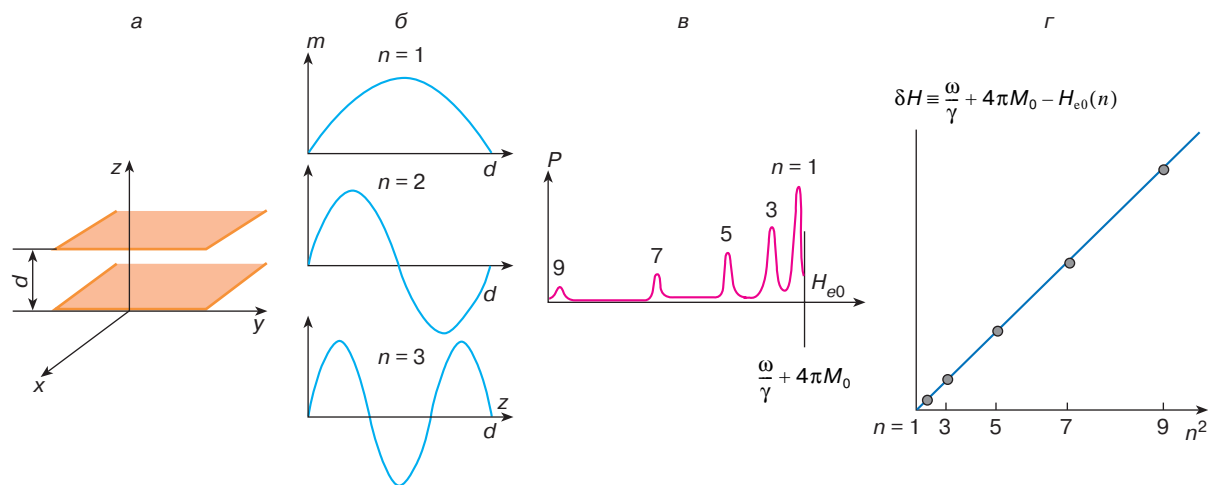


Рис. 4. Спин-волновой резонанс в нормально намагниченной ферромагнитной пленке с закрепленными спинами ($\xi = \infty$): а – система координат, б – распределения переменной намагниченности по толщине пленки, в – наблюдаемые максимумы поглощения, г – зависимость положения максимумов от их номера n

тоже немаловажно) для измерения параметров пленки, прежде всего обменной константы η .

БЕГУЩИЕ КОГЕРЕНТНЫЕ СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ

В ферромагнитных пленках могут быть возбуждены и бегущие когерентные спиновые волны. Если толщина пленки не очень мала (превышает несколько микрон), то для волн с волновыми числами, меньшими $\sim 10^4 \text{ см}^{-1}$, обменное взаимодействие может в первом приближении не учитываться. Такие волны, удовлетворяющие уравнениям Максвелла (в магнитостатическом приближении) и электродинамическим граничным условиям на поверхности пленки, называют дипольными спиновыми волнами или магнитостатическими волнами (МСВ).

Исследованию МСВ в магнитных пленках в течение последних трех десятилетий уделено большое внимание (см., например, [10]). Было выяснено, в частности, что в зависимости от направлений намагничивания и распространения эти волны могут быть объемными и поверхностными, прямыми и обратными.

Объемными называются волны, для которых зависимость переменной намагниченности и составляющих электромагнитного поля от координаты в направлении, перпендикулярном поверхности пленки, является тригонометрической. Для поверхностных волн эта зависимость является экспоненциальной – амплитуды переменной намагниченности и составляющих поля убывают при удалении от одной из поверхностей пленки. От какой именно, зависит от направления намагничивания и направления распространения волны. Это обстоятельство является проявлением невязанности [3], которая свойственна всем электромагнитным системам, содержащим намагниченные среды.

Прямыми называются волны, для которых направление групповой скорости (то есть скорости распространения сигнала и переноса энергии) $\partial\omega/\partial k$ совпадает с направлением фазовой скорости ω/k . Для обратных волн эти направления противоположны. На рис. 5 приведены дисперсионные характеристики для трех типов магнитостатических волн. Волна, распространяющаяся в нормально (перпендикулярно к поверхности) намагниченной пленке является прямой, а волна, распространяющаяся в касательно намагниченной пленке в направлении постоянного намагничивания, – обратной. Обе эти волны объемные. Волна, распространяющаяся в касательно намагниченной пленке в

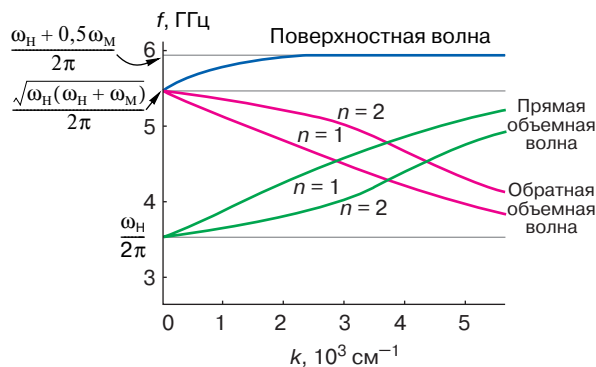


Рис. 5. Дисперсионные характеристики магнитостатических волн в ферритовой пленке: прямых объемных в нормально намагниченной пленке, обратных объемных в касательно намагниченной пленке ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}_0$) и поверхностной волны в касательно намагниченной пленке ($\mathbf{k} \perp \mathbf{M}_0$). Для объемных волн показаны только по две из бесконечного количества мод. Толщина пленки $d = 10 \text{ мкм}$, $H_0 = 1,25 \text{ кЭ}$, $M_0 = 139 \text{ Гс}$

направлении, перпендикулярном постоянной намагниченности, является поверхностной и, как видно из рис. 5, прямой.

С увеличением постоянного магнитного поля все показанные на рис. 4 дисперсионные кривые смещаются вверх по частоте, несколько деформируясь при этом. Очень важно, что, как видно из рис. 5, фазовые и групповые скорости МСВ на много порядков меньше скорости электромагнитных волн в свободном пространстве и существенно зависят от волнового числа k и, следовательно (при постоянной частоте), от H_0 . Таким образом, возникает возможность создания на основе МСВ линий задержки СВЧ-диапазона, управляемых при помощи магнитного поля.

МСВ легко возбуждается в пленках проволочными или микрополосковыми проводниками (антеннами). Необходимо лишь, чтобы их поперечные размеры (в направлении распространения волны) были достаточно малы — меньше или порядка $1/k$.

В качестве материала для пленок, в которых распространяются МСВ, используется обычно железиттриевый феррит со структурой граната $Y_3Fe_5O_{12}$ (ЖИГ), обладающий наименьшими магнитными потерями из всех известных в настоящее время магнитных материалов. В монокристаллических пленках ЖИГ, выращенных на подложках из высококачественных монокристаллов галлий-гадолиниевого граната $Gd_3Ga_5O_{12}$, МСВ распространяются с небольшими потерями на расстояниях, измеряемых несколькими миллиметрами.

Перечисленные свойства МСВ открывают возможности для их применения в технике сверхвысоких частот с целью создания миниатюрных и, что особенно важно, управляемых магнитным полем устройств. Среди них наибольший интерес представляют фильтры и генераторы с перестройкой частоты и уже упоминавшиеся линии задержки.

Для более тонких пленок и больших величин k учет обменного взаимодействия и дополнительных граничных условий становится необходимым. Законы дисперсии начинают тогда существенно отличаться от показанных на рис. 5 дисперсионных характеристик (которые были получены без учета обменного взаимодействия). Наиболее существенными отличиями являются расщепление частот различных мод при $k \rightarrow 0$, подобное рассмотренному в предыдущем разделе для стоячих спиновых волн, и рост частот всех мод при больших k , аналогичный таковому для спиновых волн в безграничной среде.

В заключение заметим, что бегущие когерентные спиновые волны могут распространяться в тонких стержнях и узких полосках пленки. Такие системы можно назвать спин-волновыми волноводами. Их применение перспективно в сверхминиатюрных интегральных СВЧ-приборах.

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН

Рассмотренные выше типы спиновых волн, как тепловых, так и когерентных, были независимыми, не взаимодействующими друг с другом. Однако это имеет место лишь при очень малых амплитудах переменного магнитного поля и переменной намагниченности, когда уравнение движения намагниченности (4) можно считать линейным. При больших амплитудах вследствие нелинейности уравнения движения возникает связь между различными типами колебаний намагниченности и спиновых волн. Эта связь может привести к так называемой неустойчивости определенных типов спиновых волн, то есть к их возбуждению под воздействием, например, однородной переменной намагниченности или непосредственно переменного магнитного поля. Такое возбуждение было названо параметрическим по аналогии с известным из механики и радиотехники (см., например, [11]) возбуждением колебаний с частотой ω в некоторой системе при периодическом изменении какого-либо ее параметра с частотой

$$\omega_p = \frac{n\omega}{2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (17)$$

Нелинейные явления, причиной которых, как потом стало ясно, является параметрическое возбуждение спиновых волн, впервые наблюдали Н. Бломберген и Р.У. Дэймон в 1952 году. Эти явления заключались (рис. 6) в увеличении потерь при ферромагнитном резонансе, то есть в расширении резонансной линии и появлении дополнительного максимума потерь при постоянном магнитном поле, меньшем, чем резонансное. Они возникали при неожиданно малых уровнях мощности СВЧ. В то время началась интенсивная разработка ферритовых устройств СВЧ-диапазона, и обнаружение

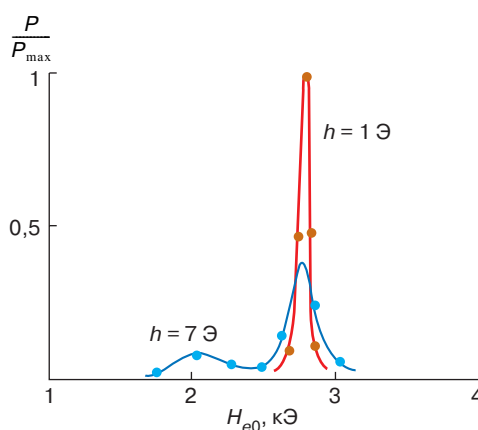


Рис. 6. Поглощение энергии СВЧ-поля в сфере из монокристалла никелевого феррита на частоте 9 ГГц при двух значениях амплитуды h переменного магнитного поля, ниже и выше порога параметрического возбуждения спиновых волн

упомянутых непонятных тогда явлений сильно взволновало их разработчиков, так как снижало предельные величины мощности, при которых могли работать эти устройства.

П.У. Андерсон и Г. Сул в 1955 году объяснили эти явления нестабильностью (параметрическим возбуждением) спиновых волн. Подробная теория такого возбуждения под воздействием однородной переменной намагниченности была создана вскоре Сулом (см., например, [3]). Оказалось, что однородная намагниченность с частотой ω_p передает энергию паре тепловых спиновых волн с частотой ω , удовлетворяющей условию (17), и волновыми векторами \mathbf{k} и $-\mathbf{k}$. При некоторой пороговой амплитуде переменного поля $h_{\text{пор}}$ эта энергия компенсирует потери спиновых волн и начинается экспоненциальный рост их амплитуд (который, конечно, ограничивается другими нелинейными процессами).

Наименьшая величина $h_{\text{пор}}$ имеет место при $n = 1$ в (17), если одновременно выполняется условие ферромагнитного резонанса, например, для сферы: $\omega_p = \omega_{\text{рез}} = \gamma H_0$. Тогда

$$h_{\text{пор}} \cong \frac{\Delta H_0 \Delta H_k}{\pi M_0}, \quad (18)$$

где ΔH_0 — ширина резонансной кривой однородных колебаний, а ΔH_k — ширина резонансной кривой возбуждаемых спиновых волн, в данном случае с $k < 10^4$ и $\theta_k \cong 45^\circ$. Для монокристаллов железо-иттриевого граната (ЖИГ) $\Delta H_0 \cong \Delta H_k \cong 0,3$ Э, а $M_0 = 139$ Гс, так что $h_{\text{пор}} \sim 10^{-4}$ Э; поглощаемая мощность измеряется при этом единицами или даже долями микроватт.

Однако условие (17) при $n = 1$ и условие ферромагнитного резонанса не могут выполняться одновременно при частотах, превышающих (для ЖИГ) приблизительно 3 ГГц. Тогда параметрическое возбуждение первого порядка ($n = 1$) происходит при постоянном поле, меньшем, чем резонансное, а при резонансе имеет место процесс второго порядка ($n = 2$). В обоих случаях значения $h_{\text{пор}}$ превышают величину (18) примерно на два порядка. При процессе второго порядка имеют наименьший порог и, следовательно, возбуждаются спиновые волны с $k \sim 10^5 \text{ см}^{-1}$; при процессе первого порядка происходит возбуждение спиновых волн с меньшими величинами k . Заметим, что в упомянутых опытах (рис. 6) расширение резонансной линии было вызвано процессом второго порядка, а дополнительный максимум поглощения — процессом первого порядка.

Вскоре, в 1960 году, Е. Шлёманн, Д.Д. Грин и У. Милано (см., например, [3]) теоретически и экспериментально показали, что параметрическое возбуждение спиновых волн может происходить под воздействием непосредственно переменного магнитного поля, параллельного \mathbf{M}_0 . Этот вид параметрического возбуждения получил название параллельной (или продольной) накачки.

Зависимость $h_{\text{пор}}$ от постоянного магнитного поля для случая продольной накачки показана на рис. 7, а. Эта кривая получила название бабочки. На ее левом крыле возбуждаются спиновые волны с частотами $\omega = \omega_p/2$, с $\theta_k = 90^\circ$ и волновыми числами k , зависящими от H_0 (рис. 7, б). Пороговое поле в этом случае

$$h_{\text{пор}} = \frac{\omega_p \Delta H_k}{\gamma \cdot 4\pi M_0}. \quad (19)$$

На правом крыле бабочки возбуждаются спиновые волны с $k \sim 10^4$ и $\theta_k < 90^\circ$.

Измерение зависимости $h_{\text{пор}}(H_0)$ при продольной накачке широко используется для нахождения важной характеристики спиновых волн — зависимости их параметра затухания ΔH_k от k .

Спиновые волны, которые возбуждаются параметрически, являются частично когерентными: лишь сумма фаз волн с \mathbf{k} и $-\mathbf{k}$ определяется фазой поля накачки, разность же их фаз является хаотической величиной.

Следует заметить, что параметрическое возбуждение спиновых волн может трактоваться и на

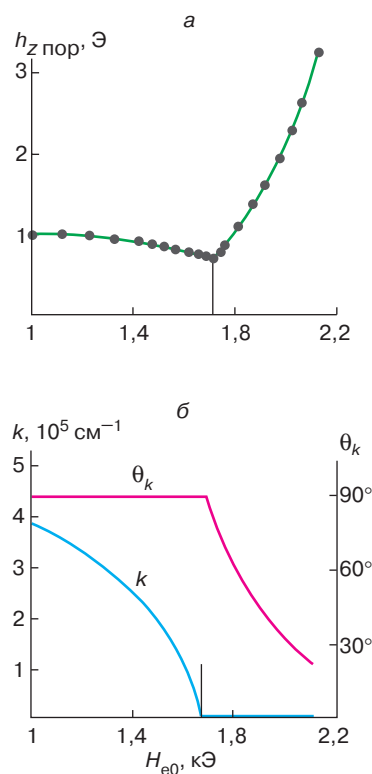


Рис. 7. Экспериментальные величины порогового поля и рассчитанные величины k и θ_k параметрических спиновых волн при продольной накачке в зависимости от внешнего постоянного магнитного поля. Сфера из железо-иттриевого граната при частоте 9,4 ГГц и комнатной температуре

корпускулярном языке. Процессам первого порядка соответствует расщепление магнона однородных колебаний или (при продольной накачке) фотона на два магнона спиновых волн с \mathbf{k} и $-\mathbf{k}$. При процессе второго порядка происходят уничтожение двух магнонов однородных колебаний и рождение двух магнонов спиновых волн.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье рассмотрены спиновые волны в ферромагнетиках: некогерентные (тепловые), когерентные, которые могут быть возбуждены при определенных условиях, например в пленках переменным магнитным полем, и частично когерентные, возбуждаемые параметрически. Предельным случаем когерентных спиновых волн с волновым числом $k = 0$ являются однородные колебания намагниченности, которые возбуждаются при ферромагнитном резонансе и широко используются в технике СВЧ для создания невзаимных и управляемых устройств [3].

В то же время в большинстве экспериментальных исследований когерентных и параметрических спиновых волн, а также их применений в технике СВЧ используются не ферромагнетики, а ферримангнетики (ферриты). В ферримангнетиках (см., например, [3]) все элементарные магнитные моменты делятся на группы (так называемые подрешетки) с различными, в простейшем случае противоположными направлениями моментов. В этих веществах существует несколько — по числу подрешеток — типов однородных колебаний и спиновых волн. Однако среди них всегда имеется один — ферромагнитный тип, который и возбуждается обычно переменным магнитным полем. Для него справедливы все соображения, которые приведены выше.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bloch F. Zur Theorie des Ferromagnetismus // Ztschr. für Phys. 1930. Bd. 61. S. 206.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М.: Наука, 1987.
3. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел // Ландау Л.Д. Собр. тр. / Под ред. Е.М. Лифшица. М.: Наука, 1969. Т. I. С. 128.
5. Holstein T., Primakoff H. Field Dependence of the Intrinsic Domain Magnetization of a Ferromagnet // Phys. Rev. 1940. Vol. 58. P. 1098.
6. Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. М.: Наука, 1965.
7. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978.
8. Kittel C. Excitation of Spin Waves in a Ferromagnet by a Uniform RF Field // Phys. Rev. 1958. Vol. 110. P. 1295.
9. Rado G.T., Weertman J.R. Spin-Wave Resonance in a Ferromagnetic Metal // J. Phys. Chem. Solids. 1959. Vol. 11. P. 315.
10. Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1993.
11. Мигулин В.В., Медведев В.И., Мустель Э.Р., Парыгин В.М. Основы теории колебаний. М.: Наука, 1978.

* * *

Александр Григорьевич Гуревич, доктор физико-математических наук, профессор Санкт-Петербургского государственного технического университета, главный научный сотрудник Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН. Лауреат Государственной премии СССР. Автор более 150 научных работ по физике сверхвысоких частот и магнетизму и четырех монографий.