

## SPIN WAVES IN FERROMAGNETIC FILMS

В. А. KALINIKOS

*Spin waves in thin ferromagnetic films are discussed. It is emphasized that because of the peculiarities of spin waves in ferromagnetic films, these peculiarities have created a basis for development of a new class of devices for analog signal processing, the so called "spin-wave devices".*

**Описаны спиновые волны, существующие в тонких ферромагнитных пленках. Подчеркнуто, что благодаря специфическим особенностям волноведущих свойств ферромагнитные пленки стали основой для построения нового класса приборов аналоговой обработки СВЧ сигналов – спин-волновых приборов.**

## СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

Б. А. КАЛИНИКОС

Санкт-Петербургский государственный  
электротехнический университет

### ВВЕДЕНИЕ

Исследование колебательных и волновых процессов в магнитных материалах давно стало одним из важнейших направлений фундаментальной физики твердого тела. В последние два десятилетия физические исследования сверхвысокочастотных (СВЧ) волновых явлений в ферромагнитных пленках, а также их технические приложения для построения приборов аналоговой обработки СВЧ-сигналов привели к становлению нового научно-технического направления – спин-волновой электроники. Принцип действия спин-волновых приборов основан на явлениях возбуждения, взаимодействия, передачи и приема когерентных сверхвысокочастотных спиновых волн, распространяющихся в ферромагнитных пленках и слоистых структурах на их основе. Становление и развитие спин-волновой электроники как одного из направлений СВЧ-микроэлектроники является примером очередного вклада фундаментальной физики в технику.

Известно, что магнитоупорядоченные кристаллы – магнетики – можно разделить на три основные группы: ферромагнетики, антиферромагнетики и ферримагнетики. (Прекрасное популярное изложение классификации магнетиков и их основных свойств можно найти, например, в книге [1], и мы будем полагать, что они известны читателю.) Для всех кристаллических магнетиков характерно наличие внутреннего магнитного упорядочения. На классическом языке магнетик может быть описан пространственным распределением макроскопической намагниченности единицы объема магнитного кристалла  $M(r)$ , где  $r$  – радиус-вектор. В частном случае, например, однородно намагниченного изотропного ферромагнетика  $M(r) = \text{const}(r)$ . Нарушение магнитного упорядочения, скажем, с помощью какой-то переменной во времени локальной силы, может приводить к возникновению волн намагниченности – спиновых волн.

Впервые возможность описания движения намагниченности в магнетиках в виде гармонических переменных функций была показана Ф. Блохом в 1930 году. Им же был введен термин “спиновые волны”. На протяжении длительного периода времени понятие спиновые волны использовалось в основном для описания термодинамических и

кинетических свойств магнетиков (см., например, монографии [2, 3]).

После экспериментального открытия явлений парамагнитного резонанса (1944 год, Е.К. Завойский), а затем ферромагнитного резонанса (1946 год, Дж. Гриффитс и Е.К. Завойский независимо друг от друга) как экспериментальный, так и теоретический интерес к сверхвысокочастотным процессам в ферромагнетиках значительно возрос. Однако первое сообщение об экспериментальном наблюдении эффекта распространения когерентных спиновых волн было опубликовано только в 1961 году [4]. В последующие несколько лет исследованиям свойств распространяющихся волн намагниченности – когерентных спиновых волн – был посвящен целый ряд работ, выполненных, главным образом, в СССР и США. Объектами исследований тех лет были обычно диски, цилиндры и сферы (с характерными размерами в доли и единицы миллиметров), изготовленные из монокристаллов железо-иттриевого граната (ЖИГ). Этот материал обладает рекордно низкими магнитными потерями (затуханием волн) на сверхвысоких частотах.

Освоение в конце 60-х – начале 70-х годов технологии выращивания высококачественных монокристаллических пленок с малыми магнитными потерями (в частности, пленок ЖИГ) положило начало современному этапу в изучении и применении спиновых волн. С позиций физики, сравнительная простота возбуждения и приема спиновых волн, многообразие их дисперсионных характеристик, низкое затухание на длине волны, “доступность” волн с поверхности на всем пути их распространения сделали ферромагнитные пленки уникальным объектом как для изучения собственно спин-волновых процессов, так и для моделирования волновых явлений (линейных и нелинейных) в диспергирующих средах вообще. С позиций техники, ферромагнитные пленки стали весьма удобным материалом для построения различных приборов и интегральных схем, принцип действия которых основан на распространении и взаимодействии спиновых волн и на пространственно распределенном вводе (съеме) рабочего сигнала. Важные преимущества спин-волновых приборов, например по сравнению с известными приборами на поверхностных акустических волнах, обусловлены возможностью электрического управления дисперсионными характеристиками спиновых волн (за счет изменения поля подмагничивания) как на всем пути их распространения, так и локального.

В данной статье мы рассмотрим основные физические характеристики спиновых волн в ферромагнитных пленках.

## СПИНОВЫЕ КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ

Характерной особенностью спиновых волн в пленках является сильная зависимость их собствен-

ной частоты, фазовой и групповой скорости от величины и направления постоянного поля подмагничивания, магнитных характеристик материала, геометрических размеров волноведущих структур, состояния их поверхности и др. Эти зависимости отражаются дисперсионным уравнением, описывающим спектр спиновых волн.

Дисперсионное уравнение является основным соотношением для описания свойств волн любой природы. Оно устанавливает связь между частотой  $\omega$  и волновым вектором  $\mathbf{k}$  волны. Поскольку компоненты волнового вектора однозначно связаны с длиной волны, то можно также сказать, что дисперсионное уравнение устанавливает связь между частотой и длиной волны. Дисперсионное уравнение дает возможность найти фазовую  $\mathbf{v}_p = \omega/\mathbf{k}$  и групповую  $\mathbf{v}_g = d\omega/d\mathbf{k}$  скорости волн. Напомним, что если фазовая скорость волны не зависит от частоты, то такая волна называется бездисперсионной.

Наиболее простое дисперсионное уравнение описывает электромагнитную волну в свободном пространстве или изотропном диэлектрике

$$\omega = ck, \quad (1)$$

где  $c$  – фазовая скорость волны, которую в случае электромагнитных волн (любой частоты!) принято называть скоростью света в свободном пространстве или рассматриваемом диэлектрике. Дисперсионное уравнение для спиновых волн существенно сложнее, чем (1).

Стоит отметить, что дисперсионное уравнение для спиновых волн является своеобразным “ключом” к расчетам как рабочих характеристик собственно спиновых волн, так и спин-волновых приборов. Для получения уравнений, описывающих спектры и дисперсионные характеристики спиновых волн в ферромагнитных пленках и слоистых структурах, необходимо решать соответствующие электродинамические граничные задачи. Для решения таких задач могут использоваться два подхода – макроскопический и микроскопический. Остановимся на макроскопическом подходе.

## Уравнение движения намагниченности

Строгое решение граничной задачи о нормальных колебаниях и волнах в ферромагнитных телах при использовании макроскопического подхода строится на совместном интегрировании системы уравнений Максвелла и уравнения движения намагниченности. Под намагниченностью  $\mathbf{M}$  понимается плотность макроскопического магнитного момента магнетика [1 – 3]. Важно помнить, что результирующая намагниченность определяется в основном спиновыми магнитными моментами электронов [1]. Вспомним также, что кроме магнитного момента электроны обладают собственными механическими моментами – “спинами” (от английского *spin* – волчок), причем “спин” электрона можно

приближенно представить себе как момент вращения около его оси. (Из теории известно, что спиновый и магнитный моменты электрона связаны через гиromагнитное отношение и направлены в разные стороны.) Макроскопическая намагченность ферромагнетика  $\mathbf{M}$  является именно той величиной, которая входит в уравнения электродинамики и определяет электромагнитную индукцию в магнитной среде

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}). \quad (2)$$

В общем случае намагченность является функцией координат и времени  $\mathbf{M} = \mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ .

Уравнение движения намагченности для сплошной среды впервые было записано Ландау и Лифшицем. Это уравнение имеет вид

$$\frac{\partial \mathbf{M}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -|g|\mu_0[\mathbf{M}(\mathbf{r}, t), \mathbf{H}^{\text{eff}}(\mathbf{r}, t)], \quad (3)$$

где (при записи в системе единиц СИ)  $|g| = 1,76 \times 10^{11} \text{ К/кг}$  – гиromагнитное отношение,  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ Гн/м}$  – магнитная проницаемость вакуума. Эффективное магнитное поле  $\mathbf{H}^{\text{eff}}$  (напряженность) измеряется в амперах на метр ( $\text{A}/\text{м}$ ). Полезно отметить, что уравнение (3) “сохраняет” длину вектора  $\mathbf{M}$  при его колебаниях, то есть  $|\mathbf{M}| = \text{const}(t)$ .

Нетрудно показать [1, 2], что в частном случае однородного постоянного магнитного поля (для определенности будем считать, что поле подмагничивания направлено вдоль оси  $z$ , то есть  $\mathbf{H}^{\text{eff}}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}_i = \mathbf{e}_z H_i$ ) уравнение движения (3) описывает собственные колебания намагченности, имеющие вид

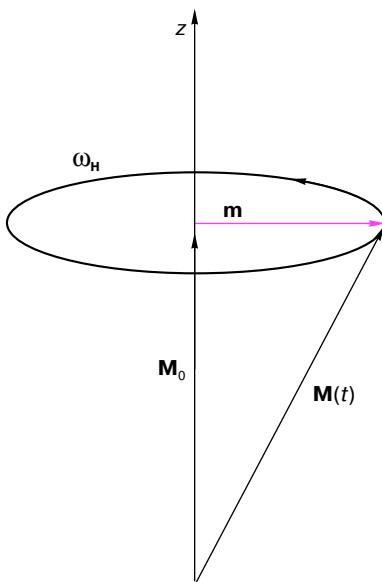


Рис. 1. Прецессия намагченности в постоянном магнитном поле.

прецессии (вращения) вектора  $\mathbf{M}$  вокруг направления поля  $\mathbf{H}$  (см. рис. 1).

Намагченность при этом не зависит от координат и имеет постоянную  $\mathbf{M}_0$  и переменную  $\mathbf{m}(t) = \mathbf{m}_\omega e^{i\omega t}$  составляющие, то есть

$$\mathbf{M}(t) = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}_\omega e^{i\omega t}. \quad (4)$$

Оказывается, что постоянная составляющая намагченности ориентирована вдоль оси  $z$  (вдоль направления постоянного поля подмагничивания), а переменная, составляющая  $\mathbf{m}$ , имеет круговую поляризацию с правым вращением в плоскости  $xy$ . Частота вращения  $\omega$  вектора  $\mathbf{m}$  прямо пропорциональна напряженности внутреннего постоянного магнитного поля  $H_i$  и оказывается равной  $\omega_H$ , причем

$$\omega_H = |g|\mu_0 H_i. \quad (5)$$

Эта частота, являющаяся частотой собственных колебаний намагченности, называется частотой ферромагнитного резонанса (ФМР) неограниченной среды.

Кроме формулы (5), записанной в системе единиц СИ, полезно привести формулу для частоты ФМР, записанной в гауссовой системе единиц:

$$\frac{\omega_H}{2\pi} = |\gamma| H_i. \quad (6)$$

Здесь  $|\gamma| = 2,8 \text{ МГц/Э}$ , а напряженность магнитного поля  $H_i$  измеряется в эрстедах ( $\mathcal{E}$ ). Легко видеть, что уже при сравнительно небольших напряженностях поля подмагничивания (в сотни эрстед) частота ФМР оказывается лежащей в диапазоне СВЧ.

Попробуем качественно объяснить, почему решение уравнения движения (3) для ферромагнетика, помещенного в пространственно-однородное постоянное магнитное поле, приводит к возникновению в нем колебаний намагченности в виде прецессии вектора  $\mathbf{M}$  вокруг направления приложенного поля  $\mathbf{H}$ . Прежде всего вспомним, что макроскопическая намагченность единицы объема ферромагнетика складывается в основном из спиновых магнитных моментов электронов [1, 5]. Таким образом, можно заключить, что макроскопическая намагченность есть суммарная намагченность “системы волчков (спинов)”.

Из механики известно, что раскрученный волчок (гироскоп) стремится сохранить направление своей оси в пространстве. При воздействии же на него силы, стремящейся изменить прежнее направление, возникает момент сил, приводящий к прецессии оси волчка вокруг направления действия приложенной силы. (Это легко представить себе тем, кто держал в руках, например, раскрученное велосипедное колесо.) В случае ферромагнетика силой, стремящейся ориентировать систему спинов, является постоянное магнитное поле. Именно поэтому естественным собственным “движением” макроскопической намагченности оказывается

ее прецессия вокруг направления приложенного магнитного поля. Частота же прецессии определяется произведением гиromагнитного отношения на величину приложенного постоянного магнитного поля.

Перейдем теперь к рассмотрению уравнения движения намагниченности для общего случая, а именно, для случая волнового процесса в ферромагнетике, когда эффективное магнитное поле складывается из нескольких составляющих. Для пояснения роли этих составляющих опишем картину волнового процесса в ферромагнетике на качественном уровне.

Огрубляя реальную ситуацию, рассмотрим модель (по типу модели Гейзенберга [5]), представляющую собой решетку элементарных спиновых магнитных моментов (магнитных спинов). Эти магнитные моменты благодаря обменному взаимодействию связаны между собой и ориентированы параллельно. (Заметим, что параллельная ориентация спинов соответствует минимуму энергии ферромагнетика, а силы обменного взаимодействия между ними являются близкодействующими [1]). Попытка изменить положение любого из элементарных магнитных моментов относительно его соседей приводит к тому, что такое возмущение начинает распространяться по решетке спинов (“спиновая волна”). Можно сказать, что такая волна имеет обменную природу или, иными словами, ее существование обусловлено силами обменного взаимодействия (обменной “жесткостью”) спин-системы.

Мысленно выделим теперь в решетке спинов макроскопические области. Благодаря наличию намагниченности в каждой из выделенных областей их можно условно рассматривать как магнитные диполи. Такие диполи связаны между собой силами магнитного дипольного взаимодействия, определяющими “жесткость” системы диполей. (Заметим, что в отличие от обменных, эти силы являются дальнодействующими). Попытка изменить положение любого из диполей в их системе приводит к тому, что такое возмущение начинает распространяться по системе диполей (“дипольная волна”). Можно сказать, что такая волна имеет магнитную дипольную природу. (Подобную волну легко смоделировать, используя, например, систему из магнитных стрелок компасов, “связанных” собственными магнитными полями).

Естественно, что в реальной ферромагнитной среде оба только что названных взаимодействия (поля) – близкодействующее обменное и дальнодействующее дипольное – одновременно определяют механизм волнового процесса. Однако их относительный вклад может быть различен: в механизме распространения коротких волн, длина которых соизмерима с расстоянием между элементарными магнитными моментами, основную роль играет об-

менное взаимодействие; механизм же распространения длинных волн намагниченности обусловлен диполь-дипольным взаимодействием.

Для более точного уяснения волнового механизма с помощью модели взаимодействующих магнитных моментов необходимо помнить, что такие моменты прецессируют вокруг направления постоянного магнитного поля. Принимая во внимание, что собственным движением намагниченности является ее прецессия, нетрудно представить, что волны намагниченности, бегущие в ферромагнитной среде, можно рассматривать как волны фазы прецессии намагниченности. Стоячие же волны можно трактовать как волны амплитуды прецессии. Качественную картину однородной прецессии, бегущей в стоячей спиновых волнах иллюстрирует рис. 2.

### Границные условия

При решении волновых задач для ферромагнитных тел используют два типа граничных условий: электродинамические граничные условия (ЭГУ) и дополнительные граничные условия (ДГУ).

Используемые электродинамические граничные условия являются обычными для теории электромагнитного поля. В отсутствие токов и зарядов на границе раздела ферромагнетик – диэлектрик они заключаются в непрерывности касательных компонент поля и нормальных компонент индукции.

Дополнительные граничные условия (они являются независимыми по отношению к ЭГУ) отражают специфику границы раздела ферромагнетик – диэлектрик. Они накладываются на переменную намагниченность  $\mathbf{m}$ .

Наиболее часто при решении граничных задач используют два предельных случая ДГУ:

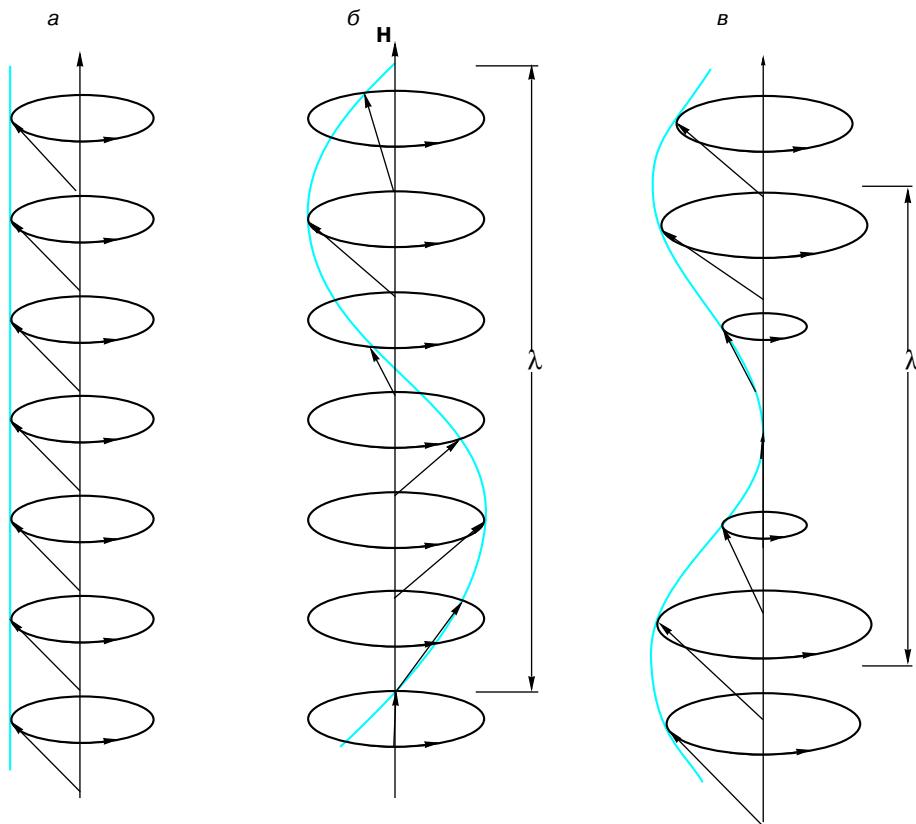
$$\mathbf{m}|_s = 0 \quad (7)$$

– случай закрепленных поверхностных спинов (граничные условия Киттеля) и

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \mathbf{n}}|_s = 0 \quad (8)$$

– случай свободных поверхностных спинов (граничные условия Амента–Радо). (В последнем соотношении  $\mathbf{n}$  обозначает нормаль к поверхности ферромагнетика.)

При теоретическом анализе необходимость в использовании ДГУ возникает тогда, когда учитывается неоднородное обменное взаимодействие. За счет обменного поля повышается порядок исходной системы дифференциальных уравнений и для однозначного решения граничных задач становится недостаточным использование только электродинамических граничных условий. Поскольку граничные условия (7), (8) позволяют учитывать эффекты, обусловленные обменным взаимодействием



**Рис. 2.** Качественная иллюстрация волн намагниченности: *а* – однородная прецессия; *б* – бегущая волна; *в* – стоячая волна.

спинов, то их обычно называют обменными граничными условиями.

### СПЕКТР СПИНОВЫХ ВОЛН В ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

Строгий математический анализ спектра спиновых волн в ферромагнитных пленках основывается на совместном решении линеаризованного уравнения движения намагниченности и системы уравнений Максвелла при одновременном учете электродинамических и обменных граничных условий. Такое решение достаточно громоздко и мы не будем его приводить (его можно найти в работах [6, 7]). Отметим только, что разработанный математический аппарат позволяет получать как точные, так и приближенные дисперсионные уравнения. Точные дисперсионные уравнения содержат зависимость  $\omega(\mathbf{k})$  в неявной форме и допускают решение только численными способами. Приближенные же дисперсионные уравнения содержат физически и практически важную зависимость  $\omega(\mathbf{k})$  в явном виде и, как показывают численные оценки, обладают достаточноной для многих практических целей точностью. Поэтому ниже для количественного описания

свойств спиновых волн мы приведем именно приближенное дисперсионное уравнение.

Как показывают теория и многочисленные эксперименты, основной особенностью спектра спиновых волн в пленках является его дискретность. Иными словами, спектр спиновых волн в пленках описывается отдельными дисперсионными кривыми. Дискретность спектра увеличивается с уменьшением толщины пленки.

Вид спектра, ход дисперсионных кривых  $\omega(\mathbf{k})$ , величины фазовой и групповой скоростей спиновых волн существенно зависят как от параметров пленки, так и от направления ее намагничивания. Изменяя последнее, можно легко управлять дисперсией спиновых волн, что является одним из главных преимуществ пленок как волноведущих элементов.

Остановимся более подробно на частном случае перпендикулярно намагниченной пленки. Для определенности будем считать, что ферромагнитная пленка намагничена по нормали к поверхности вдоль оси  $z$ , центр прямоугольной системы координат  $xyz$  совпадает с центром пленки, а спиновые волны могут распространяться в плоскости пленки вдоль оси  $x$ . Решение задачи показывает, что

благодаря влиянию граничных условий (как электродинамических, так и обменных) в пленке может распространяться бесконечное число типов волн (их называют нормальными, или собственными, волнами):

$$\mathbf{m}(x, z, t) = \mathbf{m}_n(z) \exp[i(\omega t - kx)]. \quad (9)$$

Эти собственные волны характеризуются различными распределениями переменной намагнченности по толщине пленки  $\mathbf{m}_n(z)$ . Соответствующее решению (9) приближенное дисперсионное уравнение имеет вид

$$\omega_n^2 = \Omega_n(\Omega_n + \omega_M P_{nn}), \quad (10)$$

где обозначено  $\Omega_n = \omega_H + \omega_M(\alpha\kappa_n^2 + k^2)$ ,  $\omega_M = |g|\mu_0 M_0$ ,  $\alpha$  – константа неоднородного обменного взаимодействия (в случае ЖИГ она равна  $3,1 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2$ ),  $\kappa_n = n\pi/L$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots, L$  – толщина пленки.

Элемент  $P_{nn}$  появляется в результате учета диполь-дипольного взаимодействия спинов [6, 7]. Он является явной функцией волнового числа  $k$ , толщины пленки  $L$  и номера волны  $n$ . Конкретный вид  $P_{nn}$  зависит также от анализируемого типа обменных граничных условий (7) или (8). Для волны низшего типа  $n = 0$  в случае свободных поверхностных спинов  $P_{nn}$  оказывается равным

$$P_{nn} = P_{00} = 1 - [1 - \exp(kL)]/kL. \quad (11)$$

Заметим, что дисперсионное уравнение (10) несмотря на сложность рассматриваемой задачи является очень простым и позволяет легко рассчитывать все основные дисперсионные характеристики волны – зависимость частоты от волнового числа, фазовую и групповую скорости и их зависимости от частоты или волнового вектора.

Рассмотрим вначале случай  $k = 0$ . Такой случай называется спин-волновым резонансом. Физически ему соответствует однородное распределение переменной намагнченности (9) в плоскости пленки. Иными словами, при  $k = 0$  фаза прецессии спинов в направлении  $x$ , то есть в направлении распространения волн (9) в плоскости пленки, не изменяется.

Иначе обстоит дело с распределением намагнченности по толщине пленки. Решение показывает, что в зависимости от обменных граничных условий распределения компонент вектора переменной намагнченности приближенно описываются синусоидальными или косинусоидальными функциями, а именно

$$m_n^{x, y}(z) \sim \sin \kappa_n(z + L/2) \quad (12)$$

при закрепленных поверхностных спинах (7) или

$$m_n^{x, y}(z) \sim \cos \kappa_n(z + L/2) \quad (13)$$

при свободных поверхностных спинах (8). Подчеркнем, что распределения (12) и (13) являются точными при  $k = 0$ .

Для простой физической интерпретации решений (12) и (13) можно привести аналогию с распределением амплитуд собственных изгибных колебаний жесткого стержня с закрепленными и свободными концами.

Распределения намагнченности (12) и (13) при  $k = 0$  можно трактовать как стоячие (по толщине пленки) спиновые волны. Сточные волны возникают как суперпозиция бегущих волн, отражаемых плоскостями ферромагнитной пленки. Рис. 3 иллюстрирует распределение намагнченности стоячих спиновых волн в случае свободных и закрепленных поверхностных спинов. Простейший тип колебаний ( $n = 0$  при свободных поверхностных спинах) называется однородной прецессией. Высшие типы колебаний образуются в результате "пространственного квантования" переменной намагнченности на толщине пленки.

Уравнение резонансных частот стоячих спиновых волн получается из (10) при  $k = 0$ . Оно имеет простой вид

$$\omega = \omega_H + \omega_M \alpha (n\pi/L)^2, \quad (14)$$

который не зависит от вида обменных граничных условий.

Таким образом, спектр стоячих  $k = 0$  спиновых волн в ферромагнитной пленке характеризуется бесконечным набором резонансных частот собственных колебаний намагнченности, однородных в плоскости пленки.

При  $k \neq 0$  уравнение (14) переходит в (10), то есть возникает зависимость собственной частоты от волнового числа. Волне каждого типа  $n$  соответствует своя дисперсионная кривая  $\omega_n(k)$ . Иными словами, каждой дисперсионной кривой спектра спиновых волн  $\omega_n(k)$  отвечает нормальная волна, имеющая свое распределение намагнченности по толщине пленки.

На рис. 4. показаны спектры спиновых волн, рассчитанные по (10) для пленок со свободными поверхностными спинами двух толщин – 0,5 и 5 мкм. Подчеркнем, что собственные частоты спиновых волн зависят от величины поля подмагничивания, что определяет возможность их электрической перестройки в очень широком интервале частот, скажем, от единиц до десятков гигагерц.

Таким образом, мы приходим к выводу, что ферромагнитная пленка (подобно металлическому волноводу или оптическому волокну) "поддерживает" распространение бесконечного числа типов волн. Существенным отличием этих волн от электромагнитных является их "медленность": в большей части спектра  $\omega_n(k)$  фазовая скорость спиновых волн оказывается существенно меньше скорости света. Иными словами, длины спиновых волн оказываются значительно меньше длин собственно электромагнитных волн тех же частот (сравните уравнения (1) и (10)). На основании (10) кажется, что

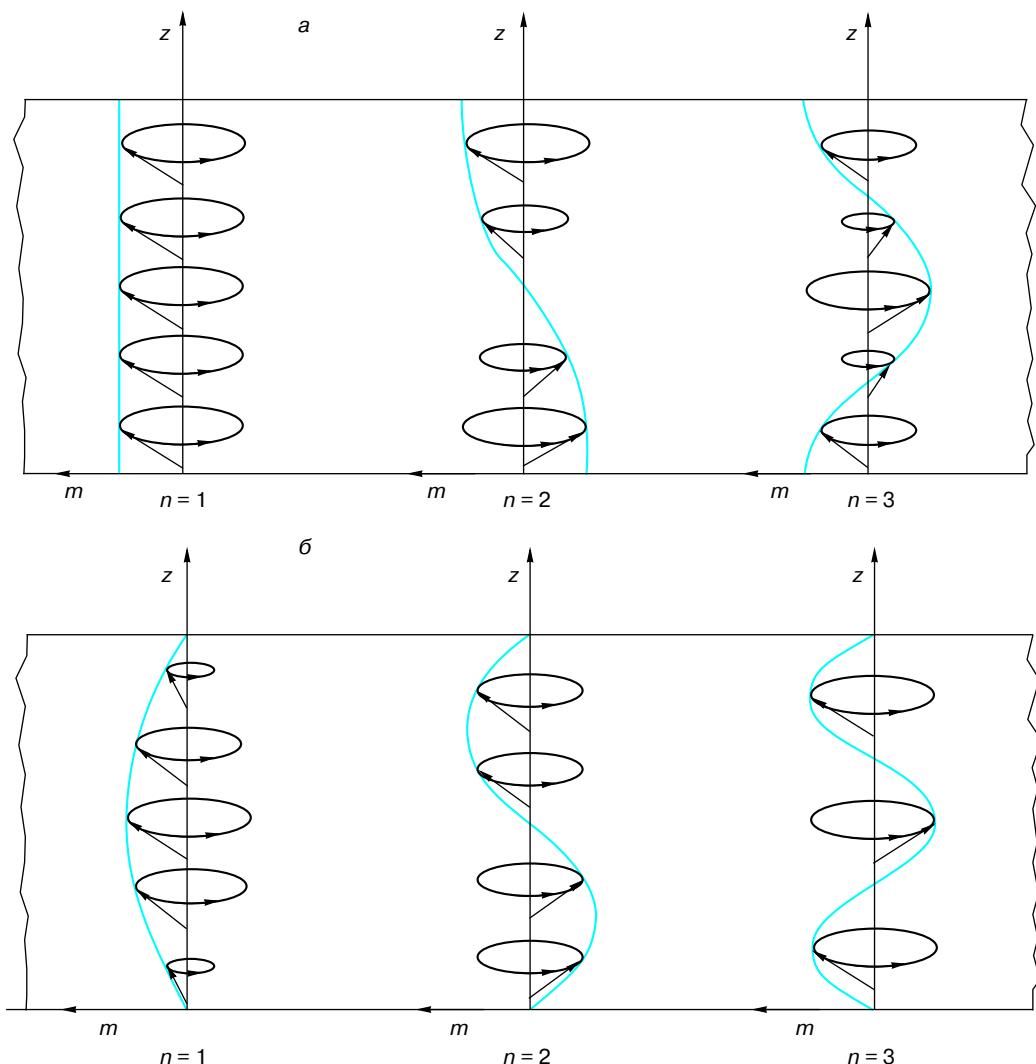


Рис. 3. Распределение переменной намагченности стоячих спиновых волн трех низших типов для случаев свободных (а) и закрепленных (б) поверхностных спинов.

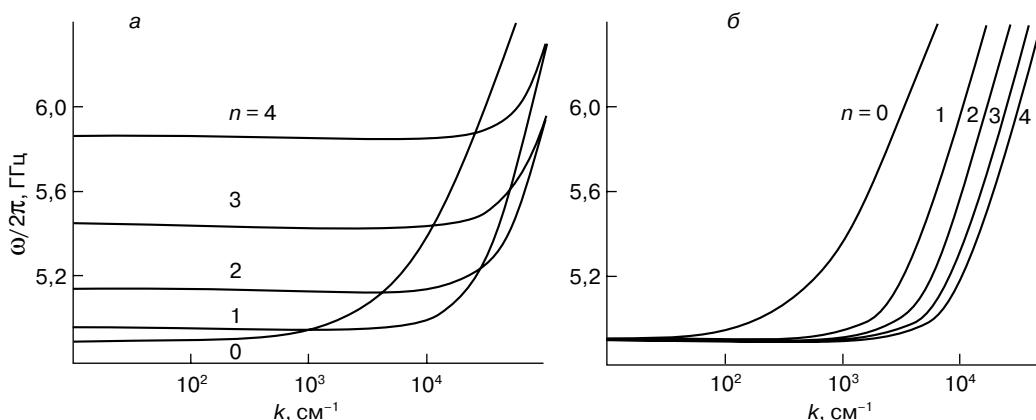


Рис. 4. Спектры спиновых волн в пленках со свободными поверхностными спинами:  $L = 0,5 \text{ мкм}$  (а),  $5 \text{ мкм}$  (б). При расчете принято  $\omega_h = \omega_m = 4900 \text{ МГц}$ ,  $\alpha = 3,1 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2$ . Показаны дисперсионные кривые пяти типов  $n = 0, 1, 2, 3, 4$ .

уменьшение длины спиновой волны с ростом частоты ничем не ограничено. Однако следует помнить, что классическая модель, которую мы использовали в расчетах, перестает "работать", когда длина спиновой волны становится соизмеримой с постоянной кристаллической решетки.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Детальные физические исследования сверхвысокочастотных свойств ферромагнитных пленок, выполненные в последние годы, показали, что ферромагнитные пленки можно рассматривать как своеобразные "волноводы спиновых волн". Спектр спиновых волн в таких волноводах является дискретным, что позволяет на практике получать квазиоднодомовый режим возбуждения и распространения спиновых волн. Возможность практической реализации квазиоднодомового режима возбуждения распространения спиновых волн в ферромагнитных пленках наряду с их другими практическими полезными свойствами сделали пленки удобным материалом для построения нового класса приборов аналоговой обработки СВЧ сигналов — спин-волновых приборов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Вонсовский С.В. Магнетизм. М.: Наука, 1984. 208 с.
2. Вонсовский С.В. Магнетизм. М.: Наука, 1971. 1032 с.
3. Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 368 с.
4. Damon R. W., Van de Vaart H.J. Propagation of magnetostatic spin waves at microwave frequencies in normally magnetized disk. // J. Appl. Phys. V. 36. № 11. P. 3453 – 3459.
5. Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 592 с.
6. Дмитриев В.Ф., Калиникос Б.А. Возбуждение распространяющихся волн намагниченности микрополосковыми антеннами // Изв. вузов. Физика. 1988. № 11. С. 24 – 53.
7. Kalinikos B.A. Dipole-exhange spin-wave spectrum of magnetic films. In: Linear and Nonlinear Spin Waves in Magnetic Films and Superlattices. M.G.Cottan, ed. Singapore: World Scientific Publishing Company, Ltd., 1994.

\* \* \*

Борис Антонович Калиникос, доктор физико-математических наук, профессор Санкт-Петербургского государственного электротехнического университета, заведующий кафедрой электронно-ионной и вакуумной технологии. Автор более 130 научных работ и соавтор 3 монографий.