
**РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ
В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ПЛАЗМЕ**

УДК 537.635;537.876.4

**ПОЛЯРИЗАЦИЯ СОБСТВЕННЫХ ВОЛН И МИКРОВОЛНОВЫХ ПОЛЕЙ
В МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛАСТИНЕ**
© 2019 г. Д. В. Перов¹, *, А. Б. Ринкевич¹, С. О. Демокритов^{1,2}¹Институт физики металлов УрО РАН,
Российская Федерация, 620041 Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18²Институт прикладной физики Университета Мюнстера,
Федеративная Республика Германия, 48149 Мюнстер, Коренштрассе, 2

*E-mail: peroff@imp.uran.ru

Поступила в редакцию 07.12.2017 г.

После доработки 30.01.2018 г.

Принята к публикации 31.01.2018 г.

Рассмотрена поляризация собственных волн и суммарного микроволнового магнитного поля и микроволновой намагниченности в ферромагнитной металлической пластине. Установлено, что в случае тонкой пластины, толщина которой меньше глубины скин-слоя, существенную роль играет интерференция собственных прямых и обратных волн. Показано, что и микроволновая намагниченность, и микроволновое магнитное поле являются эллиптически поляризованными, причем длины полуосей эллипсов, их наклон, а также направления вращений соответствующих векторов определяются величиной поля намагничивания. Установлено, в частности, что поляризация микроволнового поля различна в условиях ферромагнитного резонанса и ферромагнитного антирезонанса.

DOI: 10.1134/S003384941903015X

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы возрос интерес к исследованию спиновых волн в ферромагнитных металлах, вызванный их использованием в приборах магнетики [1]. Использование эффектов спинтроники для управления распространением спиновых волн в нановолноводах предоставляет новые возможности для реализации наноосцилляторов, а также для преобразования спиновых токов в электрические и обратно [2, 3]. Для решения задач эффективного возбуждения и преобразования спиновых волн принципиальное значение имеет учет их поляризации, а также учет пространственного распределения высокочастотных полей в ферромагнитных структурах и окружающих их диэлектрических средах [4, 5].

Спиновые волны в ферромагнитных металлах исследуются уже длительное время, причем значительную роль сыграла работа [6], в которой было получено и решено дисперсионное уравнение для волн в металлической ферромагнитной пластине с учетом закрепления спинов на границах. Теория распространения спиновых волн в металлах была развита во многих работах, например, [7–11]. Специальное внимание было уделено проблеме учета закрепления спинов на границе ферромагнитной пленки [12, 13]. Современное состояние проблем исследования колебаний и волн в магнитных средах изложено в монографиях [14–16].

Проникновение электромагнитных волн через тонкие металлические пленки является удобным методом экспериментального исследования. Экспериментально и теоретически изучено проникновение электромагнитных волн миллиметрового диапазона через пленки пермаллоя в условиях магнитного резонанса [17]. Наблюдался ферромагнитный резонанс (ФМР), принадлежащий акустической ветви спектра, антирезонанс (ФМАР), а также спин-волновой резонанс (СВР). Для серии пленок определена постоянная затухания Гильберта и показано, что с ростом толщины пленки постоянная затухания уменьшается. Соответственно, метод расчета резонансных явлений, который дает возможность изучать влияние закрепления спинов на ФМР, ФМАР и СВР, предложен в статье [18]. Исследовано пространственное распределение амплитуд собственных волн в пластине в условиях резонансов [19].

Развитый в [18] метод решения граничной задачи и количественного расчета амплитуд собственных волн дал возможность правильно рассчитать амплитуду резонансных явлений и объяснить существование нескольких типов формы линии ФМР, имеющих сильно отличающуюся ширину. Однако к настоящему времени остается нерешенной задача расчета поляризации спиновых волн в пластине. Ее решение может иметь важное практическое значение, поскольку, например, инфор-

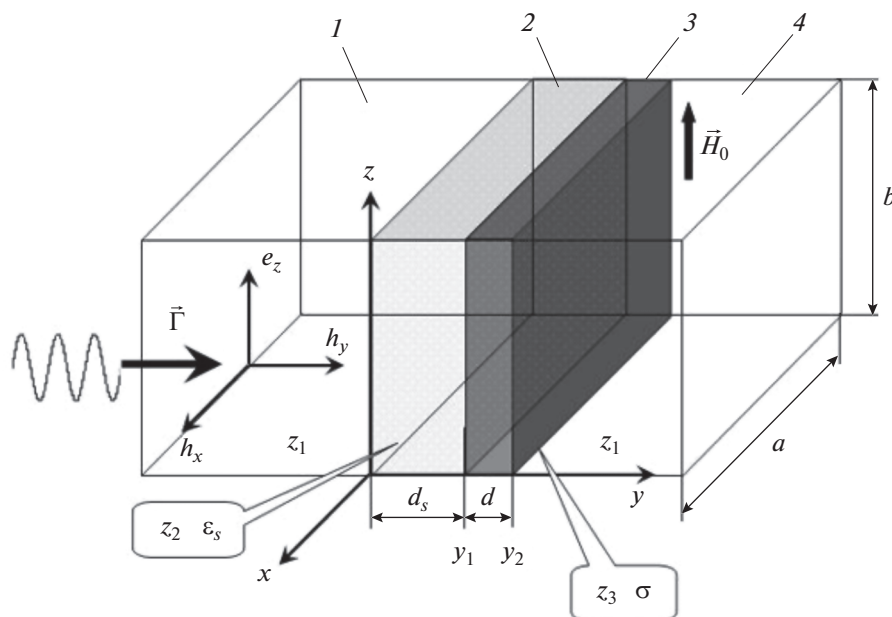


Рис. 1. Геометрия расположения волнового вектора и векторов полей по отношению к ферромагнитной пленке на диэлектрической подложке.

магия о траектории вектора намагниченности играет важную роль в задачах параметрического возбуждения волн в магнитных средах, в том числе – с использованием спин-поляризованных токов [20]. Указанная задача решается в данной статье развитием метода, представленного в работе [18]. Будет рассмотрена поляризация намагниченности и магнитного поля собственных волн и рассчитана их интерференция внутри пластины для случаев различной толщины пластины: как меньше, так и больше классической глубины скин-слоя.

1. МЕТОД РАСЧЕТА

Рассмотрим прохождение электромагнитных волн через ферромагнитную металлическую пленку и отражение волн от нее, следуя работам [18, 19]. Начнем с формулировки системы уравнений, связывающих электрическое поле \vec{E} и магнитное поле \vec{H} в металле, состоящей из уравнений Максвелла и уравнения движения магнитного момента:

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\vec{H} + 4\pi \vec{M}); \quad \text{rot} \vec{H} = \frac{4\pi\sigma}{c} \vec{E}, \quad (1)$$

$$\frac{1}{\gamma} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \vec{M} \times \left[\vec{H} + \left(\frac{2A}{M_s^2} \right) \nabla^2 \vec{M} - \left(\frac{G}{\gamma M_s^2} \right) \times \right. \\ \left. \times \vec{M} \times \left(\vec{H} + \left(\frac{2A}{M_s^2} \right) \nabla^2 \vec{M} \right) \right], \quad (2)$$

где \vec{M} – намагниченность, σ – проводимость металла, c – скорость света в вакууме, A – обменный параметр, M_s – намагниченность насыщения, $\gamma = ge/2mc$ – гиромагнитное отношение, g – фактор спектроскопического расщепления, e и m – заряд и масса электрона, G – постоянная Гильберта, характеризующая затухание в магнитной системе.

Решение системы уравнений (1)–(2) для определения дисперсии волн было найдено в [6]. В данной работе мы изучим поляризацию волн. На рис. 1 показано расположение векторов распространения и поляризации волн по отношению к рассматриваемой ферромагнитной пленке. Намагниченность \vec{M} , магнитное поле \vec{H} состоит из постоянной (не зависящей от времени) и микроволновой частей, электрическое поле \vec{E} содержит только микроволновую компоненту. Электромагнитная волна с волновым вектором \vec{k} падает из области 1 (вакуум) на диэлектрическую подложку (область 2) с толщиной d_s и диэлектрической проницаемостью ϵ_s . Далее волна проходит в металлическую ферромагнитную пленку (область 3) с толщиной d и проводимостью σ . В областях 2 и 3 происходят отражения волн на границах и интерференция.

Как известно, в металлической ферромагнитной пластине существуют три типа спиновых волн: ларморовская и антиларморовская и электромагнитно-подобная [8, 18, 19]. Из области 3 волна переходит в область 4 (вакуум). Постоян-

ное магнитное поле \vec{H}_0 направлено вертикально вверх, вдоль оси z . Предполагается, что все микроволновые поля имеют гармоническую зависимость от времени вида $\exp(i\omega t - \Gamma y)$.

Поскольку амплитуда микроволнового магнитного поля во много раз меньше постоянного магнитного поля, то при решении системы (1), (2) используется линеаризация.

Для нахождения амплитуд волн систему (1),(2) нужно дополнить граничными условиями для полей и спинов. Запишем граничные условия на границе между областями 2 и 3 при $y = 0$:

$$h_x^{(1)} = h_x^{(2)}; \quad e_z^{(1)} = e_z^{(2)}. \quad (3)$$

На границе металлической пленки и диэлектрической подложки при $y = d_s$ граничные условия имеют вид

$$h_x^{(2)} = h_x^{(3)}; \quad e_z^{(2)} = e_z^{(3)}; \quad -A \frac{\partial m_y}{\partial y} - K_s^{(d_s)} m_y = 0, \quad (4)$$

а между пленкой и вакуумом при $y = d + d_s -$

$$h_x^{(3)} = h_x^{(4)}; \quad e_z^{(3)} = e_z^{(4)}; \quad \frac{\partial m_x}{\partial y} = 0; \quad (5)$$

$$A \frac{\partial m_y}{\partial y} - K_s^{(d+d_s)} m_y = 0.$$

В выражениях (3)–(5) h_i, e_i, m_i – компоненты соответственно напряженности электрического и магнитного микроволнового поля и намагниченности, $K_s^{(d_s)}$ и $K_s^{(d+d_s)}$ – константы закрепления (пиннинга) спинов на границах пленки, которые, в принципе, могут быть различными. Ход решения системы (1), (2) с граничными условиями (3)–(5) подробно изложен в [18, 19]. Результатом расчета являются амплитуды всех собственных волн, распространяющихся в прямом и обратном направлениях. Здесь мы рассмотрим способ расчета поляризации собственных волн.

Следуя работе [19], будем использовать следующие значения цифрового индекса n для волновых чисел: 1 – антиларморовская спиновая волна L_- ; 2 – ларморовская спиновая волна $L+$; 3 – электромагнитно-подобная волна $E+$.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ПОЛЯРИЗАЦИИ ВОЛН ДЛЯ ТОНКОЙ ПЛАСТИНЫ

Рассмотрим результаты расчетов поляризации собственных волн для пленок разной толщины на частоте $f = 36$ ГГц. Эта частота соответствует условиям экспериментов, выполненных с использованием стандартного измерительного волноводного тракта [17, 18]. Результаты расчетов для других частот миллиметрового диапазона получаются ка-

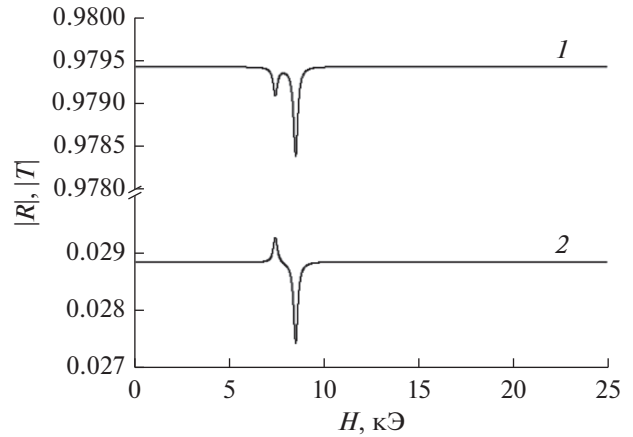


Рис. 2. Зависимости модулей коэффициентов отражения (1) и прохождения (2) микроволн частотой $f = 36$ ГГц от магнитного поля для тонкой пластины. Толщина пластины 50 нм, обменная константа $A = 1.16 \times 10^{-6}$ эрг/см, слабое закрепление спинов $K_s^{(d_s)} = K_s^{(d+d_s)} = 0.1$ эрг/см².

чественно подобными тем, которые приводятся здесь.

В данном разделе примем, что толщина пленки $d = 50$ нм, что значительно меньше глубины скин-слоя δ . Для обменной константы A примем значение $A = 1.16 \times 10^{-6}$ эрг/см, для намагниченности $M = 810$ Гс, для проводимости $\sigma = 5 \times 10^6$ См/м, как для пермаллоя [7, 11]. Для безразмерной постоянной магнитного затухания примем типовое значение $\alpha = 0.01$. Параметры диэлектрической подложки, на которой выращена металлическая пленка, следующие: диэлектрическая проницаемость $\epsilon_s = 5.5$; толщина $d_s = 0.5$ мм.

Рассмотрим случай слабого закрепления спинов на границе пленки $K_s^{(d_s)} = K_s^{(d+d_s)} = 0.1$ эрг/см². Полевые зависимости модулей коэффициентов прохождения T и отражения R , рассчитанные по приведенной выше методике, представлены на рис. 2. Видны резонансные изменения коэффициентов, вызванные ФМР при $H = 8.59$ кЭ и СВР при $H = 7.51$ кЭ. При ФМР происходит поглощение высокочастотной волны, это проявляется в уменьшении коэффициентов прохождения и отражения. При СВР происходит установление стоячей волны в пластине. При указанных выше условиях коэффициент отражения имеет минимум, а коэффициент прохождения, наоборот, – максимум. В поле $H = 2.485$ кЭ осуществляется ФМАР, однако для малой толщины пленки $d = 50$ нм $\ll \delta$ его влияние на коэффициенты незначительно.

Поляризация суммарного микроволнового поля в центре тонкой пластины толщиной 50 нм при различных значениях постоянного магнитного поля H показана на рис. 3. Данные результаты

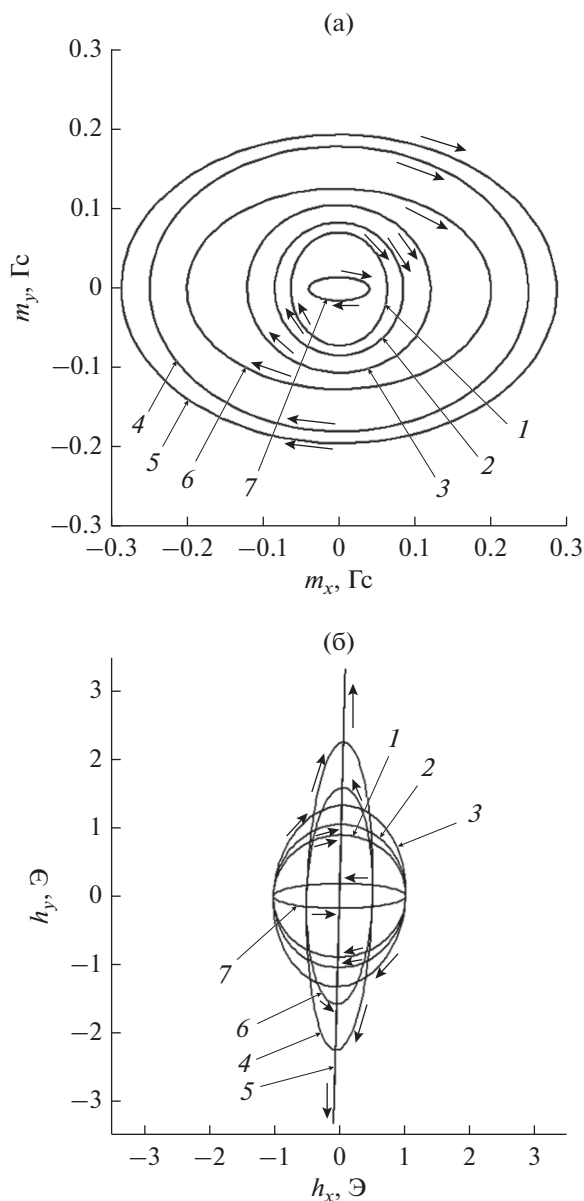


Рис. 3. Поляризация микроволновой намагниченности (а) и магнитного поля (б) в центре тонкой пластины при различных значениях постоянного магнитного поля: $H = 1.0$ кЭ $< H_{\text{ФМАР}}$ (кривая 1), $H = H_{\text{ФМАР}} = 2.485$ кЭ (кривая 2), $H = 4.8$ кЭ $< H_{\text{СВР}}$ и $H_{\text{ФМР}}$ (кривая 3), $H = 7.51$ кЭ $= H_{\text{СВР}}$ (кривая 4, амплитуда $\times 0.5$); $H = H_{\text{ФМР}} = 8.59$ кЭ (кривая 5, амплитуда $\times 0.067$); $H = 10.0$ кЭ $> H_{\text{ФМР}}$ (кривая 6), $H = 25.0$ кЭ $\gg H_{\text{ФМР}}$ (кривая 7).

получены посредством суммирования компонент переменного магнитного поля и переменной намагниченности, рассчитанных для $y = d_s + d/2$, при изменении времени t в пределах одного периода высокочастотных колебаний: $t \in [0, T]$, $T = \frac{1}{f}$, для всех трех мод — $n = 1, 2, 3$.

На рис. 3 показаны поляризация намагниченности и поляризация напряженности микроволнового магнитного поля. Отметим, что поляризация поля в какой-либо точке внутри пластины формируется как результат интерференции прямых и обратных собственных волн, имеющих одну и ту же частоту. Расчеты, выполненные в работе [19], показали, что с наибольшей амплитудой возбуждается электромагнитно-подобная волна. Она же имеет наименьшее затухание в пластине. Ларморовская спиновая волна имеет меньшую амплитуду, но ее следует принимать во внимание в расчетах. Антиларморовская спиновая волна имеет пренебрежимо малую амплитуду.

В поле $H = 1.0$ кЭ, что меньше поля ФМАР $H_{\text{ФМАР}}$ (кривая 1), поляризация намагниченности мало отличается от круговой и большая ось эллипса лежит вдоль оси y . При достижении условия ФМАР в поле $H = 2.485$ кЭ поляризация как намагниченности, так и напряженности микроволнового поля становится близкой к круговой. При дальнейшем увеличении внешнего поля поляризация намагниченности и магнитного поля становится эллиптической, см. кривую 3 при $H = 4.8$ кЭ.

Поле СВР $H_{\text{СВР}}$ достигается при $H = 7.51$ кЭ. Тогда амплитуда колебаний намагниченности и магнитного поля резко увеличивается, а поляризация остается эллиптической (кривые 4). Следует учесть, что на рис. 3 кривые 4 приведены в уменьшенном масштабе в 0.5 амплитуды, для наглядного представления всех зависимостей. В поле $H = 8.59$ кЭ, соответствующем полю ФМР, $H_{\text{ФМР}}$, амплитуда колебаний намагниченности резко возрастает (кривая 5 в масштабе в 0.067 амплитуды). Поляризация намагниченности остается эллиптической с расположением большей оси вдоль оси x . Амплитуда микроволнового магнитного поля в центре пластины тоже возрастает, а поляризация становится близкой к линейной, при слабом отклонении направления поляризации от оси y .

При увеличении поля до $H = 10$ кЭ амплитуда как намагниченности, так и магнитного поля уменьшается (кривые 6), поляризация намагниченности остается эллиптической с большей осью эллипса вдоль оси x , поляризация микроволнового магнитного поля тоже эллиптическая, но с большей осью вдоль оси y .

Дальнейшее увеличение внешнего магнитного поля (кривые 7 для $H = 25$ кЭ) приводит к уменьшению амплитуды колебаний намагниченности с сохранением расположения большей оси. Для микроволнового магнитного поля уменьшается у компонента; в результате большая ось для магнитного поля становится ориентированной вдоль оси x . Во всех случаях направление обхода эллипса для поляризации намагниченности соответ-

ствует направлению ларморовской волны. Для поляризации микроволнового магнитного поля направление обхода эллипса в слабых полях также соответствует ларморовской волне, но при достижении условия ФМР направление обхода эллипса изменяется и в более сильных полях соответствует уже анти-ларморовской волне.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ПОЛЯРИЗАЦИИ ВОЛН ДЛЯ ТОЛСТОЙ ПЛАСТИНЫ

Рассмотрим теперь поляризацию намагниченности и микроволнового поля внутри пластины большей толщины $d = 2$ мкм, $d > \delta$. Сначала рассчитаем поляризацию собственных волн, а затем результат их интерференции, т.е. поляризацию полного микроволнового поля. Сначала рассмотрим случай слабого закрепления спинов на границе пленки $K_s^{(d_s)} = K_s^{(d+d_s)} = 0.1$ эрг/см². Остальные параметры пластины и подложки будут такими же, как в разделе 2. На рис. 4 показана поляризация собственной ларморовской волны S_+ в пластине в магнитном поле $H = 0.5$ кЭ. Расчет выполнен при $y = d_s + d/2$ и $n = 2$ для волны, распространяющейся в положительном направлении оси y . Поляризация намагниченности эллиптическая с ориентацией большей оси вдоль оси x . Поляризация микроволнового магнитного поля близка к линейной со значительным наклоном направления поляризации к оси y .

Поляризация собственных волн радикально изменяется при изменении внешнего магнитного поля. В качестве примера на рис. 5 показана трансформация поляризации намагниченности и магнитного поля в электромагнитно-подобной волне E_+ в центре пластины с изменением магнитного поля. В поле $H = 2.5$ кЭ $\approx H_{\text{ФМР}}$ поляризация как намагниченности, так и магнитного поля близка к круговой, причем с направлением обхода, как в ларморовской волне. С увеличением внешнего магнитного поля до $H = 8.5$ кЭ $\approx H_{\text{ФМР}}$ поляризация в собственной электромагнитно-подобной волне становится другой: эллиптической с большей осью вдоль оси x для намагниченности и эллиптической близкой к линейной с малым отклонением большей оси поляризации собственной волны от оси y . При увеличении внешнего магнитного поля до 10 кЭ поляризация намагниченности изменяется несущественно, а соотношение осей эллиптической поляризации магнитного поля изменяется, сохраняя угол наклона большей оси по отношению к оси y .

Теперь рассмотрим поляризацию полного микроволнового поля в центре пластины толщиной $d = 2$ мкм. Эта поляризация является результатом интерференции всех собственных волн, причем распространяющихся в прямом и обратном направлениях. Разумеется, для результирующей

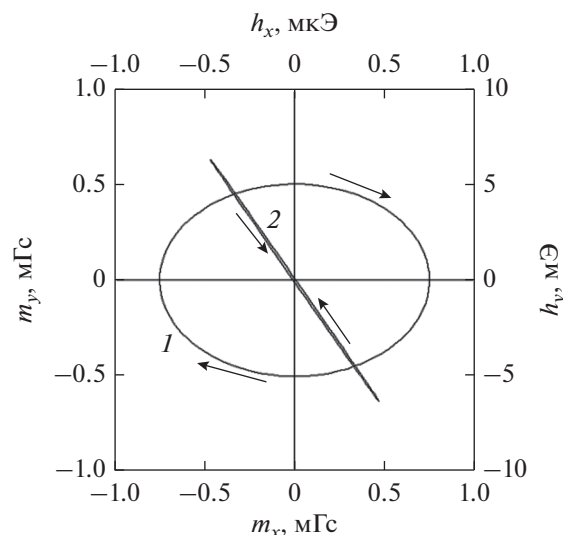


Рис. 4. Поляризация ларморовской моды S_+ в пластине в магнитном поле $H = 0.5$ кЭ; 1 – намагниченность; 2 – напряженность магнитного поля.

поляризации важны амплитуды и фазы собственных волн в выбранной точке пластины. Амплитуды, в свою очередь, зависят от начальных амплитуд собственных волн на границах пластины и от коэффициентов затухания, различных для разных собственных волн.

Поляризация полного поля в центре пластины толщиной $d = 2$ мкм показана на рис. 6. Поляризация микроволновых намагниченности и поля в условиях ферромагнитного антирезонанса при $H = 2.5$ кЭ близка к круговой (рис. 6а), как и следовало ожидать из поляризации собственных волн в этих условиях. Направление обхода эллипса такое же, как для ларморовской волны.

На рис. 6б представлена поляризация намагниченности и магнитного поля в условиях ферромагнитного резонанса при $H = 8.5$ кЭ. Поляризация намагниченности эллиптическая с большей осью вдоль оси x . Поляризация микроволнового магнитного поля тоже эллиптическая, но соотношение осей другое, обратим внимание на разный масштаб по осям x и y для магнитного поля. Направление обхода эллипса как для поля, так и для намагниченности совпадают с ларморовской волной.

В более сильном магнитном поле, 10 кЭ, превышающем поле ФМР, поляризация поля эллиптическая – с большей осью эллипса поляризации намагниченности вдоль оси x и большей осью эллипса поляризации микроволнового магнитного поля вдоль оси y . Направление обхода эллипса для магнитного поля сменилось на противоположное по сравнению с меньшими полями.

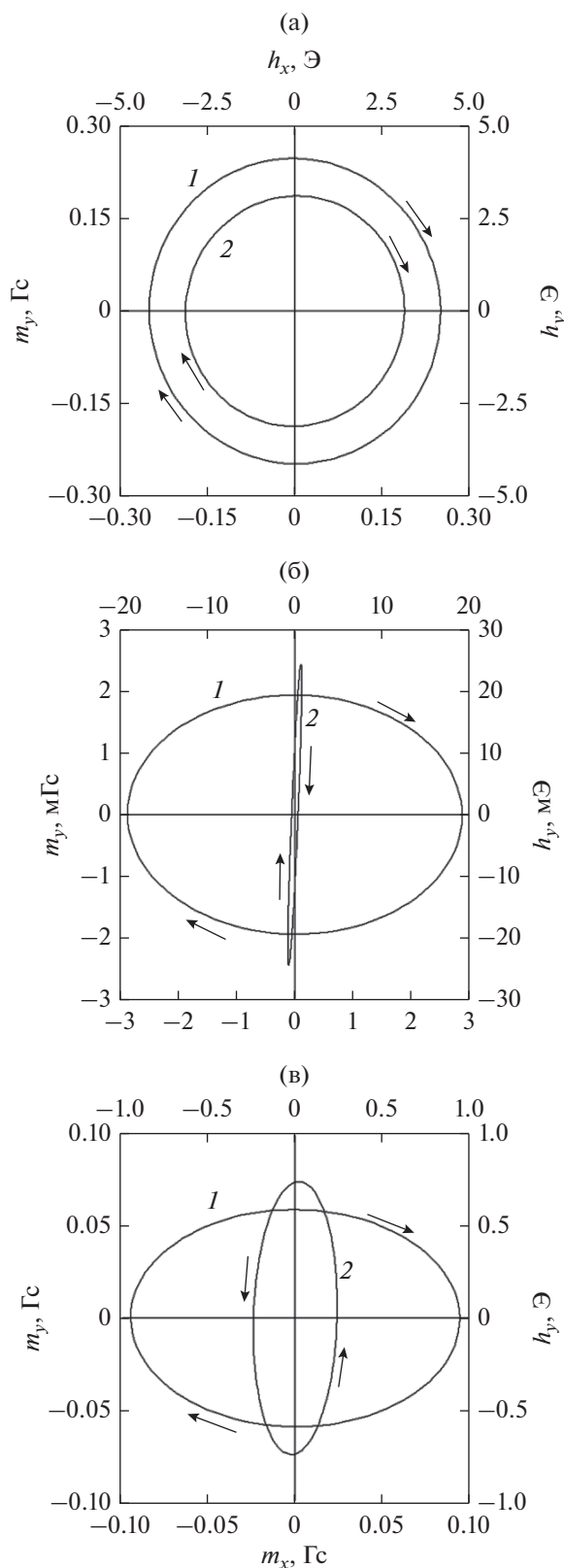


Рис. 5. Трансформация поляризации намагниченности (1) и магнитного поля (2) в электромагнитно-подобной волне в пластине с изменением магнитного поля для электромагнитно-подобной моды E_+ при $H = 2.5$ (а), 8.5 (б) и 10 кЭ (в).

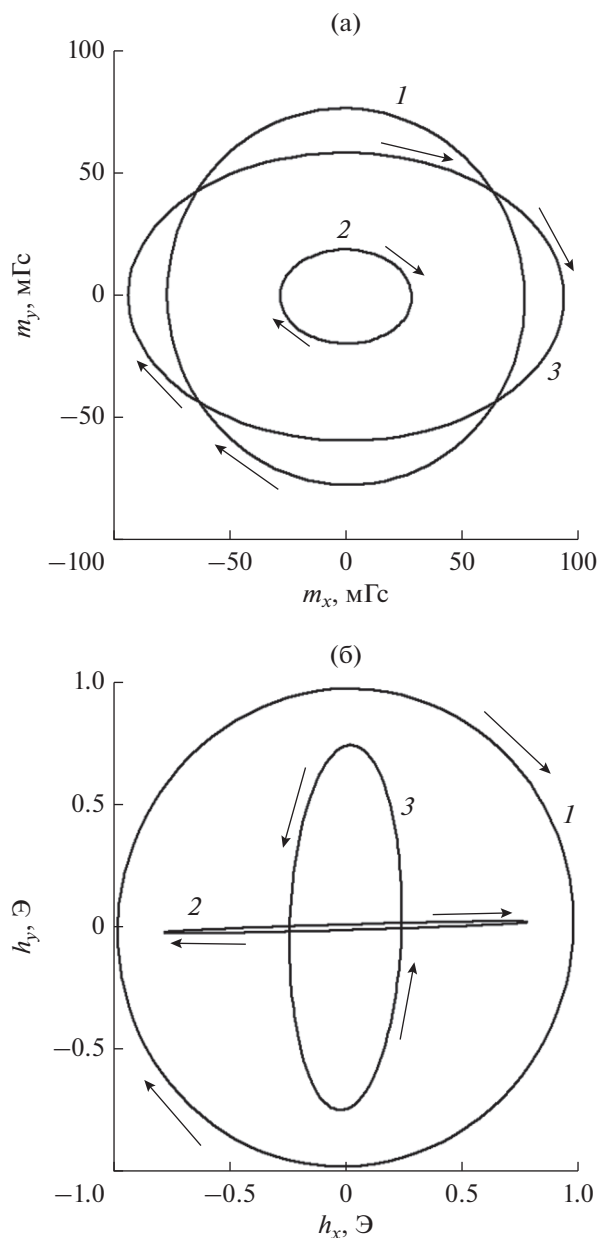


Рис. 6. Поляризация суммарного поля намагниченности (а) и суммарного магнитного поля (б) в центре пластины толщиной $d = 2$ мкм с учетом всех собственных волн, распространяющихся в прямом и обратном направлениях при $H = 2.5$ (1), 8.5 (2) и 10 кЭ (3); а – амплитуда на $\times 1000$ (кривая 1) и $\times 10$ (кривая 2).

Обратим внимание на масштабы по осям координат как намагниченности, так и магнитного поля на рис. ба–бв. Видно, что амплитуда колебаний в условиях ФМР на рис. бб резко уменьшилась по сравнению с другими полями. Это является следствием поглощения энергии высокочастотного поля при условии ФМР. Такое вполне ожидаемое поведение существенно отличается от ранее рассмотренного случая тонкой пластины, ко-

гда амплитуда микроволнового магнитного поля определялась в основном условиями возбуждения, а амплитуда микроволновой намагниченности при ФМР резко увеличивалась из-за интерференции многократно отраженных собственных волн.

Расчеты были проведены и для сильного закрепления с $K_s^{(d_s)} = K_s^{(d+d_s)} = 0,6$ эрг/см². Во всех случаях сильного закрепления и толстой пластины поля намагниченность собственных антиларморовской и электромагнитно-подобной волн мала по сравнению с намагниченностью ларморовской спиновой волны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, показано, что поляризация микроволнового поля различна в условиях ФМР и ФМАР. В случае тонкой пластины, толщина которой меньше глубины скин-слоя, существенную роль играет интерференция собственных прямых и обратных волн. В тонкой пластине при условии ФМАР и в более слабых внешних полях поляризация микроволновых намагниченности и поля близка к круговой. Вблизи ФМР микроволновое магнитное поле имеет поляризацию, близкую к линейной. Направление обхода эллипса поляризации для микроволновой намагниченности всегда совпадает с ларморовской спиновой волной. Для эллипса напряженности микроволнового поля в полях, меньших поля ФМР, направление обхода такое же, как у ларморовской волны, а в больших полях оно изменяется на противоположное.

В толстой пластине в условии ФМАР поляризация суммарного поля и намагниченности близки к круговой, с направлением обхода, как в ларморовской волне. В поле ФМР поляризация намагниченности эллиптическая, с ларморовским вращением. Поляризация поля тоже эллиптическая, но этот эллипс очень вытянутый. В поле, больше поля ФМР, поляризация намагниченности эллиптическая, большая ось вдоль оси Ox , вращение ларморовское. Поляризация микроволнового поля эллиптическая, большая ось лежит вблизи оси Oy , вращение антиларморовское. Во всех случаях слабого закрепления, а также для толстой пластины поле и намагниченность собственных антиларморовской и электромагнитной волн малы по

сравнению с намагниченностью ларморовской волны.

Результаты расчетов важны для понимания законов распространения спиновых волн в пластинах и могут быть полезны для расчета оптимальных условий возбуждения и преобразования волн в устройствах магноники.

Работа выполнена по теме “Функция”, при частичной финансовой поддержке Министерства образования и науки (проект № 14.Z50.31.0025).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kruglyak V.V., Demokritov S.O., Grundler D.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. № 26. P. 264001.
2. *Chumak A.V., Vasyuchka V.I., Serga A.A., Hillebrands B.* // Nature Phys. 2015. V. 11. № 6. P. 453.
3. *Demidov V.E., Urazhdin S., Divinskiy B. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 107. № 20. P. 202402.
4. *Чурбанов А.М., Климов А.А., Садовников А.В. и др.* // РЭ. 2015. Т. 60. № 9. С. 944.
5. *Локк Э.Г.* // РЭ. 2016. Т. 61. № 1. С. 35.
6. *Ament W.S., Rado G.T.* // Phys. Rev. 1955. V. 97. № 6. P. 1558.
7. *Patton C.E.* // Czech J. Phys. 1976. V. B26. № 8. P. 925.
8. *Fraitová D.* // Phys. Stat. Sol. (b). 1983. V. 120. P. 341.
9. *Yelon A., Spronken G., Bui-Thieu T. et al.* // Phys. Rev. B. 1974. V. 10. № 3. P. 1070.
10. *Hurben M.J., Patton C.E.* // J. Magn. Magn. Mater. 1996. V. 163. № 1–2. P. 39.
11. *Гуревич А.Г., Мелков Г.А.* Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит, 1994.
12. *Каганов М.И., Юй Лу* // Изв. АН СССР. Сер. Физика. 1961. Т. 25. № 11. С. 1375.
13. *Puzkarski H., Tomczak P.* // Phys. Rev. B. 2015. V. 91. № 19. P. 195437.
14. *Stancil D.D., Prabhakar A.* Spin Waves: Theory and Applications. N. Y.: Springer, 2009.
15. *Spin Wave Confinement* / Ed. S.O. Demokritov. Singapore: Pan Stanford Publishing, 2009.
16. *Magnonics: From Fundamentals to Applications* / Eds Demokritov S.O., Slavin A.N. Heidelberg: Springer, 2013.
17. *Ринкевич А.Б., Перов Д.В., Васковский В.О., Леналовский В.Н.* // ЖТФ. 2009. Т. 79. № 9. С. 96.
18. *Rinkevich A.B., Perov D.V., Vaskovsky V.O.* // Physica Scripta. 2011. V. 83. № 1. P. 015705.
19. *Perov D.V., Rinkevich A.B., Demokritov S.O.* // Physica Scripta. 2016. V. 91. № 2. P. 025802.
20. *Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Чигарев С.Г.* // РЭ. 2015. Т. 60. № 5. С. 441.