

Волноводные моды обменных спиновых волн в эпитаксиальной пленке ЖИГ

В.В. Тихонов, А.С. Пташенко, А.В. Садовников

Саратовский национальный исследовательский государственный университет
им. Н.Г. Чернышевского

Аннотация: Показано, что в эпитаксиальных феррит-диэлектрических структурах могут возбуждаться обменные спиновые волны (ОСВ), которые представляют собой волну прецессии векторов намагниченности, связанных между собой короткодействующим обменным взаимодействием. Предложена методика расчета дисперсионных и энергетических характеристик волн прецессии, которая основывалась на решении уравнения Ландау-Лифшица с учетом неоднородного обмена. Приведены результаты моделирования волноводных мод прецессии намагниченности в эпитаксиальной пленке ЖИГ при нормальном и касательном намагничивании. Результаты моделирования позволили объяснить целый ряд явлений, которые экспериментально наблюдались в пленках ЖИГ.

Ключевые слова: обменные спиновые волны (ОСВ); железоиттриевый гранат (ЖИГ); прецессия спиновых моментов; спин-волновые резонансы (СВР).

1. Введение

В ферритах могут возбуждаться два типа спиновых волн – дипольные и обменные спиновые волны. Дипольные спиновые волны (в литературе их чаще называют магнитостатическими волнами (МСВ)) распространяются за счет дальнегодействующего диполь-дипольного взаимодействия. Обменные спиновые волны (ОСВ) распространяются за счет короткодействующего обменного взаимодействия. Наиболее сильное обменное взаимодействие формирует в кристалле упорядоченную структуру спиновых моментов, которая проявляется в виде спонтанной намагниченности феррита. При этом длины ОСВ могут достигать рекордно малых значений, сравнимых с радиусом обменного взаимодействия.

Для построения теории магнитостатических волн использовалось безобменное магнитостатическое приближение, которое позволяло рассчитать дисперсию МСВ, но исключало возможность расчета мощности переносимой волной. К тому же не позволяло объяснить целый ряд явлений, которые экспериментально наблюдались в пленках ЖИГ. В частности, не объясняло природу спин-волновых резонансов (СВР).

В данной работе представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований волноводных мод ОСВ, которые эффективно возбуждаются в эпитаксиальной пленке ЖИГ. Предложена методика расчета дисперсионных и энергетических характеристик мод ОСВ. Представлены результаты моделирования волноводных мод ОСВ при нормальном и касательном намагничивании пленки ЖИГ.

2. Методика расчета

В качестве исходных уравнений использовались уравнение Ландау-Лифшица с учетом неоднородного обмена и система уравнений Максвелла. Решения искали в виде монохроматических волн прецессии намагниченности $\vec{m} \sim \exp[i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})]$. Кристаллографическая анизотропия, диссипация и электромагнитное запаздывание не

учитывались.

В результате было получено дисперсионное уравнение

$$\omega = (\omega_H + \eta k^2) \sqrt{1 + \frac{\omega_M}{(\omega_H + \eta k^2)} \frac{k_x^2 + k_y^2}{k^2}}, \quad (1)$$

и комплексный параметр эллиптичности волны прецессии

$$\theta = \sqrt{\frac{\omega_M k_x k_y + i \omega k^2}{\omega_M k_x k_y - i \omega k^2} \cdot \frac{(\omega_H + \eta k^2) k^2 + \omega_M k_x^2}{(\omega_H + \eta k^2) k^2 + \omega_M k_y^2}}. \quad (2)$$

Помимо этого, из уравнения Ландау-Лифшица было получено выражение вектора плотности потока обменной мощности

$$\vec{P} = \text{Re} \left[\eta \nabla \vec{m} \cdot (\vec{z} \times \vec{h}^*) \right], \quad (3)$$

где $\vec{h} = -4\pi \vec{k} (\vec{k} \cdot \vec{m}) / k^2$ - переменная составляющая магнитного поля, $\nabla \vec{m}$ - тензор второго ранга. Используя параметр эллиптичности $\theta = m_y / m_x$, задача сводилась к отысканию только одной составляющей вектора прецессии, например m_x .

3. Результаты

Предложенная методика расчета использовалась для моделирования дисперсионных и энергетических характеристик волноводных мод ОСВ. С этой целью решалась краевая задача с граничными условиями $m_x|_{z=0} = 0$ на внутренней поверхности пленки и $\partial m_x / \partial z|_{z=d} = 0$ на внешней поверхности пленки. Рассматривались случаи нормального и касательного намагничивания пленки ЖИГ.

А. Нормальное намагничивание. На рис.1 представлены дисперсионные и энергетические характеристик волноводных мод ОСВ в эпитаксиальной пленке ЖИГ толщиной $d = 2.2 \mu\text{m}$, с намагниченностью $M_0 = 151 \text{ G}$, рассчитанные при нормальном намагничивании пленки полем $H_0 = 5501 \text{ Oe}$. На рисунке 1.a представлены графики дисперсии первых четырех мод ОСВ. Пунктирами показаны результаты расчета дисперсии без учета обменного взаимодействия, что соответствует дисперсии прямых объемных МСВ (ПОМСВ). Видно, что в области малых волновых чисел кривые дисперсии мод ОСВ и ПОМСВ практически совпадают. Расхождение кривых возникает в области достаточно больших волновых чисел, где дисперсия ОСВ асимптотически приближается к квадратичному закону дисперсии, как в безграничном феррите. Другое отличие состоит в том, что частоты отсечки мод ОСВ монотонно смещаются вверх по частоте, как показано на рисунке 1.b.

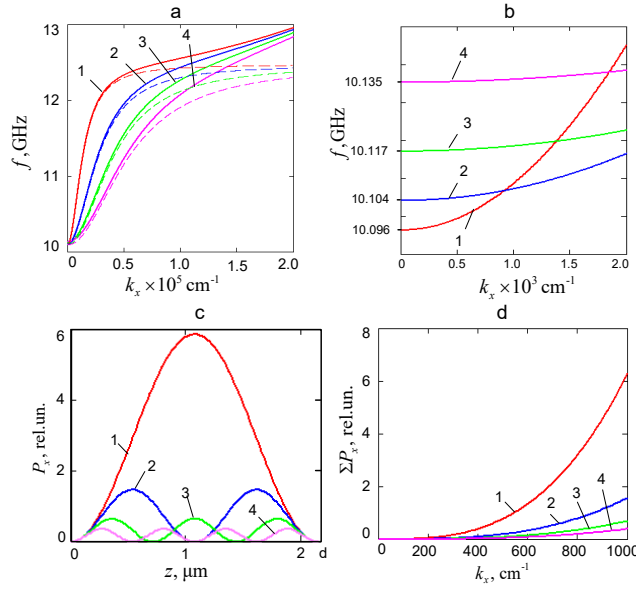


Рисунок 1. Дисперсия волноводных мод ОСВ в широком диапазоне волновых чисел (а) и вблизи частот отсечки (б). Распределение плотности потока мощности по толщине пленки (с) и интегральные потоки мощности волноводных мод (д). Цифрами на графиках указаны номера мод.

На рисунке 1.с представлены графики распределения плотности потоков мощности мод ОСВ по толщине пленки ЖИГ. На рисунке 1.д представлены интегральные характеристики потоков мощности. Видно, что с ростом номера моды мощность мод ОСВ монотонно снижается.

В. Касательное намагничивание. В случае касательного намагничивания пленки рассматривались два варианта возбуждения мод ОСВ – в направлении приложенного поля $\vec{k}_z \parallel \vec{H}_0$ (геометрия обратных объемных МСВ (ООМСВ)) и в направлении ортогональном полю $\vec{k}_x \perp \vec{H}_0$ (геометрия поверхностных МСВ (ПМСВ)). В обоих случаях рассчитывались дисперсионные и энергетические характеристики мод ОСВ в пленке ЖИГ толщиной $d = 2.5 \mu\text{m}$ с намагниченностью $M_0 = 146.6 \text{ G}$. Напряженность поля составляла $H_0 = 465 \text{ Oe}$.

Результаты расчета в случае $\vec{k}_z \parallel \vec{H}_0$ представлены на рисунке 2. На рисунке 2.а представлены графики дисперсии первых четырех мод ОСВ. Пунктирами показаны графики дисперсии ООМСВ, рассчитанные без учета обменного взаимодействия. Как и в предыдущем случае в области относительно малых волновых чисел кривые мод ОСВ и ООМСВ практически совпадали, но начиная с $k_z \geq 10^5 \text{ см}^{-1}$ возникало значительное расхождение, дисперсия мод ОСВ асимптотически приближалась к квадратичному закону. С ростом номера моды частоты отсечки мод ОСВ монотонно смещались вверх по частоте (см. вставку на рисунке 2.а).

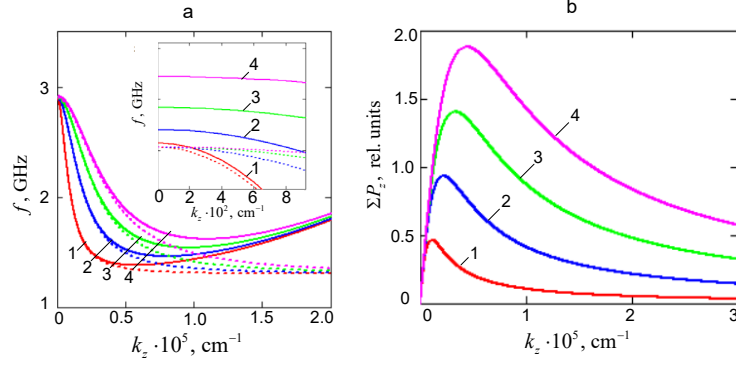


Рисунок 2. Графики дисперсии первых четырех волноводных мод ОСВ, бегущих в направлении приложенного поля (а). Графики зависимости переносимой мощности от волнового числа мод ОСВ (b)

На рисунке 2.b представлены расчеты потоков мощности мод ОСВ. В отличие от предыдущего случая, мощность мод ОСВ достигала максимума при $k_z \sim 10^4 \text{ см}^{-1}$, далее монотонно снижалась до нуля.

В случае $\vec{k}_x \perp \vec{H}_0$ были получены наиболее интересные результаты. Было установлено, что при такой ориентации поля в пленке возбуждаются три типа волноводных мод – это семейство объемных мод ОСВ $k_{x1n}(f)$ с синусоидальным распределением амплитуд по толщине пленки и два типа поверхностных мод – моды ОСВ с положительной дисперсией $k_{x2}(f)$ и моды с отрицательной дисперсией $k_{x3}(f)$. Эти моды характеризовались гиперболическим распределением мощности по толщине пленки.

Графики дисперсии всех трех типов мод ОСВ представлены на рисунке 3.a.

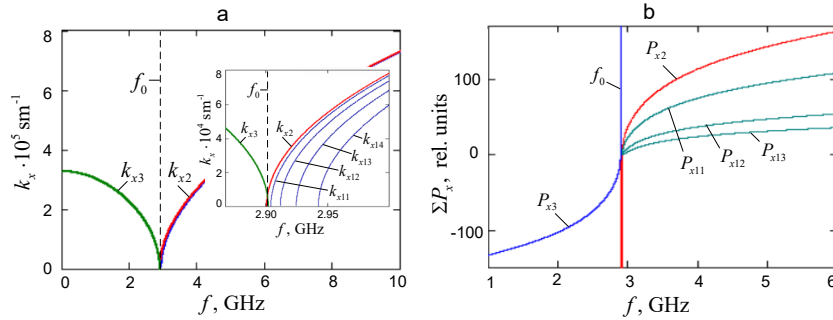


Рисунок 3. (а) - графики дисперсии поверхностных мод прецессии с положительной и отрицательной дисперсией. На вставке представлен увеличенный фрагмент семейства дисперсионных кривых объемных мод ОСВ. (b) – потоки мощности всех трех типов волноводных мод.

Видно, что область существования мод ОСВ занимает весь диапазон частот от нуля до бесконечности. При этом в интервале частот $f_0 < f < \infty$ возбуждаются моды с положительной дисперсией – объемные $k_{x1n}(f)$ и поверхностные моды $k_{x2}(f)$, а в интервале $0 < f < f_0$ – только поверхностные моды $k_{x3}(f)$ с отрицательной дисперсией. При этом, как видно на рисунке 3.b, потоки мощности, переносимой модой с отрицательной дисперсией $P_{x3}(f)$, направлен в противоположную сторону.

Результаты моделирования в полной мере подтверждались экспериментальными наблюдениями в выбранном образце эпитаксиальной пленки ЖИГ. Выявленные особенности мод ОСВ проявлялись в виде резонансных пиков поглощения в спектре отраженного сигнала и в виде интерференционной картины суперпозиции различных типов мод в спектре наблюдения прошедшего сигнала.

4. Заключение

На основании проведенных исследований можно утверждать, что спин-волновые возбуждения в ферритах, представляют собой волны прецессии векторов спонтанной намагниченности, связанных между собой обменным взаимодействием. Прецессия векторов намагниченности возникает в результате взаимодействия с полем намагничивания феррита. В пленочных ферритовых структурах возбуждение волны прецессии проявляется в виде волноводных мод, представляющих собой поперечные резонансы волн прецессии, фаза которых возрастает в направлении распространения волноводных мод. Свойства мод волны прецессии существенно зависят от ориентации намагничивающего поля. Предложенная методика расчета дисперсионных и энергетических характеристик позволяет с высокой степенью достоверности моделировать эффекты возбуждения мод прецессии. В этом смысле она может быть полезной разработчикам функциональных спин-волновых устройств аналоговой обработки информационных СВЧ сигналов.

Работа выполнена при финансовой поддержке **Российского научного фонда (проект № 23-79-30027)**.

Список литературы

1. Гуревич А.Г. Ферриты на сверхвысоких частотах. – М: Физматгиз, 497с.
2. Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. – М.: Наука, 1967, 368с.