

01;05;09

Спектр дипольно-обменных спиновых волн в касательно намагниченных слоистых структурах металл–сегнетоэлектрик–ферромагнетик–сегнетоэлектрик–металл

© В.Е. Демидов, Б.А. Калиникос

С.-Петербургский государственный электротехнический университет

Поступило в Редакцию 12 ноября 1999 г.

В рамках формализма тензорных функций Грина системы уравнений Максвелла получено дисперсионное уравнение для дипольно-обменных спиновых волн в симметричных касательно намагниченных плоскостных структурах металл–сегнетоэлектрик–ферромагнетик–сегнетоэлектрик–металл (МСФСМ). Теоретически исследован спектр волн при вариации различных параметров слоистой структуры.

Задача о спектре волн в слоистых структурах, содержащих ферромагнитный и сегнетоэлектрический слои, представляет большой интерес с практической точки зрения. Использование таких структур для создания СВЧ приборов позволит совместить полезные свойства электрического и магнитного механизмов управления. Кроме того, могут представлять интерес и нелинейные эффекты, вызванные одновременным действием нелинейности магнитной и электрической подсистем слоистой структуры.

Взаимодействие волн намагниченности с электромагнитными волнами в контактирующих слоях ферромагнетика и сегнетоэлектрика уже исследовалось ранее [1,2]. В работе [1] было получено дисперсионное уравнение и исследован спектр поверхностных магнитостатистических волн в структуре сегнетоэлектрик–диэлектрик–ферромагнетик. В этой работе расчет производился в пренебрежении обменным взаимодействием и эффектами электромагнитного запаздывания вне сегнетоэлектрического слоя.

Задача о спектре спиновых волн в слоистых структурах металл–диэлектрик–феррит–диэлектрик–металл (МДФДМ) с учетом обменного взаимодействия была решена в работе [3]. Однако ее решение строилось

в магнитостатическом приближении, что не позволяет использовать полученные результаты для описания структур МСФСМ.

Целью данной работы является исследование спектра дипольно-обменных спиновых волн в касательно намагниченных симметричных слоистых структурах металл–сегнетоэлектрик–ферромагнетик–сегнетоэлектрик–металл с учетом электромагнитного запаздывания.

Рассматривается неограниченная в плоскости YOZ плоскопараллельная слоистая структура, состоящая из изотропной ферромагнитной пленки толщиной L , обладающей намагниченностью насыщения M_0 и диэлектрической проницаемостью ϵ_L , отделенной с обеих сторон от идеально проводящих металлических экранов диэлектрическими слоями с толщиной a и диэлектрической проницаемостью ϵ_a . Начало системы координат помещается в центр ферромагнитной пленки так, что вся структура оказывается симметричной относительно плоскости YOZ . Предполагается, что ферромагнитная пленка намагничена до насыщения однородным постоянным магнитным полем напряженностью H_0 , приложенным вдоль оси Z . Спины на поверхностях пленки считаются свободными.

Решение задачи о спектре волн в структуре МСФСМ проводится на основе совместного интегрирования уравнения движения намагниченности и полной системы уравнений Максвелла. Для этого используется теоретический подход, базирующийся на функциях Грина системы уравнений Максвелла, ранее развитый для дипольно-обменных спиновых волн в ферромагнитных пленках [3,4].

В результате решения граничной задачи получается приближенное трансцендентное дисперсионное уравнение, описывающее связь частоты ω с продольным волновым числом k_z волн, распространяющихся под углом φ к направлению приложения магнитного поля. Для n -й собственной волны это уравнение имеет вид:

$$(\Omega_{nk} - \omega_M A_n^{xx}) \left[\Omega_{nk} - \omega_M (A_n^{yy} \cos^2 \varphi + A_n^{zz} \sin^2 \varphi) \right] - \omega^2 = 0, \quad (1)$$

где

$$\Omega_{nk} = \omega_H + \omega_M \alpha k_n^2, \quad \omega_H = \gamma H_0, \quad \omega_M = \gamma M_0,$$

$$\gamma = 2\pi \cdot 2.8 \cdot 10^6 \text{ rad}/(\text{s} \cdot \text{Oe}), \quad \alpha = 3 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2,$$

$$\begin{aligned}
A_n^{xx} &= -1 + \frac{k_\zeta^2}{\gamma_L^2 + \kappa_n^2} \left\{ 1 - \frac{\gamma_L}{\gamma_L^2 + \kappa_n^2} \right. \\
&\quad \times \left. \frac{4}{L(1 + \delta_{0n}) \sinh(\gamma_L(2a + L)) N} C_n^1 \left(D_a(-1)^n - T_a \right) \right\}, \\
A_n^{yy} &= \frac{k_{0L}^2}{\gamma_L^2 + \kappa_n^2} \left\{ 1 - \frac{\gamma_L}{\gamma_L^2 + \kappa_n^2} \frac{4}{L(1 + \delta_{0n}) \sinh(\gamma_L(2a + L)) N^y} \right. \\
&\quad \times \left. C_n^2 \left(D_a^y(-1)^n + T_a^y \right) \frac{\epsilon_L \gamma_a}{\epsilon_a \gamma_L} \tanh(\gamma_a a) \right\}, \\
A_n^{zz} &= -\frac{\gamma_L^2}{\gamma_L^2 + \kappa_n^2} \left\{ 1 - \frac{\gamma_L}{\gamma_L^2 + \kappa_n^2} \frac{4}{L(1 + \delta_{0n}) \sinh(\gamma_L(2a + L)) N} \right. \\
&\quad \times \left. C_n^2 \left(D_a(-1)^n + T_a \right) \frac{\gamma_L}{\gamma_a} \tanh(\gamma_a a) \right\}, \\
C_n^1 &= \cosh(\gamma_L(a + L))(-1)^n - \cosh(\gamma_L a), \\
C_n^2 &= \sinh(\gamma_L(a + L))(-1)^n - \sinh(\gamma_L a), \\
D_a &= \sinh(\gamma_L(a + L)) + \frac{\gamma_L}{\gamma_a} \tanh(\gamma_a a) \cosh(\gamma_L(a + L)), \\
D_a^y &= \sinh(\gamma_L(a + L)) + \frac{\epsilon_L \gamma_a}{\epsilon_a \gamma_L} \tanh(\gamma_a a) \cosh(\gamma_L(a + L)), \\
T_a &= \sinh(\gamma_L a) - \frac{\gamma_L}{\gamma_a} \tanh(\gamma_a a) \cosh(\gamma_L a), \\
T_a^y &= \sinh(\gamma_L a) - \frac{\epsilon_L \gamma_a}{\epsilon_a \gamma_L} \tanh(\gamma_a a) \cosh(\gamma_L a), \\
N &= \sinh(\gamma_L L) \left(1 + \left(\frac{\gamma_L}{\gamma_a} \tanh(\gamma_a a) \right)^2 \right) + 2 \cosh(\gamma_L L) \frac{\gamma_L}{\gamma_a} \tanh(\gamma_a a), \\
N^y &= \sinh(\gamma_L L) \left(1 + \left(\frac{\epsilon_L \gamma_a}{\epsilon_a \gamma_L} \tanh(\gamma_a a) \right)^2 \right) + 2 \cosh(\gamma_L L) \frac{\epsilon_L \gamma_a}{\epsilon_a \gamma_L} \tanh(\gamma_a a), \\
\gamma_L^2 &= k_\zeta^2 - k_{0L}^2, \quad k_{0L}^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon_L, \\
\gamma_a^2 &= k_\zeta^2 - k_{0a}^2, \quad k_{0a}^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon_a, \\
k_n^2 &= k_\zeta^2 + \kappa_n^2, \quad \kappa_n = \frac{n\pi}{L}.
\end{aligned}$$

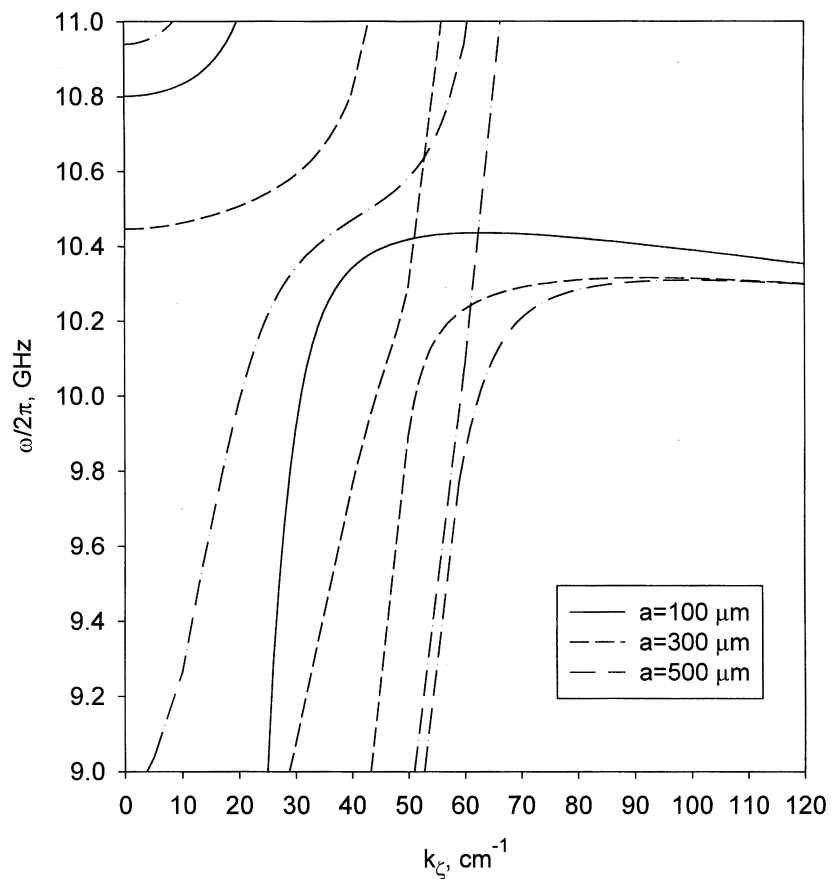


Рис. 1. Спектр продольных волн при изменении толщины сегнетоэлектрических слоев.

Дисперсионное уравнение (1) решается численно для различных значений параметров слоистой структуры. В результате для каждого случая получается семейство дисперсионных кривых. Среди них можно выделить кривую, соответствующую медленной волне намагниченности, кривую, соответствующую не имеющей отсечки электромагнитной волне низшей моды, и ряд кривых, соответствующих электромагнитным

волнам высших мод с частотами отсечки, определяемыми толщинами ферромагнитного и сегнетоэлектрических слоев.

На рис. 1 представлены дисперсионные зависимости волн, распространяющихся вдоль направления постоянного намагничивания (продольных волн) для трех различных значений толщины сегнетоэлектрических слоев. При расчете использованы параметры, характерные для пленок железиттриевого граната (ЖИГ): $M_0 = 1750$ Г, $L = 20$ мкм, $\epsilon_L = 14$. Напряженность подмагничивающего поля — $H_0 = 3000$ Ое. Диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектрического слоя — $\epsilon_a = 1000$.

При $a = 100$ мкм частоты отсечки высших мод электромагнитных волн лежат значительно выше характерных частот безобменных спиновых волн. В этом случае заметным оказывается лишь взаимодействие спиновых волн с электромагнитными волнами низшей моды, что приводит к расталкиванию соответствующих дисперсионных кривых. В результате электромагнитные волны низшей моды приобретают отсечку, а частота спиновых волн при $k_z \rightarrow 0$ стремится к нулю. По мере увеличения толщины сегнетоэлектрических слоев частоты отсечки электромагнитных волн высших мод смещаются вниз, кривая электромагнитных волн низшей моды прижимается к дисперсионной кривой спиновых волн, а ее частота отсечки уменьшается.

Анализ показывает, что при изменении направления распространения волны от продольного к поперечному (изменение φ от 0 до 90°) взаимодействие спиновых волн с электромагнитными волнами низшей моды плавно ослабевает. Это выражается в уменьшении ”щели” между соответствующими дисперсионными кривыми вплоть до полного отсутствия расталкивания при $\varphi = 90^\circ$. Строго поперечные (имеется в виду относительно направление волнового вектора волны и направления подмагничивания) спиновые волны не взаимодействуют с электромагнитными волнами низшей моды. Соответствующие им дисперсионные кривые пересекаются. Такие результаты объясняются тем, что единственная компонента магнитного поля электромагнитной волны низшего типа h_z в линейном приближении не связана с компонентами переменной намагниченности m_x и m_y поперечной спиновой волны.

На рис. 2 представлены дисперсионные зависимости поперечных спиновых волн и взаимодействующих с ними электромагнитных волн высших мод. Расчет производился при тех же параметрах, что и выше.

Как видно из рисунка, кривая спиновых волн при $a = 100$ мкм не гибриджирована. Из-за отсутствия взаимодействия с электромагнитными

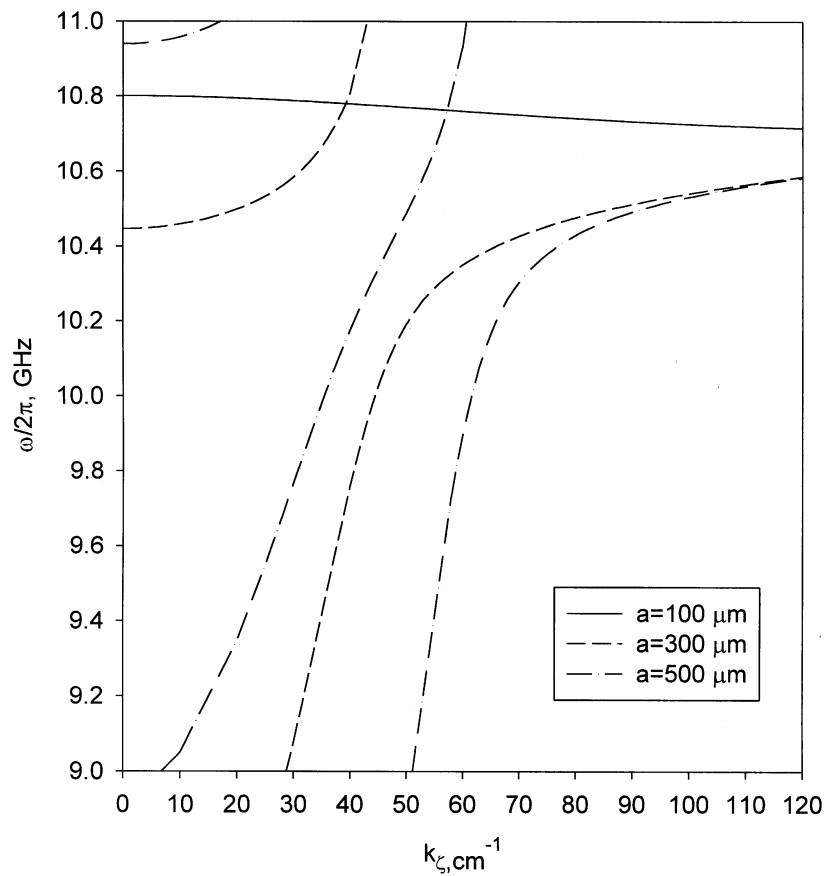


Рис. 2. Спектр поперечных волн при изменении толщины сегнетоэлектрических слоев.

волнами низшей моды свойства поперечных спиновых волн практически не зависят от параметров сегнетоэлектрических слоев при малых значениях a . При увеличении толщины сегнетоэлектрических слоев частоты отсечки высших мод электромагнитных волн уменьшаются и, как следствие, усиливается взаимодействие между спиновыми и электромагнитными волнами, приводящее к гибридизации дисперсионных

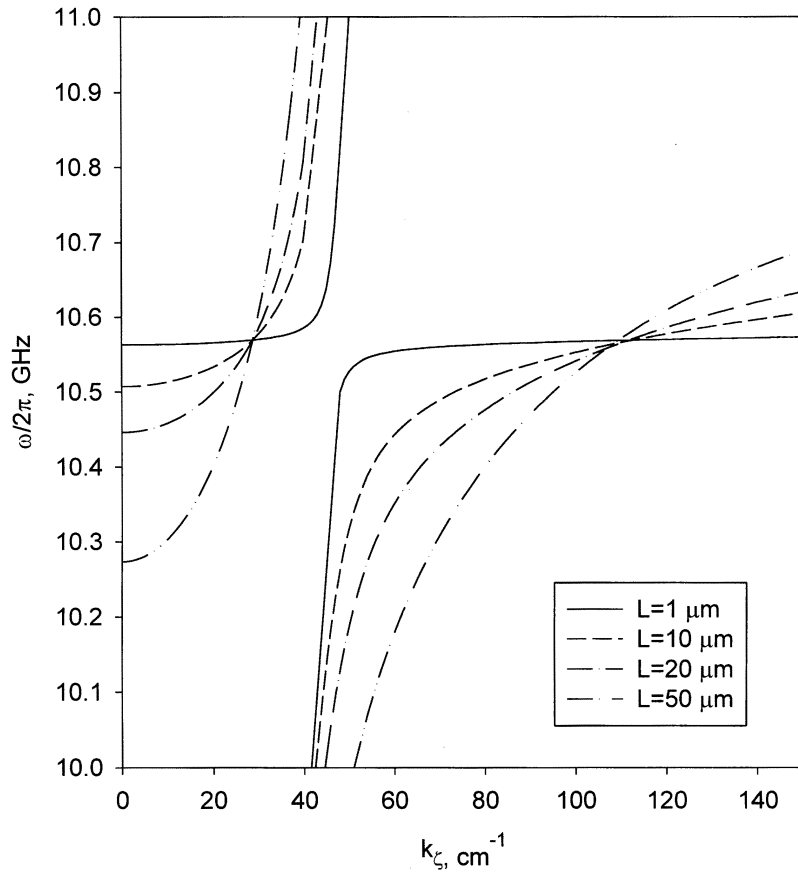


Рис. 3. Спектр поперечных волн при изменении толщины ферромагнитного слоя.

характеристик. При этом наблюдаются те же закономерности, что и в случае продольных волн.

На рис. 3 показаны дисперсионные кривые поперечных волн при различных толщинах ферромагнитного слоя. При расчете полагалось: $M_0 = 1750$ G, $H_0 = 3000$ Oe, $\epsilon_L = 14$, $a = 300$ μm , $\epsilon_a = 1000$. Рисунок позволяет проследить за изменением взаимодействия первой высшей

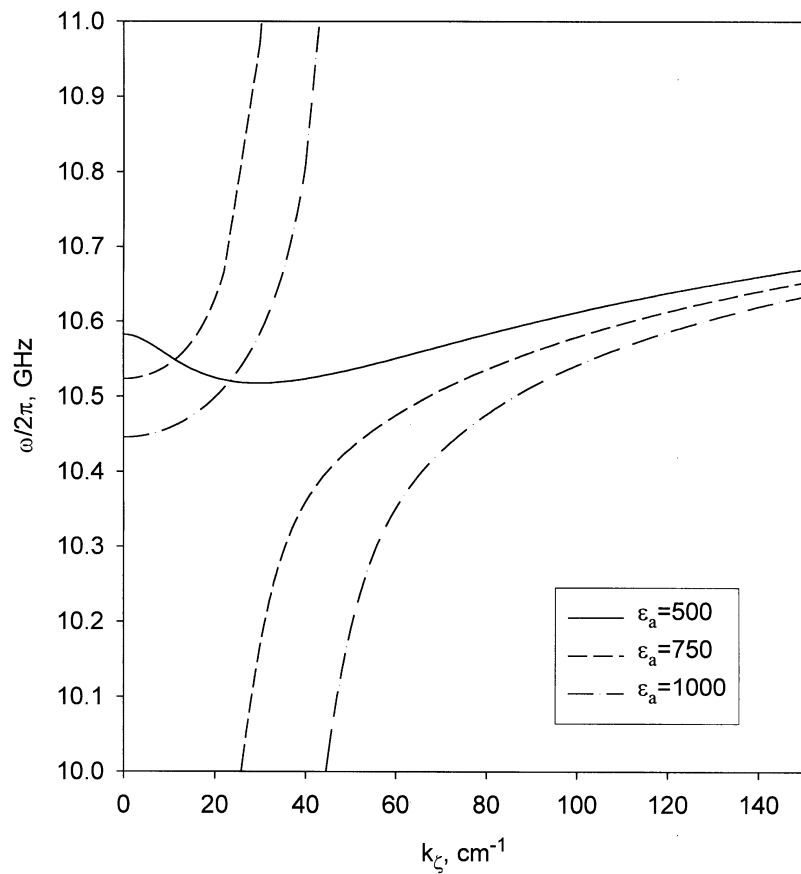


Рис. 4. Спектр поперечных волн при изменении диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрических слоев.

моды электромагнитных волн и спиновыми волнами. Как видно из рисунка, эффективность взаимодействия при увеличении L возрастает, приводя к увеличению "щели" между соответствующими дисперсионными кривыми.

Эффект гибридизации дисперсионных кривых спиновых волн, возникающий при изменении параметров сегнетоэлектрических слоев, может

быть использован для управления спектром. При этом можно выделить два различных варианта. В геометрии продольных волн возможно управление дисперсией спиновых волн при малых толщинах сегнетоэлектрических слоев, основанное на изменении спектра электромагнитных волн низшей моды за счет изменения ϵ_a . Однако такой механизм оказывается неэффективным. Гораздо более эффективно управление, основанное на гибридизации дисперсионных кривых спиновых волн и первой высшей моды электромагнитных волн.

Рис. 4 демонстрирует управление спектром поперечных спиновых волн, основанное на изменении частоты отсечки первой высшей моды электромагнитных волн за счет изменения диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрических слоев. Представленные на рисунке дисперсионные зависимости рассчитаны при $M_0 = 1750$ G, $H_0 = 3000$ Oe, $L = 20$ μm , $\epsilon_L = 14$, $a = 300$ μm . Как видно из рисунка, при уменьшении ϵ_a от 1000 до 500 дисперсионная кривая, соответствующая первой высшей моде электромагнитных волн, смещается в область больших частот. Это приводит к ослаблению их взаимодействия со спиновыми волнами. Соответственно изменяется и вид дисперсионной кривой спиновых волн. Так при $k_C = 60$ cm^{-1} собственная частота спиновых волн смещается на величину порядка 200 MHz, а групповая скорость уменьшается в несколько раз.

Полученные результаты показывают, что взаимодействие медленных дипольно-обменных спиновых волн с быстрыми электромагнитными волнами в симметричных касательно намагниченных плоскостойких структурах металл–сегнетоэлектрик–ферромагнетик–сегнетоэлектрик–металл приводит к расталкиванию соответствующих им дисперсионных ветвей. Это явление позволяет управлять дисперсионными характеристиками спиновых волн при помощи изменения диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрических слоев. Наибольшая эффективность управления достигается в случае, когда первая высшая мода электромагнитных волн лежит по частоте вблизи спектра спиновых волн. Это позволяет реализовать перестраиваемые электрическим полем СВЧ резонаторы, фильтры, линии задержки и фазовращатели.

Данная работа профинансирована Российским фондом фундаментальных исследований (грант 99–02–16370) и Министерством общего профессионального образования Российской Федерации (грант 97–8.3–13).

Список литературы

- [1] *Анфиногенов В.Б., Вербицкая Т.Н., Гуляев Ю.В.* и др. // Радиотехника и электроника, 1989. Т. 34. В. 3. С. 494–499.
- [2] *Анфиногенов В.Б., Вербицкая Т.Н., Гуляев Ю.В.* и др. // Радиотехника и электроника. 1990. Т. 35. В. 2. С. 320–324.
- [3] *Дмитриев В.Ф., Калиникос Б.А.* // Изв. вузов. Физика. 1988. Т. 31. № 11. С. 24–53.
- [4] *Калиникос Б.А.* // Изв. вузов. Физика. 1981. Т. 24. № 8. С. 42–56.