

05,06

Управление запрещенными зонами в слоистой структуре магنونный кристалл— сегнетоэлектрик— магنونный кристалл

© М.А. Морозова, О.В. Матвеев, Ю.П. Шараевский, С.А. Никитов

Саратовский государственный университет,
Саратов, Россия

E-mail: olvmatveev@gmail.com

(Поступила в Редакцию 7 июля 2015 г.)

Получено дисперсионное уравнение для гибридной электромагнитно-спиновой волны в слоистой структуре магنونный кристалл—сегнетоэлектрик—магنونный кристалл. Выявлены механизмы формирования запрещенных зон в такой структуре и показана возможность двойного управления характеристиками этих зон с помощью электрического и магнитного полей.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 13-07-12409-офи-м, грант № 15-07-05901-а).

1. Введение

В настоящее время большой интерес вызывают исследования периодических структур микронных и субмикронных размеров на основе магнитных пленок — магنونных кристаллов (МК) [1–6], в которых распространяются спиновые волны (магноны).

Принципиальной особенностью периодических структур является наличие брэгговских резонансов, возникающих за счет взаимодействия прямых и встречных волн при выполнении условия: $k_B^n = 2\pi/\lambda_n = (2n - 1)\pi/L$, ($n = 1, 2, \dots$) где k_B^n и λ_n — брэгговские волновые числа и длины волн, L — период структуры. В этом случае на частотах брэгговского резонанса возникают запрещенные зоны, центральная частота которых определяется соотношением $\omega_B^n = k_B^n V_{ph}$, где V_{ph} — фазовая скорость волны в структуре. В МК, в отличие от фотонных кристаллов, которые используются в оптических системах связи [7], возможно управление запрещенной зоной внешним магнитным полем. Это обстоятельство делает их привлекательным объектом для создания перестраиваемых магнитным полем устройств обработки и генерации сигналов в микроволновом диапазоне длин волн [8,9].

Другим способом управления характеристиками запрещенных зон в МК, наряду с магнитным полем, является использование мультиферроидных структур типа МК—сегнетоэлектрик (МК—СЭ) [10–12]. Поведение дисперсионных характеристик в такой структуре будет определяться не только связью между прямой и встречной магнитостатическими волнами (МСВ) в МК, что приводит к появлению запрещенных зон, но и связью между МСВ и электромагнитной волной (ЭМВ) в СЭ, которая зависит от величины приложенного к СЭ электрического поля. В этом случае появляется возможность двойного — электрического и магнитного управления характеристиками запрещенных зон [10–12].

Необходимо отметить, что первые работы по исследованию волн, распространяющихся в слоистой мультиферроидной структуре ферромагнитная пленка—сегнетоэлектрик (ФП—СЭ) относятся к 80-м годам прошлого века [13–17]. При больших значениях диэлектрической проницаемости СЭ, которая зависит от приложенного постоянного электрического поля, электромагнитные волны в СЭ оказываются сильно замедленными, и в этом случае в структуре ФП—СЭ на частотах, близких к частоте фазового синхронизма между ЭМВ и МСВ, возникают гибридные электромагнитные-спиновые волны (ГЭМСВ). Интерес к таким структурам был возобновлен в последние годы [18–21] в связи с развитием технологий производства керамических сегнетоэлектриков (титаната бария (BaTiO_3), титаната стронция (SrTiO_3)) с широким диапазоном перестраиваемой диэлектрической проницаемости. Условия фазового синхронизма достаточно легко выполняются, так как МСВ в пленках железиттриевого граната (ЖИГ) имеют фазовые скорости $\sim 10^6 - 10^9$ cm/s и частоты порядка $\sim 10^9 - 10^{11}$ GHz, а ЭМВ в СЭ с диэлектрической проницаемостью $\sim 10^2 - 10^4$ на тех же частотах имеют фазовые скорости $\sim 10^8 - 10^9$ cm/s. Причем значение частот фазового синхронизма определяется величиной как электрического, так и магнитного полей. Необходимо отметить, что к настоящему времени эффекты гибридизации волн в структурах ФП—СЭ исследованы достаточно подробно при возбуждении различных типов МСВ [13–21], а также показана возможность создания на их основе СВЧ-устройств с двойным управлением [20,21].

Настоящая работа посвящена исследованию особенностей распространения гибридных электромагнитно-спиновых волн в слоистой структуре, состоящей из двух магنونных кристаллов на основе ферромагнитных пленок, разделенных слоем сегнетоэлектрика. В таких слоистых структурах связь между электромагнитной волной в СЭ и магнитостатическими волнами в магنونных кристаллах позволяет осуществлять не только двойное

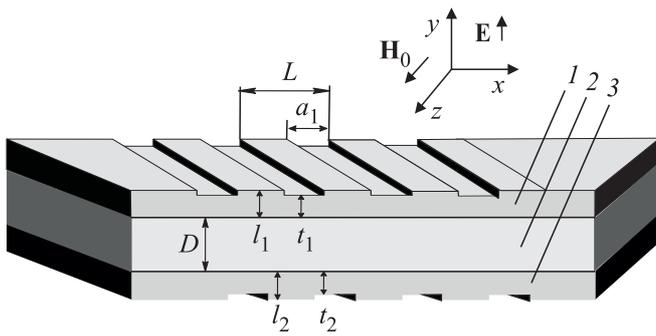


Рис. 1. Схема структуры МК–СЭ–МК. 1 — магнотонный кристалл 1 (МК1), 2 — сегнетоэлектрическая пластина (СЭ), 3 — магнотонный кристалл 2 (МК2).

управление характеристиками запрещенных зон, но и должна приводить к увеличению числа запрещенных зон в области первого брэгговского резонанса по сравнению со случаем одиночного МК–СЭ [22,23].

2. Схема структуры и дисперсионное соотношение

Анализируемая в работе структура состоит из двух одномерных МК (МК1 и МК2) и слоя СЭ толщиной D между ними, как показано на рис. 1. Каждый магнотонный кристалл представляет собой ФП толщиной $l_{1,2}$ с намагниченностью насыщения M_0 , на поверхности которой нанесены неоднородности в виде системы канавок с периодом L , глубиной $\Delta l_{1,2} = l_{1,2} - t_{1,2}$ и шириной a_1 (см. рис. 1). Структура бесконечна в направлении осей x и z . Внешнее магнитное поле \mathbf{H}_0 приложено касательно к поверхности пленок вдоль оси z [24], а к слою СЭ толщиной D с диэлектрической проницаемостью ϵ приложено внешнее электрическое поле напряженности \mathbf{E} . При этих условиях в структуре в направлении оси x будет распространяться ГЭМСВ [13,15,17].

Структуру МК–СЭ–МК можно считать периодической и решение волновых уравнений в каждом слое можно представить в виде суммы пространственных гармоник [22,23]

$$\psi = \sum_{i=-\infty}^{\infty} A_i \exp(jk_i y), \quad (1)$$

где $k_i = k + i2\pi/L$, ($i = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots$) — постоянные распространения пространственных гармоник для прямых и встречных волн, k — постоянная распространения поверхностной МСВ (ПМСВ) в однородной ферромагнитной пленке [24].

В первой зоне Бриллюэна ($0 \leq kL \leq 2\pi$), используя метод связанных волн см. [22,23], для каждого из слоев будем учитывать только нулевые гармоники прямых волн ($i = 0$) и „-1“ гармоники встречных волн ($i = -1$) и рассмотрим гибридизацию волн только в полосе

первого брэгговского резонанса. В этом случае решение волновых уравнений в структуре МК–СЭ–МК может быть представлено в виде суммы прямых и встречных волн в каждом из слоев

$$\psi = \sum_{n=1}^3 A_n \exp[j(\omega t - k_0 y)] + B_n \exp[j(\omega t + k_{-1} y)], \quad (2)$$

где A_n — амплитуды прямых волн в каждом из МК и в СЭ соответственно, B_n — амплитуды встречных волн в каждом из МК и СЭ, n — номер слоя, $k_{-1} = -(k_0 - 2\pi/L)$.

В рассматриваемой структуре толщины магнотонных кристаллов $d_{1,2}$ являются периодически меняющимися величинами, которые с учетом только резонансных членов в полосе первого брэгговского резонанса могут быть представлены как [23]

$$d_{1,2} = d_{10,20} \left(1 + \delta d_{1,2} \cos \left(\frac{2\pi}{L} x \right) \right), \quad (3)$$

где $d_{10,20} = l_{1,2} - \Delta l_{1,2} a_1 / L$ — эффективные толщины МК1 и МК2, $\delta d_{1,2} = 2\Delta l_{1,2} \sin(\pi a_1 / L) / \pi d_{10,20}$.

Используя подход, описанный в [12], с учетом сделанных предположений можно получить дисперсионное уравнение для гибридных волн в структуре МК–СЭ–МК в следующем виде

$$\text{Det} \begin{bmatrix} \Omega_{\text{FM1}}(k_0, \omega) & \beta_1(k_0) & \chi_{\text{FE}}(k_0) & 0 & 0 & 0 \\ \beta_1(k_{-1}) & \Omega_{\text{FM1}}(k_{-1}, \omega) & 0 & \chi_{\text{FE}}(k_{-1}) & 0 & 0 \\ 0 & \chi_{\text{FM1}}(k_{-1}) & 0 & \Omega_{\text{FE}}(k_{-1}, \omega) & 0 & \chi_{\text{FM2}}(k_{-1}) \\ 0 & 0 & \chi_{\text{FE}}(k_0) & 0 & \Omega_{\text{FM2}}(k_0, \omega) & \beta_2(k_0) \\ 0 & 0 & 0 & \chi_{\text{FE}}(k_{-1}) & \beta_2(k_{-1}) & \Omega_{\text{FM2}}(k_{-1}, \omega) \end{bmatrix} = 0. \quad (4)$$

Первая и вторая строки в (4) описывают прямую и встречную волны в МК1, третья и четвертая строки — прямую и встречную волны в слое СЭ, пятая и шестая строки — прямую и встречную волны в МК2.

В уравнении (4) соотношения

$$\begin{aligned} \Omega_{\text{FM1,2}}(k_0, \omega) &= \omega^2 - \omega_H^2 - \omega_M \omega_H \\ &\quad - \omega_M^2 (1 - \exp(-2k_0 d_{10,20})) / 4 \end{aligned}$$

и

$$\begin{aligned} \Omega_{\text{FM1,2}}(k_{-1}, \omega) &= \omega^2 - \omega_H^2 - \omega_M \omega_H \\ &\quad - \omega_M^2 (1 - \exp(-2k_{-1} d_{10,20})) / 4, \end{aligned}$$

где $\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, приравненные к нулю эти уравнения определяют дисперсионные соотношения для прямой и встречной ПМСВ в однородных ферромагнитных пленках толщины $d_{10,20}$ при $k_0, -1d_{10,20} \ll 1$ [24]. Диагональные соотношения $\Omega_{\text{FE}}(k_0, \omega) = \text{Arctan}(\xi_0/k_0) - \xi_0 D/2$ и $\Omega_{\text{FE}}(k_{-1}, \omega) = \text{Arctan}(-\xi_{-1}/k_{-1}) - \xi_{-1} D/2$,

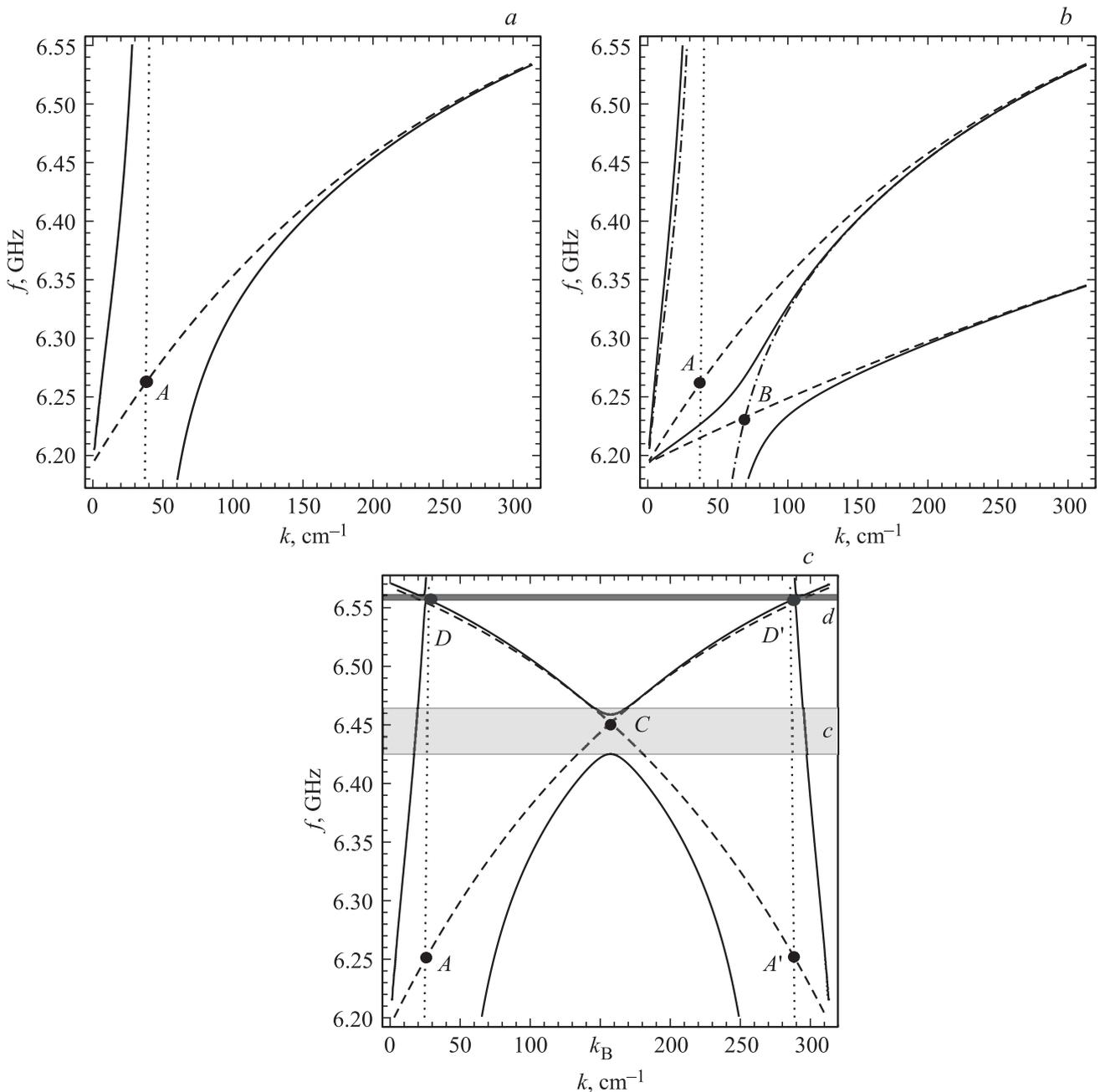


Рис. 2. Дисперсионные характеристики волн в структурах (а) ФП–СЭ, (б) ФП–СЭ–ФП, (с) МК–СЭ. Расчеты выполнены при следующих параметрах структур: $l_1 = 26 \cdot 10^{-4}$ см, $t_1 = 23 \cdot 10^{-4}$ см, $l_2 = 12 \cdot 10^{-4}$ см, $t_2 = 8 \cdot 10^{-4}$ см, $L = 200 \cdot 10^{-4}$ см, $a_1 = 100 \cdot 10^{-4}$ см, $D = 500 \cdot 10^{-4}$ см, $\varepsilon = 1500$, $H_0 = 1500$ Ое, $M_0 = 140$ Г. На график нанесены ЭМВ (пунктиром) и МСВ (штрихом) в изолированных слоях.

где $\xi_{0,-1} = \omega^2 \varepsilon / c^2 - k_{0,-1}^2$, приравненные к нулю, являются дисперсионными соотношениями для первой¹ моды ЭМВ в СЭ [15]. Отличными от нуля компонентами

¹ В связанной структуре МК–СЭ–МК поля МСВ начинают проникать в СЭ, а поля ЭМВ — в феррит. В результате в структуре будут распространяться гибридные электромагнитные спиновые волны. В связи с тем, что влияние МСВ на однородную по толщине СЭ поперечную ТЕ-моду с номером $n=0$ очень слабое, будем рассматривать только первую моду ЭМВ [17].

ВЧ полей ПМСВ являются следующие: одна компонента электрического поля e_z и две ортогональные компоненты магнитного поля h_x и h_y , лежащие в плоскости перпендикулярной e_z . Приведенные соотношения для СЭ описывают ВЧ электромагнитное поле с такими же компонентами (ТЕ-мода).

Недиагональные элементы в (4) описывают связь между прямыми и встречными волнами: $\chi_{FE}(k_{0,-1}) = \omega^2 \varepsilon / k_{0,-1}^2 c^2$ — коэффициент связи между прямыми

при k_0 (встречными при k_{-1}) волнами в СЭ и прямыми (встречными) волнами в МК 1 и МК 2,

$$\chi_{FM1,2}(k_0) = \omega_M(\omega + \omega_H + \omega_M/2)(1 - \exp(-2d_{10,20}k_0))/2$$

— коэффициент связи между прямыми волнами в МК 1 (МК 2) и в СЭ,

$$\chi_{FM1,2}(k_{-1}) = \omega_M(\omega + \omega_H + \omega_M/2)(1 - \exp(2d_{10,20}k_{-1}))/2$$

— коэффициент связи между встречными волнами в МК 1 (МК 2) и в СЭ, $\beta_{1,2}(k_0) = \delta d \omega_M^2 k_{-1}^2 d_{10,20} / 4k_0$ — коэффициент связи между прямой волной в МК 1 (МК 2) и встречной волной в МК 1 (МК 2), $\beta_{1,2}(k_{-1}) = -\delta d \omega_M^2 k_0^2 d_{10,20} / 4k_{-1}$ — коэффициент связи между встречной волной в МК 1 (МК 2) и прямой волной в МК 1 (МК 2).

3. Анализ дисперсионного соотношения для некоторых частных случаев

Для выяснения механизмов гибридизации волн в структуре МК–СЭ–МК рассмотрим сначала более простые структуры, для которых решения дисперсионного соотношения (4) представлены на рис. 2.

3.1. Структура ФП–СЭ. Для рассматриваемого случая в (4) положим

$$\Omega_{FM2}(k_0, \omega) = \Omega_{FM2}(k_{-1}, \omega) = \Omega_{FM1}(k_{-1}, \omega) = 0,$$

$$\beta_1(k_0) = \beta_1(k_{-1}) = \beta_2(k_0) = \beta_2(k_{-1}) = 0,$$

$$\chi_{FM2}(k_0) = \chi_{FM2}(k_{-1}) = \chi_{FM1}(k_{-1}) = 0,$$

$$\Omega_{FE}(k_{-1}, \omega) = 0, \quad \chi_{FE}(k_{-1}) = 0,$$

тогда дисперсионное соотношение (4) примет вид [15]

$$\text{Det} \begin{bmatrix} \Omega_{FM1}(k_0, \omega) & \chi_{FE}(k_0) \\ \chi_{FM1}(k_0) & \Omega_{FE}(k_0, \omega) \end{bmatrix} = 0, \quad (6)$$

На рис. 2, *a* показана дисперсионная зависимость для первой моды ЭМВ ($n = 1$) изолированного диэлектрического волновода (пунктирная кривая), соответствующая решению $\Omega_{FE}(k_0, \omega) = 0$, а также закон дисперсии МСВ в изолированной ФП (штриховая кривая), соответствующий $\Omega_{FM1}(k_0, \omega) = 0$. Как видно из рис. 2, *a*, возникает точка пересечения их дисперсионных характеристик (точка *A*) в которой МСВ и ЭМВ распространяются синхронно, что приводит к формированию гибридных волн, дисперсия которых описывается сплошными кривыми на рис. 2, *a*. Точка пересечения существует всегда, так как эта мода ЭМВ имеет нулевую частоту отсечки. Подчеркнем, что при увеличении ϵ уменьшается наклон дисперсионной ветви ЭМВ, а, следовательно, изменяется и положение точки гибридизации *A*, которая сдвигается в область больших k .

3.2. Структура ФП–СЭ–ФП. В этом случае

$$\Omega_{FM1}(k_{-1}, \omega) = \Omega_{FM2}(k_{-1}, \omega) = 0,$$

$$\beta_1(k_0) = \beta_1(k_{-1}) = \beta_2(k_0) = \beta_2(k_{-1}) = 0,$$

$$\chi_{FM1}(k_{-1}) = \chi_{FM2}(k_{-1}) = 0,$$

$$\Omega_{FE}(k_{-1}, \omega) = 0, \quad \chi_{FE}(k_{-1}) = 0$$

и дисперсионное соотношение (4) примет вид

$$\text{Det} \begin{bmatrix} \Omega_{FM1}(k_0, \omega) & \chi_{FE}(k_0) & 0 \\ \chi_{FM1}(k_0) & \Omega_{FE}(k_0, \omega) & \chi_{FM2}(k_0) \\ 0 & \chi_{FE}(k_0) & \Omega_{FM2}(k_0, \omega) \end{bmatrix} = 0. \quad (7)$$

На рис. 2, *b* показана дисперсионная характеристика первой моды ЭМВ ($n = 1$) изолированного диэлектрического слоя (пунктирная кривая), а также закон дисперсии МСВ в изолированных ФП 1 и ФП 2 с разной толщиной (штриховые кривые). Механизм гибридизации в этом случае следующий: поскольку толщина ФП 1 больше, чем ФП 2, то фазовая скорость МСВ в ФП 1 также больше, и в первую очередь происходит гибридизация ЭМВ и МСВ в ФП 1 (в точке *A*). После того, как образуется ГЭМСВ 1 (штрих-пунктирные кривые), фазовая скорость ее низкочастотной ветви оказывается близкой к скорости МСВ в ФП 2, и происходит дополнительное расталкивание дисперсионных кривых (в точке *B*). Результирующая ГЭМСВ 2, возникающая при взаимодействии ЭМВ с ФП 1 и ФП 2, имеет три ветви дисперсии (сплошные кривые).

3.3. Структура МК–СЭ. Положим

$$\Omega_{FM2}(k_0, \omega) = \Omega_{FM2}(k_{-1}, \omega) = 0,$$

$$\beta_2(k_0) = \beta_2(k_{-1}) = 0, \quad \chi_{FM2}(k_0) = \chi_{FM2}(k_{-1}) = 0.$$

Дисперсионное соотношение (4) для рассматриваемой в этом случае структуры примет вид [12]

$$\text{Det} \begin{bmatrix} \Omega_{FM1}(k_0, \omega) & \beta_1(k_0) & \chi_{FE}(k_0) & 0 \\ \beta_1(k_{-1}) & \Omega_{FM1}(k_{-1}, \omega) & 0 & \chi_{FE}(k_1) \\ \chi_{FM1}(k_0) & 0 & \Omega_{FE}(k_0, \omega) & 0 \\ 0 & \chi_{FM1}(k_1) & 0 & \Omega_{FE}(k_{-1}, \omega) \end{bmatrix} = 0. \quad (8)$$

На рис. 2, *c* показаны дисперсионные характеристики, отвечающие структуре МК–СЭ, рассчитанные по соотношению (8). Штриховыми кривыми на рис. 2, *c* показаны дисперсионные зависимости для случая, когда недиагональные компоненты в (8) равны нулю, т.е. отсутствует связь между волнами в структуре. Как следует из рис. 2, *c* существует 5 точек пересечения этих зависимостей *A, A', C, D, D'*, в которых возможен фазовый синхронизм между этими волнами. В точке *C* взаимодействуют прямая и встречная МСВ и образуется запрещенная зона (закрашенная область *c* на рис. 2, *c*), аналогичная запрещенной зоне одиночного МК [1–6], в точках *D, D'* взаимодействуют прямая МСВ и встречная ЭМВ и образуется дополнительная запрещенная зона (закрашенная область *d* на рис. 2, *c*) [11,12]. В точках *A, A'* происходит гибридизация прямых МСВ и ЭМВ.

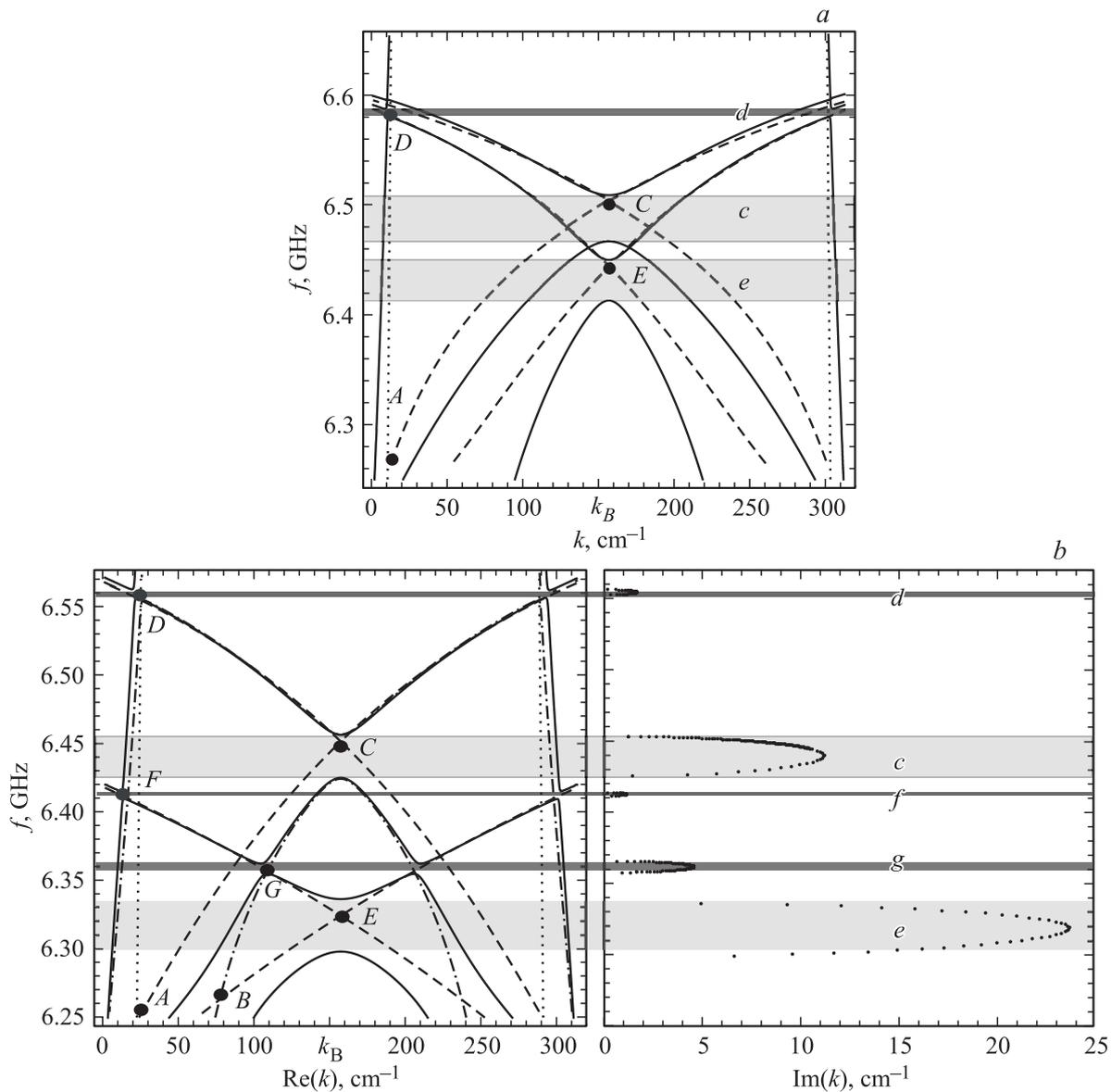


Рис. 3. Дисперсионные характеристики волн в структуре МК–СЭ–МК при (а) $l_1 = l_2 = 26 \cdot 10^{-4}$ см, $t_1 = t_2 = 23 \cdot 10^{-4}$ см, $D = 150 \cdot 10^{-4}$ см, (б) $l_1 = 26 \cdot 10^{-4}$ см, $t_1 = 23 \cdot 10^{-4}$ см, $l_2 = 12 \cdot 10^{-4}$ см, $t_2 = 8 \cdot 10^{-4}$ см, $D = 150 \cdot 10^{-4}$ см, остальные параметры как на рис. 2.

4. Анализ дисперсионных характеристик в структуре МК–СЭ–МК

Рассмотрим особенности дисперсионных характеристик ГЭМСВ в структуре МК–СЭ–МК, которые описываются соотношением (4), в котором все коэффициенты связи между волнами не равны нулю. Результаты решения этого уравнения в случае одинаковых МК представлены на рис. 3,а (сплошные кривые). Также на рис. 3 приведены дисперсионные характеристики следующих типов волн:

— прямой и встречной ЭМВ в СЭ (пунктирные линии) в изолированном слое СЭ;

— прямой и встречной МСВ в ФП 1 и ФП 2 (штриховые линии) в изолированных пленках.

В данной структуре имеет место связь между ПМСВ в магнитных кристаллах, что приводит к существованию двух нормальных мод связанной структуры — быстрой и медленной волн. Однако, как видно из рис. 3,а взаимодействие ЭМВ происходит только с прямой и встречной медленными модами ПМСВ (точка D на рис. 3,а). В этом случае образуется узкая полоса непропускания волн (область d). В точке C происходит взаимодействие быстрых прямой и встречной мод МСВ и образуется вторая полоса непропускания (область c). Взаимодействие прямых и встречных медленных МСВ в точке E приводит к образованию третьей полосы

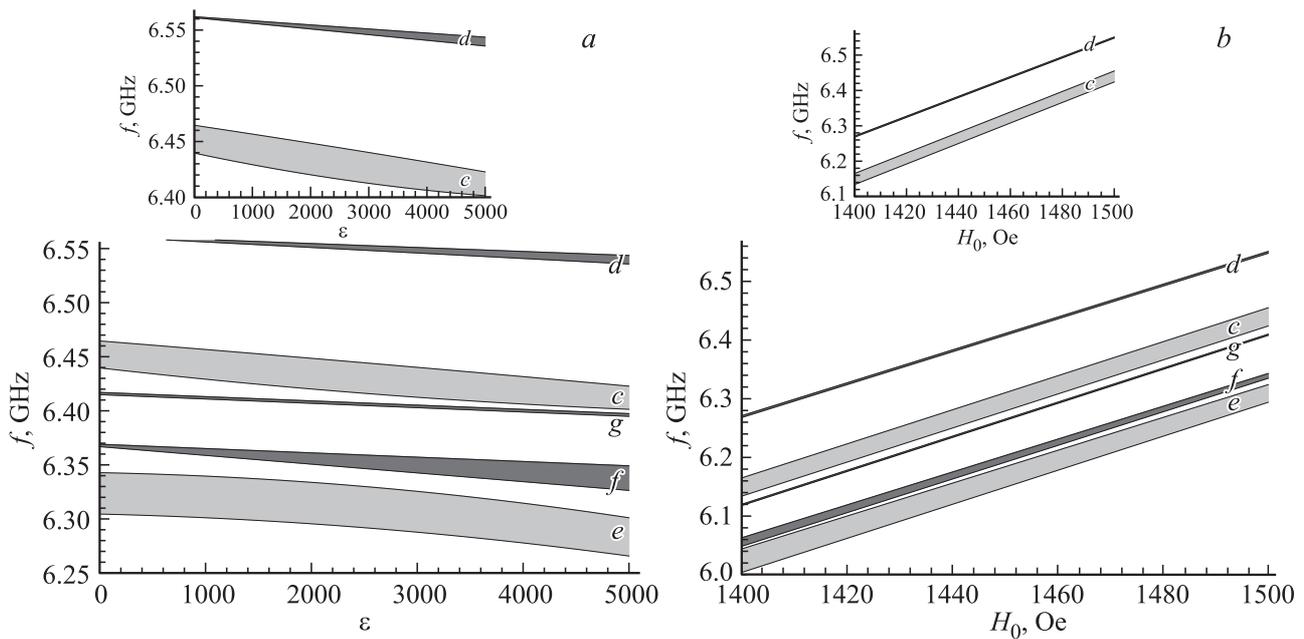


Рис. 4. Зависимость положения и ширины запрещенных зон (а) от ϵ при $H_0 = 1500$ Ое, (б) от H_0 при $\epsilon = 1500$. На вставках к рисунку приведены аналогичные зависимости в структуре МК–СЭ.

непропускания волн в рассматриваемой структуре (область e). Таким образом, в структуре, состоящей из двух МК и СЭ, возможно образование трех полос непропускания (запрещенных зон), две из которых соответствуют условию брэгговского резонанса (области c и e , где $k = \pi/L$), а в третьей зоне d условие Брэгга не выполняется.

На рис. 3, b представлено решение дисперсионного уравнения (4) в случае связанных МК различной толщины, слева на рисунке по горизонтальной оси отложены действительные значения волновых чисел, справа — мнимые значения в полосах непропускания. В точках пересечения дисперсионных кривых волн в изолированных слоях будут выполняться условия фазового синхронизма при взаимодействии различных типов волн:

1) взаимодействие прямых и встречных волн в МК 1 (точка C) и в МК 2 (точка E); образуются запрещенные зоны c и e (аналогично результатам на рис. 3, a);

2) взаимодействие прямой ЭМВ и прямой МСВ в МК 1 (точка A), происходит гибридизация первого порядка, аналогичная показанной на рис. 2, a , и образование ГЭМСВ 1 (штрихпунктирные линии на рис. 3, b);

3) Взаимодействие прямой ЭМВ и встречной МСВ в МК 1 (точка D), образуется запрещенная зона d (закрашенная область), аналогичная показанной на рис. 2, c ;

4) Взаимодействие прямой МСВ в МК 2 с ГЭМСВ 1 (точка B), происходит дополнительное расталкивание дисперсионных кривых, что соответствует гибридизации второго порядка, аналогичной приведенной на рис. 2, b в структуре ФП–СЭ–ФП;

5) Взаимодействие встречной МСВ в МК 2 с ГЭМСВ 1 (точки F , G), образуются запрещенные зоны второго порядка (закрашенные области f , g на рис. 3, b).

Рассмотренные выше взаимодействия происходят при $k < k_B$. В области $k > k_B$ точки пересечения зеркально симметричны относительно прямой и механизм взаимодействия имеет аналогичную природу.

Таким образом, в структуре МК–СЭ–МК имеет место формирование пяти запрещенных зон, три из которых образованы взаимодействием МСВ и ЭМВ (зоны d , f и g показаны темной заливкой), а две — взаимодействием только МСВ (зоны c , e показаны светлой заливкой). При этом, как видно из графика для мнимых частей волнового числа, в брэгговских запрещенных зонах c , e происходит большее подавление сигнала.

На рис. 4 показана зависимость ширины и положения всех запрещенных от величины магнитного поля и диэлектрической проницаемости ϵ . Из рис. 4, a видно, что при малой величине ϵ имеет место формирование двух запрещенных зон c и e (светлые области), аналогичных запрещенным зонам в толстом и тонком МК, ширина которых не зависит от ϵ . С увеличением ϵ при фиксированной напряженности магнитного поля появляются еще три запрещенные зоны d , f и g (темные области), ширина которых с ростом ϵ увеличивается. Из рис. 4, b следует, что при увеличении напряженности магнитного поля все запрещенные зоны структуры сдвигаются вверх по частоте, что связано со сдвигом частоты отсечки магнитоэлектрических волн, определяемой соотношением $\sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M)}$. Отметим, что для структуры МК–СЭ формируется только две запрещенные зоны c и d (см. вставку к рис. 4, a , b).

5. Заключение

Проведен анализ дисперсионных характеристик гибридных ЭМСВ в структуре МК–СЭ–МК. Показано, что в такой структуре имеет место увеличение числа запрещенных зон в полосе первого брэгговского резонанса по сравнению со структурой МК–СЭ [11,12]. В случае различной толщины МК образуется пять запрещенных зон, две из которых строго соответствуют условию брэгговского резонанса, а три обусловлены гибридизацией МСВ и ЭМВ и расширяются с увеличением диэлектрической проницаемости ϵ .

Показано, что в слоистой структуре магنونный кристалл–сегнетоэлектрик–магنونный кристалл за счет изменения связи между слоями существует функциональная возможность двойного управления (электрическим и магнитным полями) плотностью и характеристиками запрещенных зон в спектре распространяющихся волн.

Список литературы

- [1] S.A. Nikitov, Ph. Tailhadesand, C.S. Tsai. *J. Magn. Magn. Mater.* **236**, 320 (2001).
- [2] Ю.В. Гуляев, С.А. Никитов, Л.В. Животовский, А.А. Климов, Ф. Тайад, Л.Пресманес, К. Бонин, Ч.С. Цай, С.Л. Высоцкий, Ю.А. Филимонов. Письма в ЖЭТФ **77**, 670 (2003).
- [3] Ю.В. Гуляев, С.А. Никитов. ДАН **380**, 469 (2001).
- [4] A.V. Chumak, A.A. Serga, B. Hillebrands, M.P. Kostylev. *Appl. Phys. Lett.* **93**, 022 508 (2008).
- [5] V.V. Kruglyak, S.O. Demokritov, D. Grundler. *J. Phys. D* **43**, 264 001 (2010).
- [6] A.A. Serga, A.V. Chumak, B.Hillebrands. *J. Phys. D* **43**, 264 002 (2010).
- [7] R. Kashyap. *Fiber Bragg Gratings*. Academic press. San Diego (1999). 457 p.
- [8] M. Krawczyk, D. Grundler. *J. Phys.: Cond. Matter* **26**, 123 202 (2014).
- [9] S.V. Grishin, E.N. Beginin, M.A. Morozova, Y.P. Sharaevskii, S.A. Nikitov. *J.Appl. Phys.* **115**, 053 908 (2014).
- [10] А.Б. Устинов, Б.А. Калиникос. ПЖТФ **40**, 58 (2014).
- [11] А.В. Дроздовский, А.А. Никитин, А.Б. Устинов, Б.А. Калиникос. ЖТФ **84**, 87 (2014).
- [12] М.А. Морозова, Ю.П. Шараевский, С.А. Никитов. *Радиотехника и электроника* **59**, 510 (2014).
- [13] В.Б. Анфиногенов, Т.Н. Вербицкая, П.Е. Зильберман, С.В. Мериакри, Ю.Ф. Огрин, В.В. Тихонов. ПЖТФ **12**, 938 (1986).
- [14] В.Б. Анфиногенов, Т.Н. Вербицкая, П.Е. Зильберман, Г.Т. Казаков, С.В. Мериакри, В.В. Тихонов. ЖТФ **60**, 114 (1990).
- [15] В.Б. Анфиногенов, Т.Н. Вербицкая, П.Е. Зильберман, С.В. Мериакри, Ю.Ф. Огрин, В.В. Тихонов. *Радиотехника и электроника* **34**, 494 (1989).
- [16] О.Г. Вендик, Б.А. Калиникос, С.И. Митева. *Изв. вузов. Радиоэлектроника* **24**, 52 (1981).
- [17] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман. *Спинволновая электроника. Сер. радиоэлектроника и связь. Знание, М.(1988)*. 64 с.
- [18] В.Е. Демидов, Б.А. Калиникос, П. Эденхофер. ЖТФ **72**, 61 (2002).
- [19] A.A. Nikitin, P.Yu. Beliavsky, V.V. Vitko, A.B. Ustinov, A.A. Semenov. *Proc. 42 European Microwave Conf. Amsterdam, 2012. IEEE, N. Y. (2012)*. P. 783.
- [20] A.B. Ustinov, V.S. Tiberkevich, G. Srinivasan, A.N. Slavin, A.A. Semenov, S.F. Karmanenko, B.A. Kalinikos, J.V. Mantese, R. Ramer. *J. Appl. Phys.* **100**, 093 905 (2006).
- [21] A.B. Ustinov, G. Srinivasan, B.A. Kalinikos. *Appl. Phys. Lett.* **90**, 031 913 (2007).
- [22] S.V. Grishin, E.N. Beginin, M.A. Morozova, Y.P. Sharaevskii, S.A. Nikitov. *IEEE Trans. On Magn.* **50**, 4 006 204 (2014).
- [23] М.А. Морозова, А.Ю. Шараевская. *Гетеромагнитная микроэлектроника* **15**, 82 (2013).
- [24] А.В. Вашковский, В.С. Стальмахов, Ю.П. Шараевский. *Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Изд-во СГУ, Саратов (1993)*. 311 с.