

05,09

Четырехмагннное усиление и генерация спиновых волн в ферритовых пленках

© А.С. Абрамов, И.О. Золотовский, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет,
Ульяновск, Россия

E-mail: sementsovdi@mail.ru

(Поступила в Редакцию 29 мая 2014 г.)

Рассматривается возможность генерации СВЧ-волны в результате нелинейного четырехмагннного взаимодействия магнитостатических спиновых волн в ферритовых пленках. Для достижения фазового синхронизма в пленке предполагается наличие периодической структуры. Найдены области подмагничивающего поля 2.22–2.25 и 2.35–2.5 кОе (на частоте $\omega = 6.5 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$), в которых возможно эффективное управление параметрическим усилением как с помощью внешнего магнитного поля, так и с помощью вариации энергий волн накачки. Получены условия для параметров структуры (параметрического усиления, поглощения, периода, длины активного элемента, отстройки), при которых возможна генерация.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках Государственного задания и проекта № 14.Z50.31.0015.

1. Введение

В настоящее время значительно возрос интерес к исследованию волновых свойств планарных структур и магннных кристаллов на основе магнитных материалов, прежде всего железо-иттриевого граната (ЖИГ) [1–3]. Во многом это связано с особенностями распространения в таких структурах медленных магнитостатических спиновых волн (МСВ), которые обладают рядом преимуществ по сравнению с другими типами волн. Так, МСВ могут быть получены практически во всем сверхвысокочастотном (СВЧ) диапазоне, они легко управляемы внешним магнитным полем, нелинейные эффекты при распространении МСВ в ферромагнитных средах проявляются при относительно малых мощностях, скорость МСВ на несколько порядков меньше скорости электромагнитных волн [4,5]. Поэтому исследование особенностей распространения МСВ в магннных кристаллах является одним из важнейших направлений в современной радиофизике в связи с возможностью создания многочисленных спин-волновых устройств [6].

К важным задачам указанного направления относятся исследования трех- и четырехволновых нелинейных параметрических взаимодействий, а также модуляционной неустойчивости поверхностных МСВ [7–9]. Более того, в [9] экспериментально показано, что с ростом мощности накачки в кристалле увеличивается протяженность участка, на котором МСВ накачки способна возбуждать параметрические волны.

В настоящей работе исследуется возможность генерации СВЧ-волн за счет нелинейного четырехмагннного взаимодействия в активном элементе, представляющем собой тонкую феррит-гранатовую пленку. Одним из возможных методов достижения фазового синхронизма в нелинейном элементе является формирование в нем периодической структуры [10,11]. При ее наличии в

спектрах прохождения волн через подобную структуру были обнаружены полосы непропускания — запрещенные зоны для частоты, определяемой периодом структуры [12], т.е. пленка феррита с нанесенной на нее периодичностью может рассматриваться в качестве полосно-заграждающего фильтра. Для волны, частота которой попадает в полосу непропускания, периодическая структура играет роль резонатора, что позволяет на ее основе создать генератор МСВ, который может рассматриваться как мазер с распределенной обратной связью. Для этих целей могут также использоваться устройства с двойным электрическим и магнитным управлением [13], в частности управляемая электрическим и магнитным полем мультиферроидная периодическая структура, созданная на основе пленки ЖИГ, которая механически промодулирована по ее ширине и находится в обкладках пластин сегнетоэлектрика с напыленными электродами [14]. В таких структурах полосы заграждения будут зависеть как от величины внешнего магнитного, так и электрического поля.

2. Четырехмагннное параметрическое взаимодействие

Пусть две мощные поверхностные МСВ с частотами ω_1 и ω_2 распространяются в направлении оси Y в пленке ЖИГ толщиной d . Пленка находится во внешнем магнитном поле \mathbf{H} , которое лежит в плоскости пленки перпендикулярно направлению распространения волн (рис. 1). За счет четырехмагннного взаимодействия распространение в пленке двух мощных МСВ с частотами ω_1 и ω_2 приводит к появлению двух маломощных волн с частотами ω_3 и ω_4 . При реализации четырехмагннного взаимодействия в средах с кубической нелинейностью за счет подбора частоты ω_3 „холостой“

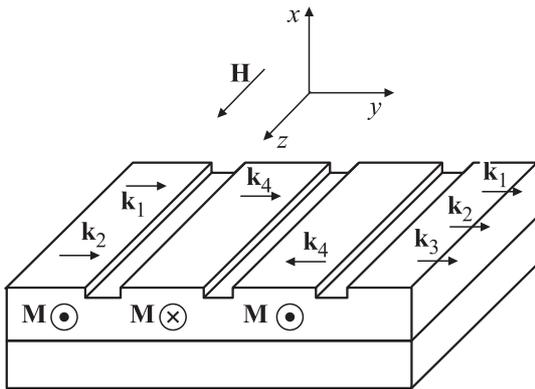


Рис. 1. Геометрия задачи.

волны имеются достаточно широкие возможности для вариации разностной частоты $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3$ (по сравнению с трехволновым взаимодействием в средах с квадратичной нелинейностью, где генерируемая частота должна быть в точности равна разности частот волн накачки). При этом возможно усиление волны на разностной частоте ω_4 .

Выражение для магнитоэлектростатического потенциала в рассматриваемом случае четырехмагнонного взаимодействия в квазистатическом приближении ($\text{rot } \mathbf{h} = 0$ и $\text{div } \mathbf{b} = 0$) принимает вид [7]

$$\Psi(x, y) = \sum_{i=1, \dots, 4} A_i [\exp(k_i x) + \alpha_i \exp(-k_i x)] \times \exp(-ik_{iy}) + c.c., \quad (1)$$

где связь между составляющими волновых векторов поверхностных МСВ для выбранной геометрии имеет вид $k_{jy}^2 = -k_{jx}^2$, $j = 1-4$ [15,16], параметры α_1 и α_2 определяют характер распределения поля у каждой из поверхностей пленки. Выражение для волнового магнитного поля в пленке получается из соотношения $\mathbf{h} = \nabla \Psi$. Высокочастотная часть намагниченности связана с этим полем соотношением $\mathbf{m} = \hat{\chi} \mathbf{h}$, где $\hat{\chi}$ — тензор магнитной восприимчивости [17].

Динамика четырехмагнонного взаимодействия при наличии отстройки от фазового синхронизма с учетом кубической нелинейности и в приближении „невырожденной накачки“ описывается системой уравнений [18,19]

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dy} &= if_1 \left(a_1^2 |A_1|^2 + \sum_{i=2,3,4} a_i^2 |A_i|^2 \right) A_1 + if_1 a_3 a_4 A_3 A_4 A_2^* \exp(+i\Delta k y), \\ \frac{dA_2}{dy} &= if_2 \left(a_2^2 |A_2|^2 + \sum_{i=1,3,4} a_i^2 |A_i|^2 \right) A_2 + if_2 a_3 a_4 A_3 A_4 A_1^* \exp(+i\Delta k y), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{dA_3}{dy} &= if_3 \left(a_3^2 |A_3|^2 + \sum_{i=1,2,4} a_i^2 |A_i|^2 \right) A_3 + if_3 a_1 a_2 A_1 A_2 A_4^* \exp(-i\Delta k y), \\ \frac{dA_4}{dy} &= if_4 \left(a_4^2 |A_4|^2 + \sum_{i=1,2,3} a_i^2 |A_i|^2 \right) A_4 + if_4 a_1 a_2 A_1 A_2 A_3^* \exp(-i\Delta k y), \end{aligned} \quad (2)$$

где Δk — отстройка от фазового синхронизма. В уравнениях (2) кубическую нелинейность среды характеризуют параметры [7]

$$f_j = \frac{\omega_{M_0}}{2M_0^2 \omega_j} [2\omega_H + \omega_{M_0} (1 - \exp(-2k_j d)) (\chi_j^2 + \chi_{aj}^2)] \times (\partial k_j / \partial \omega), \quad (3)$$

а затухание амплитуды МСВ в направлении оси X при удалении от поверхности пленки определяется параметрами

$$a_j(x) = k_j^2 [\exp(2k_j x) + 2\alpha_j^2 \exp(-2k_j x)]. \quad (4)$$

В приведенных соотношениях M_0 — намагниченность насыщения, $\omega_{M_0} = \gamma M_0$, $\omega_H = \gamma H$, γ — гиромагнитное соотношение, $\chi(\omega_j)$ и $\chi_a \omega_j$ — диагональная и недиагональная компоненты тензора магнитной восприимчивости [17], $v_{gi} = (\partial k_i / \partial \omega)^{-1}$ — групповые скорости МСВ.

3. Фазовый синхронизм и уравнения связанных волн

Отстройка от фазового синхронизма, неизбежно возникающая в ходе параметрического нелинейного взаимодействия, дается выражением

$$\Delta k = k_4 + k_3 - k_2 - k_1, \quad (5)$$

где связь частот и постоянных распространения взаимодействующих МСВ определяется следующей системой дисперсионных соотношений [7]:

$$\begin{aligned} \omega_j^2 &= \omega_{0j}^2 - \frac{\pi \gamma}{M_0} \times [2\omega_H + \omega_{M_0} (1 - \exp(-2k_j d)) (\chi^2(\omega_j) + \chi_a^2(\omega_j))] \times \left[\sum_{i=1,2,3,4} |A_i|^2 k_i^2 (\exp(2k_i x) + |\alpha_i|^2 \exp(-2k_i x)) \right], \end{aligned} \quad (6)$$

где $j = 1, 2, 3, 4$ и введены частоты

$$\omega_{0j}^2 = \omega_H^2 + \omega_H \omega_{M_0} + \frac{\omega_{M_0}^2}{4} [1 - \exp(-2k_j d)].$$

Оптимальной перекачке энергии от мощных волн накачки с частотами ω_1 и ω_2 к возникшим „сигнальной“ и „холостой“ волнам с частотами ω_4 и ω_3 будет

препятствовать отстройка от фазового синхронизма Δk , величину которой оценим с помощью формулы (5). Если в результате нелинейного взаимодействия в пленке двух МСВ с одинаковыми частотами $\omega_1 = \omega_2 = 6.45 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ образуется „сигнальная“ МСВ, то ее частота не может превышать $\omega_4 = 12.9 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$. Так, образование „сигнальной“ МСВ с частотой $\omega_4 = 6.5 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ приведет к возникновению „холостой“ МСВ с частотой $\omega_3 = 6.4 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$. Отстройка от фазового синхронизма при этом составит $|\Delta k| \approx 131 \text{ см}^{-1}$. Таким образом, чтобы добиться эффективной генерации на частоте ω_4 , необходимо значительно уменьшить возникающую отстройку.

Как отмечалось выше, одним из возможных методов достижения фазового синхронизма в нелинейном элементе является формирование в нем периодической структуры, которую можно реализовать за счет вытравливания или напыления периодических решеток на поверхности феррита. Так, в [20] канавки, вытравленные по всей ширине пленки ЖИГ, имели глубину $2 \mu\text{м}$ и период $400 \mu\text{м}$. В спектрах пропускания такой пленки со сформированной периодической структурой обнаруживались полосы непропускания, отвечающие запрещенным зонам для „сигнальной“ МСВ. Если частота ω_4 „сигнальной“ волны будет совпадать с центральной частотой одной из запрещенных зон, то для этой волны периодическая структура может играть роль резонатора. При этом для „сигнальной“ волны возникает отстройка от фазового синхронизма

$$\delta_m = k_4 \pm \pi m / \Lambda, \quad (7)$$

где Λ — период решетки, m — целое число.

Распределения амплитуд волн $A_{1,2}(y)$, создающих усиливающую среду, определяются решениями первых двух уравнений системы (2)

$$\begin{aligned} A_1(y) &= \sqrt{P_1} \exp[if_1(a_1^2 P_1 + a_2^2 P_2)y], \\ A_2(y) &= \sqrt{P_2} \exp[if_2(a_2^2 P_2 + a_1^2 P_1)y], \end{aligned} \quad (8)$$

где $P_i = |A_i|^2$ — плотности энергий волн накачки.

При этом уравнения системы (2), описывающие динамику маломощных связанных „сигнальной“ и „холостой“ волн, переписываются в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_3}{\partial y} &= if_{33}A_3 + if_{34}A_4^* \exp(-i\Delta\tilde{k}y), \\ \frac{\partial A_4^*}{\partial y} &= -if_{44}A_4^* - if_{43}A_3 \exp(i\Delta\tilde{k}y), \end{aligned} \quad (9)$$

где введены параметры

$$\begin{aligned} f_{33} &= f_2(a_1^2 P_1 + a_2^2 P_2), \quad f_{34} = f_3 a_1 a_2 \sqrt{P_1 P_2}, \\ f_{44} &= f_4(a_1^2 P_1 + a_2^2 P_2), \quad f_{43} = f_4 a_1 a_2 \sqrt{P_1 P_2}. \end{aligned} \quad (10)$$

Отстройка от фазового синхронизма $\Delta\tilde{k}$ в (9) связана с отстройкой (5) соотношением

$$\Delta\tilde{k} = \Delta k - (f_1 + f_2)(a_1^2 P_1 + a_2^2 P_2). \quad (11)$$

Видно, что новую отстройку можно компенсировать за счет подбора энергий P_1 и P_2 генерируемых МСВ, а также за счет параметров нелинейности f_1 и f_2 .

Проведем в уравнениях (9) замены $\tilde{A}_3 = A_3 \times \exp(-if_{33}y)$ и $A_4^* = A_4 \exp(if_{44}y)$, после чего эту систему можно переписать в более простом виде

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{A}_3}{dy} &= if_{34}\tilde{A}_4^* \exp(-i\Delta\tilde{k}y), \\ \frac{d\tilde{A}_4^*}{dy} &= -if_{43}^*\tilde{A}_3 \exp(i\Delta\tilde{k}y). \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь выражение для окончательной отстройки $\Delta\tilde{k}$ содержит по сравнению с (11) два дополнительных слагаемых

$$\Delta\tilde{k} = \Delta\tilde{k} + f_{33} + f_{44}. \quad (13)$$

В конечном счете решениями системы уравнений (9) с учетом граничных условий $A_3(0) = A_{30}$ и $A_4(0) = A_{40}$ являются следующие выражения для амплитуд „связанных“ волн, распространяющихся в периодической структуре:

$$\begin{aligned} A_3(y) &= [a_3 \exp(gy) + b_3 \exp(-gy)] \exp(-i\Delta\tilde{k}y/2), \\ A_4^*(y) &= [a_4 \exp(gy) + b_4 \exp(-gy)] \exp(i\Delta\tilde{k}y/2), \end{aligned} \quad (14)$$

где коэффициент параметрического усиления g определяется выражением

$$g = [f_{34}f_{43}^* - (\Delta k/2)^2]^{1/2}. \quad (15)$$

4. Условия генерации

Перейдем к обсуждению вопроса о генерации микроволнового излучения в рассматриваемой структуре. Предполагается, что сформированная периодическая структура содержит на длине пленки достаточное число периодов, позволяющее обеспечить многократные переизлучения между прямой и обратной „сигнальными“ волнами. Как отмечалось выше, сформированная периодическая структура позволяет сразу выводить из пленки волны накачки и одну „холостую“ волну, тогда как „сигнальная“ волна, частота которой совпадает с центральной частотой запрещенной зоны, будет усиливаться в резонаторе при многократных брэгговских переотражениях. Подбор периода структуры Λ позволяет добиться оптимальной перекачки энергии от прямой волны в обратную, которая описывается системой уравнений [12]

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_4^+}{\partial y} &= i\sigma A_4^- \exp(i\delta_m y) + (g_4 - \beta_4'')A_4^+, \\ \frac{\partial A_4^-}{\partial y} &= -i\sigma A_4^+ \exp(-i\delta_m y) + \beta_4'' A_4^-. \end{aligned} \quad (16)$$

В этой системе индекс „+“ относится к прямой волне, индекс „-“ — к обратной волне, σ — интеграл перекрытия [21], β_4'' — мнимая часть постоянной распространения (собственные потери волны), величина δ_m

определяется соотношением (7), величина параметрического усиления g_4 была оценена выше. Решение полученной системы уравнений с учетом граничных условий $A_4^+(0) = A_0$ и $A_4^-(L) = 0$ запишется в виде

$$A_4^+(y) = A_0 \frac{p \operatorname{ch}[p(y-L)] - \gamma \operatorname{sh}[p(y-L)]}{\gamma \operatorname{sh}(pL) + p \operatorname{ch}(pL)} \times \exp\left(\frac{g_4 + i\delta_m}{2} y\right),$$

$$A_4^-(y) = A_0 \left(\delta_m g \sigma^{-1} - i\sigma - i\delta_m^2 \sigma^{-1}\right) \times \frac{\operatorname{sh}[p(y-L)]}{\gamma \operatorname{sh}(pL) + p \operatorname{ch}(pL)} \exp\left(\frac{g_4 - i\delta_m}{2} y\right), \quad (17)$$

где введены обозначения

$$p = \sqrt{\sigma^2 + \left(\frac{g_4 + i\delta_m}{2}\right)^2 - (g_4 - \beta_4'')(\beta_4'' + i\delta_m)},$$

$$\gamma = \beta_4'' - \frac{g_4 - i\delta_m}{2}.$$

На основании полученных решений найдем коэффициенты отражения и прохождения для „сигнальной“ волны в запрещенной зоне

$$R = \left| \frac{A_4^-(0)}{A_4^+(0)} \right|^2 = \left| \frac{i\sigma^{-1} \left(\sigma^2 + \delta_m^2 + i\delta_m^2 g\right) \operatorname{sh}(pL)}{\gamma \operatorname{sh}(pL) + p \operatorname{ch}(pL)} \right|^2,$$

$$T = \left| \frac{A_4^+(L)}{A_4^+(0)} \right|^2 = \left| \frac{p}{\gamma \operatorname{sh}(pL) + p \operatorname{ch}(pL)} \exp\left(\frac{g_4 + i\delta_m}{2} L\right) \right|^2. \quad (18)$$

Генерация в рассматриваемой системе будет происходить при стремлении величин R и T к бесконечности, т.е. при стремлении знаменателей (18) к нулю. Исходя из этого условия генерации на частоте ω_4 (т.е. работы рассматриваемого лазера с распределенной обратной связью) принимают вид

$$2 \operatorname{arctg}\left(\frac{\delta_m}{g_4 - 2\beta_4''}\right) + \delta_m L \left(\frac{2|\sigma|^2}{(g_4 - 2\beta_4'')^2 + \delta_m^2} - 1\right) = (2m + 1)\pi. \quad (19)$$

5. Численный анализ

Проведем теперь численный анализ полученных соотношений. Здесь и далее используются следующие параметры пленки ЖИГ: намагниченность насыщения $4\pi M_0 = 1750$ Gs, ширина линии магнитного резонанса $\Delta H = 0.3$ Oe на частоте $\omega = 6.5 \cdot 10^9$ s⁻¹, гиромагнитное соотношение $\gamma = 2.8$ МГц/Oe, толщина пленки $d = 1.5$ μm, ее длина $L = 3$ см. Периодическая структура с указанными выше геометрическими размерами

позволяет разместить на длине пленки порядка 75 периодов. Технологически проще реализовать ситуацию, когда частоты двух волн накачки совпадают, поэтому примем $\omega_1 = \omega_2 = 6.45 \cdot 10^9$ s⁻¹. Эти две волны порождают связанные между собой маломощные „сигнальную“ и „холостую“ волны с частотами $\omega_4 = 6.5 \cdot 10^9$ s⁻¹ и $\omega_3 = 6.4 \cdot 10^9$ s⁻¹. Отстройкой от фазового синхронизма между этими волнами легко управлять. Варьируя энергии вводимых волн и величину внешнего магнитного поля, можно обеспечить необходимое параметрическое усиление МСВ.

На рис. 2 представлены зависимости параметрического усиления g от внешнего магнитного поля H при значениях плотностей энергии волн накачки $P_2 = 5, 10, 20$ J/m³ (кривые 1–3) и $P_1 = 5$ J/m³. В зависимости от частоты распространяющейся МСВ резонанс

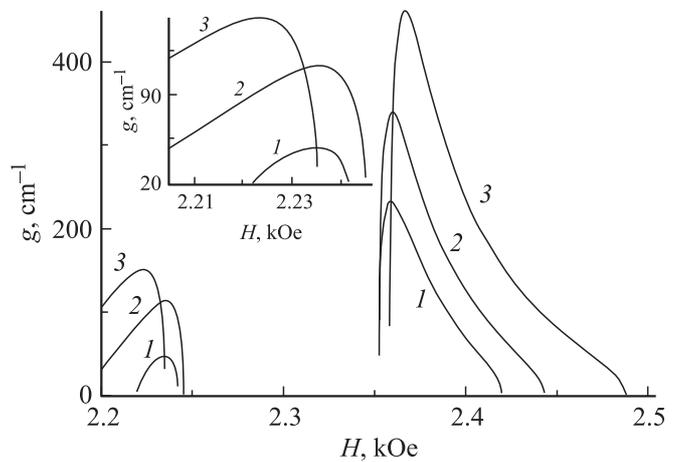


Рис. 2. Зависимость коэффициента параметрического усиления от внешнего магнитного поля. $P_1 = 5$ J/m³, $P_2 = 5$ (1), 10 (2) и 20 J/m³ (3).

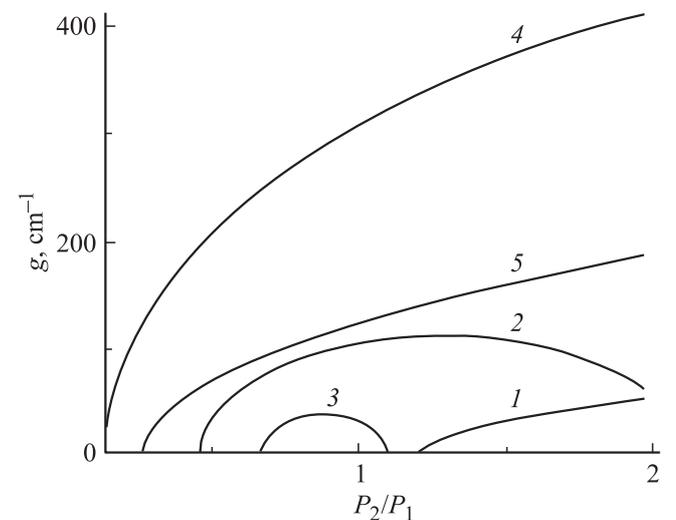


Рис. 3. Зависимость коэффициента параметрического усиления от отношения энергий генерируемых МСВ. $H, \text{kOe}: 1 - 2.2, 2 - 2.24, 3 - 2.25, 4 - 2.35, 5 - 2.4$.

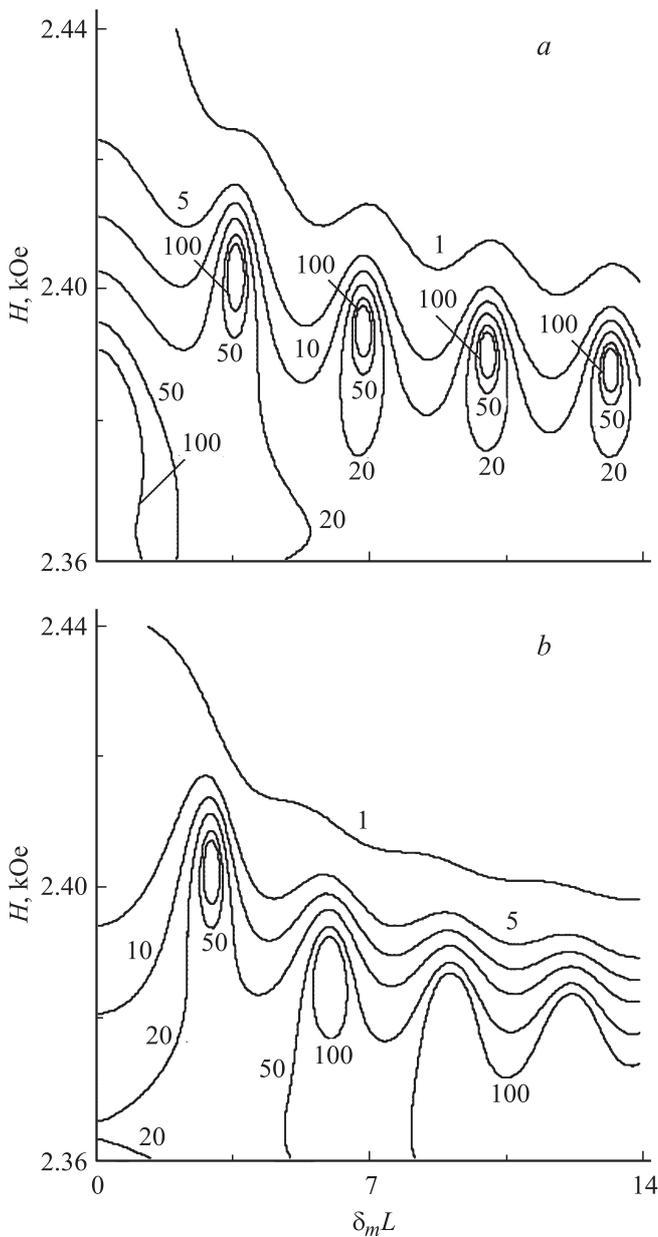


Рис. 4. Линии равных коэффициентов отражения „сигнальной“ волны для малых $\beta'' = 0.1 \text{ cm}^{-1}$ (a) и больших $\beta'' = 10 \text{ cm}^{-1}$ (b) потерь. Коэффициент связи $\sigma L = 6$.

магнитной восприимчивости приходится на область полей $H = 2310\text{--}2330 \text{ Oe}$. Зависимость $g(H)$ имеет два пика ($g = 150$ и 450 cm^{-1}). В области $H = 2250\text{--}2350 \text{ Oe}$ усиление мало по сравнению с отстройкой, вследствие чего величина g принимает мнимые значения. Таким образом, имеются две области, в которых может быть реализовано эффективное полевое управление параметрическим усилением: $2220\text{--}2250$ и $2350\text{--}2500 \text{ Oe}$. Вставке на рисунке отвечает первая область. Здесь кривая 1 соответствует ситуации $P_1 = P_2 = 5 \text{ J/m}^3$, величина g при этом изменяется в пределах $1\text{--}45 \text{ cm}^{-1}$.

На рис. 3 приведена зависимость g от отношения плотностей энергий для значений поля $H = 2.20, 2.24, 2.25, 2.35, 2.40 \text{ kOe}$ (кривые 1–5). Видно, что усиление, возникающее с ростом энергии, сначала возрастает до некоторого максимума, но затем происходит его спад. При выборе поля равным резонансному (кривая 4) возможна вариация величины g в максимально возможных пределах.

На основе соотношений (18) и (19) рассмотрим особые точки коэффициентов отражения и прохождения для „сигнальной“ волны, в которых выполняются условия генерации для первых продольных мод. Для анализа выберем следующие параметры структуры: $L = 3 \text{ cm}$, $\sigma L = 6$,

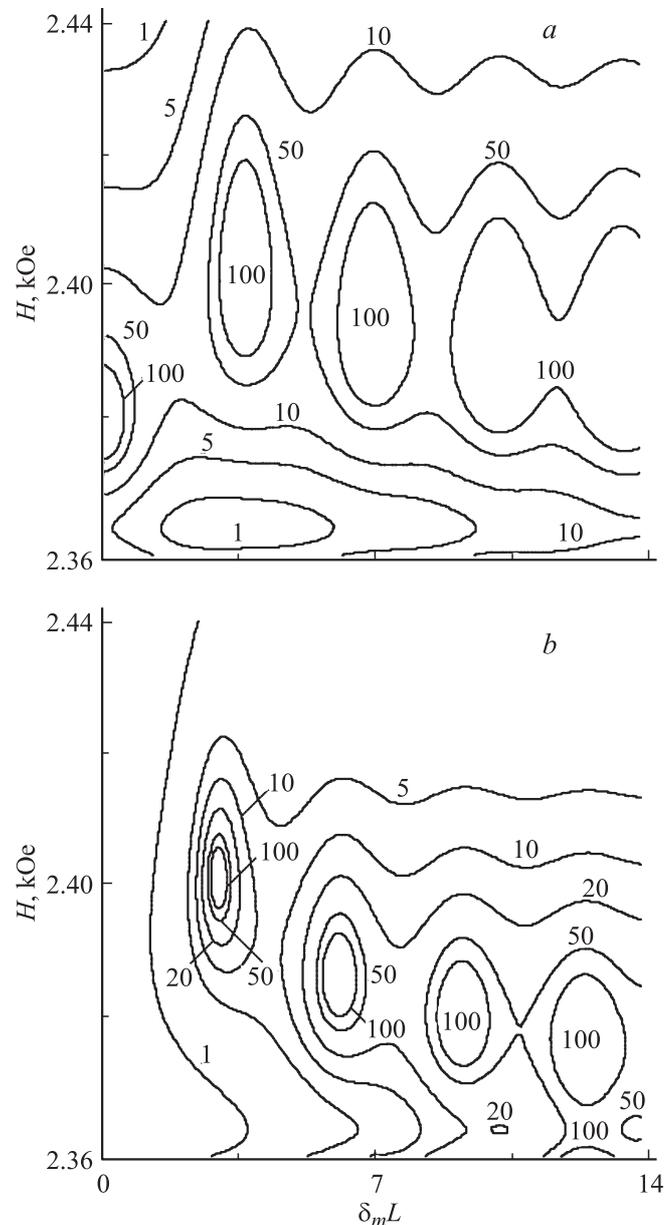


Рис. 5. Контурные равных коэффициентов прохождения „сигнальной“ волны для малых $\beta'' = 0.1 \text{ cm}^{-1}$ (a) и больших $\beta'' = 10 \text{ cm}^{-1}$ (b) потерь. Коэффициент связи $\sigma L = 6$.

$P_1 = 5 \text{ J/m}^3$ и $P_2 = 20 \text{ J/m}^3$. На рис. 4 на плоскости внешнее магнитное поле—относительная отстройка от фазового синхронизма ($H, \delta_m L$) приведены линии равных коэффициентов отражения для „сигнальной“ волны. Внешнее магнитное поле изменялось в пределах второй области ($H = 2360\text{--}2440 \text{ Oe}$), где возможно эффективное управление параметрическим усилением g , а именно его изменение в интервале $10\text{--}50 \text{ cm}^{-1}$ в зависимости от величины H . Части a на рис. 4 соответствуют малые потери волны в запрещенной зоне ($\beta'' = 0.1 \text{ cm}^{-1}$), части b отвечают большие потери ($\beta'' = 10 \text{ cm}^{-1}$). Видно, что эффективное управление проявляется уже начиная с малых значений номера моды m . В обоих случаях с ростом номера моды величина поля уменьшается.

Линии равных уровней коэффициента прохождения по „сигнальной“ волне на плоскости ($H, \delta_m L$) представлены на рис. 5. Здесь с ростом номера моды значения управляемых полей H также уменьшаются. В случае больших потерь (рис. 5, b) наблюдается появление новых контуров для коэффициента прохождения, т.е. возникают дополнительные значения H и $\delta_m L$, в которых возможна генерация микроволнового излучения.

6. Заключение

В работе показана возможность генерации микроволнового излучения за счет нелинейного четырехмагнетонного взаимодействия в пленке ЖИГ со сформированной на ней периодичностью. Показано, что коэффициентом параметрического усиления для „сигнальной“ МСВ с частотой $\omega_4 = 6.5 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ можно эффективно управлять при помощи внешнего магнитного поля в двух полевых областях: $H = 2220\text{--}2250$ и $2350\text{--}2500 \text{ Oe}$. Показано, что энергетические потери волны в запрещенной зоне напрямую влияют на условия генерации, проанализированы случаи больших и малых потерь.

Отметим, что генерацию можно осуществить и без формирования периодичности с помощью канавок, если использовать естественную полосовую доменную структуру феррита. Преимуществом такой геометрии может явиться возможность перестройки частоты генерации внешним магнитным полем. Так, в работе [22] была показана зависимость размера доменов от величины прикладываемого внешнего поля. Однако при больших прикладываемых полях имеет место сближение доменных границ и становится возможным их аннигиляция, т.е. нарушение периодичности.

Обратим также внимание на то, что при больших значениях коэффициента параметрического усиления (в нашем случае при максимальных значениях $g = 150, 450 \text{ cm}^{-1}$, которые достигаются во внешних полях $H = 2223$ и 2365 Oe) целесообразно использовать принцип четырехмагнетонного взаимодействия в ферритовых пленках не для генерации СВЧ-сигналов, а для их усиления.

Список литературы

- [1] R.W. Damon, H.J. Van de Vaart. *J. Appl. Phys.* **36**, 3453 (1965).
- [2] J.O. Vasseur, L. Dobrzynski, B. Djafari-Rouhani, H. Puszkarski. *Phys. Rev. B* **54**, 1043 (1996).
- [3] H. Al-Wahsh, L. Dobrzynski, J.O. Vasseur, B. Djafari-Rouhani, A. Akjouj, P.A. Deymier. *Phys. Rev. B* **59**, 8709 (1999).
- [4] A. Figotin, I. Vitebsky. *Phys. Rev. E* **63**, 06 609 (2001).
- [5] Б.А. Калиникос. *Сорос. образоват. журн.* **5**, 93 (1996).
- [6] Ю.В. Гуляев, А.Н. Лагарьков, С.А. Никитов. *Вестник РАН* **78**, 438 (2008).
- [7] А.О. Короткевич, С.А. Никитов. *ЖЭТФ* **116**, 2058 (1999).
- [8] М.А. Черкасский, Н.Г. Ковшиков, Б.А. Калиникос. *ФТТ* **52**, 1981 (2010).
- [9] Г.Т. Казаков, А.В. Кожевников, Ю.А. Филимонов. *ФТТ* **39**, 330 (1997).
- [10] С.Л. Высоцкий, С.А. Никитов, Ю.А. Филимонов. *ЖЭТФ* **128**, 636 (2005).
- [11] А.И. Стогний, А.А. Серов, С.В. Корякин, В.В. Паньков. *ПТЭ* **2**, 162 (2008).
- [12] С.Л. Высоцкий, С.А. Никитов, Н.Н. Новицкий, А.И. Стогний, Ю.А. Филимонов. *ЖТФ* **81**, 150 (2011).
- [13] П.Ю. Белявский, А.А. Никитин, С.Ф. Карманенко, А.А. Семенов. *ФТТ* **51**, 1446 (2009).
- [14] А.Б. Устинов, Б.А. Калиникос. *Письма в ЖТФ* **40**, 13, 58 (2014).
- [15] А.В. Вашковский, В.С. Стальмахов, Ю.П. Шаравский. *Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот*. Изд-во Саратов. ун-та, Саратов (1993). 315 с.
- [16] В.С. Стальмахов, А.А. Игнатъев. *Лекции по спиновым волнам*. Изд-во Саратов. ун-та, Саратов (1983). 182 с.
- [17] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. *Магнитные колебания и волны*. Физматлит, М. (1994). 464 с.
- [18] А. Ярив. *Квантовая электроника*. Сов. радио, М. (1980). 488 с.
- [19] С.А. Ахманов, В.А. Выслоух, А.С. Чиркин. *Оптика фемто-секундных лазерных импульсов*. Наука, М. (1988). 312 с.
- [20] А.В. Дроздовский, М.А. Черкасский, А.Б. Устинов, Н.Г. Ковшиков, Б.А. Калиникос. *Письма в ЖЭТФ* **91**, 17 (2010).
- [21] А. Ярив, П. Юх. *Оптические волны в кристаллах*. Мир, М. (1987). 616 с.
- [22] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, Р.Дж. Эллиот, Э.М. Эпштейн. *ФТТ* **44**, 1064 (2002).