

Генератор микроволнового излучения на основе туннельно-связанной структуры „полупроводник—метаматериал“

© И.О. Золотовский,¹ Д.А. Коробко,¹ Д.И. Семенцов,¹ В.А. Остаточников,¹ А.А. Фотиади²

¹ Ульяновский государственный университет, 432000, Ульяновск, Россия

² Университет г. Монс, Бельгия
e-mail: rafzol.14@mail.ru

(Поступило в Редакцию 13 декабря 2012 г. В окончательной редакции 14 мая 2013 г.)

Предложена модель перестраиваемого лазера на основе туннельно-связанной волноводной структуры полупроводник—метаматериал. Волноводный канал из полупроводника обладает положительным показателем преломления и высоким коэффициентом керровской нелинейности. Канал из магнитоактивного метаматериала в исследуемом диапазоне частот характеризуется отрицательным показателем преломления. С помощью компьютерного моделирования исследованы особенности генерации микроволнового излучения в условиях накачки за счет модуляционной неустойчивости в полупроводниковом канале и распределенной обратной связи. Управление частотой генерации реализовано за счет зависимости показателя преломления метаматериала от внешнего магнитного поля.

Введение

В последние годы проводится активное исследование оптических свойств метаматериалов — искусственных структур, для которых в определенном спектральном диапазоне реализуются отрицательные значения действительной части показателя преломления. Это происходит только в том случае, если отрицательными одновременно являются действительные части диэлектрической и магнитной проницаемостей ϵ и μ . Отличительным свойством таких материалов является то, что вектор Пойнтинга распространяющейся электромагнитной волны противоположен по направлению волновому вектору и образует с векторами электрического и магнитного полей левую тройку, в силу чего такие среды получили название „левых“ [1–4]. За последние годы создано большое число материалов, демонстрирующих в определенном диапазоне частот свойства левой среды. В настоящее время известны метаматериалы с отрицательными значениями показателя преломления в микроволновой, инфракрасной (ИК) и даже в оптической областях спектра [5–8]. Получены также магниточувствительные материалы, демонстрирующие в достаточно широкой области частот микроволнового диапазона свойства левой среды. При этом положение указанной области зависит от величины внешнего магнитного поля [9–11].

Явления, связанные с отрицательным преломлением, наиболее эффективно проявляются при прохождении волной границы раздела между левой и „правой“ средами. Большой интерес представляют исследования туннельно-связанных волноводных структур (ТСВС), созданных на основе левой и правой сред. В этом случае волноводные слои с разными знаками показателя преломления связаны друг с другом оптической туннельной связью (за счет перекрытия волновых полей взаимодействующих мод). В таких волноводах в правой среде распространяется прямая волна, а в левой среде — связанная волна с вектором Пойнтинга,

противоположным ее волновому вектору. Эту волну принято называть обратной. В работах [12–15] показано, что распространение волн в такой ТСВС аналогично распространению в структурах с распределенной обратной связью. Особенности распространения волн в таких структурах позволяют реализовать на их основе волноводные направленные ответвители, усилители и ряд других устройств управления излучением.

В работе [16] показано, что при определенных отстройках от фазового синхронизма между прямой и обратной волнами и уровне усиления в рассматриваемой ТСВС возможна генерация излучения. В настоящей работе анализируются условия генерации излучения в структуре из двух туннельно-связанных правого и левого волноводов, показана возможность создания на основе такой структуры генератора микроволнового излучения. В качестве левой среды будем использовать метаматериал с материальными параметрами, сильно зависящими от внешнего магнитного поля, что позволяет управлять частотой генерации и другими параметрами излучения. В качестве правой среды используется полупроводниковый материал с высоким коэффициентом керровской нелинейности, что позволяет осуществлять накачку за счет модуляционной неустойчивости распространяющейся в нем мощной монохроматической волны ИК-диапазона.

Материальные соотношения

Рассмотрим планарную структуру, состоящую из двух туннельно-связанных волноводов (рис. 1). Будем считать, что материалом первого волноводного слоя является правая среда. Для нее имеет место положительный знак действительной части показателя преломления $n_1 = n'_1 - in''_1$ и отрицательный знак мнимой части, при котором обеспечиваются усиливающие свойства среды,

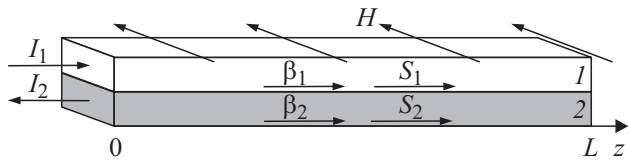


Рис. 1. Схема туннельно-связанной структуры, приложенного поля и направлений распространяющихся волн.

необходимые в конечном итоге для генерации излучения. Среда второго слоя является метаматериалом и в определенном диапазоне частот может иметь одновременно отрицательные значения действительной части эффективных диэлектрической и магнитной проницаемостей. В этом случае среда имеет отрицательный знак действительной части показателя преломления и в соответствии с принятой терминологией считается левой. Для показателя преломления метаматериала справедливы общие соотношения

$$n_2 = \sqrt{(\epsilon'_2 + i\epsilon''_2)(\mu'_2 + i\mu''_2)} = n'_2 - in''_2, \quad (1)$$

$$\left. \begin{matrix} n'_2 \\ n''_2 \end{matrix} \right\} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\sqrt{(\epsilon'_2\mu'_2 - \epsilon''_2\mu''_2)^2 + (\epsilon'_2\mu''_2 + \epsilon''_2\mu'_2)^2} \pm (\epsilon'_2\mu'_2 - \epsilon''_2\mu''_2) \right]^{1/2}.$$

В частотной области, где величины ϵ'_2 и μ'_2 являются отрицательными, выражение для n'_2 необходимо брать со знаком „минус“. Мнимую часть показателя преломления n''_2 будем считать положительной, что определяет ее поглощающей. В состоянии левой среды электрический и магнитный векторы распространяющейся волны образуют с волновым вектором левую ортогональную тройку векторов. Вектор Пойнтинга такой волны противоположен ее волновому вектору, в силу чего она получила название обратной волны. Коэффициенты усиления и поглощения рассматриваемых сред определяются выражениями $\alpha_1(\omega) = k_0 n''_1(\omega) < 0$ и $\alpha_2(\omega) = k_0 n''_2(\omega) > 0$, где $k_0 = \omega/c$, а c — скорость света в вакууме.

В качестве правой среды рассматриваемой ТСВС можно использовать материал, обладающий высоким коэффициентом оптической керровской нелинейности (например, полупроводник GaAs). Наличие большой нелинейности позволяет осуществлять накачку за счет отвода энергии от мощной монохроматической волны ИК-диапазона, распадающейся вследствие модуляционной неустойчивости в области аномальной дисперсии на последовательность субпикосекундных частотно-модулированных импульсов. Инкремент усиления сигнальной возмущающей волны с частотой ω за счет модуляционной неустойчивости монохроматической волны с частотой ω_0 [17]

$$\alpha_1(\Omega) = |\Omega| \sqrt{4RP_0|D| - D^2\Omega^2}, \quad (2)$$

где частота $\Omega = \omega_0 - \omega$, P_0 — мощность монохроматической волны, R — коэффициент керровской нелинейности, D — параметр дисперсии групповых скоростей,

который на указанной частоте должен быть отрицательным.

В качестве левой среды рассматривался метаматериал, созданный из чередующихся пластин железитриевого граната (ЖИГ), разделенных решеткой из тонких медных проводников. Эффективная диэлектрическая проницаемость такой среды определяется выражением [11]

$$\epsilon_2(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\Gamma_\epsilon\omega}, \quad (3)$$

где плазменная частота ω_p и параметр электрической релаксации Γ_ϵ определяются типом решетки из медных проводников.

При поперечном подмагничивании структуры статическим полем \mathbf{H}_0 (рис. 1) эффективная магнитная проницаемость метаматериала может быть представлена в виде $\mu_2 = \mu_\perp = \mu - \mu_a^2/\mu$, где диагональная μ и недиагональные $\pm i\mu_a$ компоненты тензора магнитной проницаемости определяются выражениями [11]

$$\mu = 1 + \frac{\omega_M(\omega_H^2 + i\Gamma_\mu\omega)}{\omega_H(\omega_H^2 - \omega^2 + 2i\Gamma_\mu\omega)}, \quad (4)$$

$$\mu_a = \frac{i\omega\omega_M}{\omega_H^2 - \omega^2 + 2i\Gamma_\mu\omega}.$$

Здесь введены параметры $\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, где γ — гиромагнитное отношение, M_0 — намагниченность насыщения, $\Gamma_\mu = \gamma\Delta H$ — параметр магнитной релаксации, ΔH — ширина линии ферромагнитного резонанса. В соответствии с выражениями (3) и (4) величина $\epsilon'_2 < 0$ в области $0 < \omega < \omega_\epsilon = \sqrt{\omega_p^2 - \Gamma_\epsilon^2}$, а величина $\mu'_2 < 0$ в области $\omega_\mu^- < \omega < \omega_\mu^+$, где

$$\omega_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\omega_a^2 + \omega_r^2 - 4\Gamma_\mu^2 \pm \sqrt{(\omega_a^2 + \omega_r^2 - 4\Gamma_\mu^2)^2 - 4\omega_a^2\omega_r^2} \right]^{1/2},$$

$\omega_a = \omega_M + \omega_H$ и $\omega_r = \sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M)}$. Как правило, для метаматериалов $\omega_\mu^- < \omega_\epsilon$, поэтому указанная область при $\omega_\mu^+ > \omega_\epsilon$ относится к интервалу $\omega_\mu^- < \omega < \omega_\epsilon$, а при $\omega_\mu^+ < \omega_\epsilon$ — к интервалу $\omega_\mu^- < \omega < \omega_\mu^+$. Для численного анализа входящие в выражения (3) и (4) параметры выбирались следующими: $4\pi M_0 = 1760$ Г, $\gamma = 1.76 \cdot 10^7$ (с · Ое)⁻¹, $\omega_p/2\pi = 12.8$ GHz, $\Gamma_\epsilon = \Gamma_\mu = 20$ MHz. Зависимость показателя преломления метаматериала от магнитного поля позволяет управлять отстройкой от фазового синхронизма и влиять на характеристики волн в ТСВС. Для рассматриваемой среды область существования левого состояния с увеличением поля увеличивается и смещается в сторону больших частот.

На рис. 2 приведены частотные зависимости действительной части показателя преломления метаматериала при значениях внешнего магнитного поля $H = 1, 1.5$,

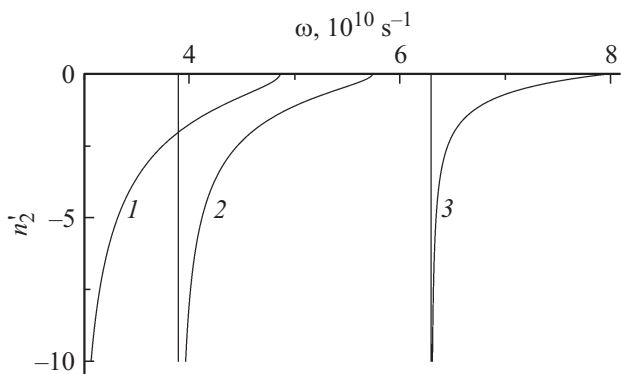


Рис. 2. Частотные зависимости действительной части показателя преломления метаматериала.

2.8 КОе (кривые 1–3). Видно, что состояние левой среды с $n'_2 < 0$ реализуется в полосе частот шириной несколько десятков гигагерц. Инкремент усиления сигнальной волны, реализуемый в полупроводниковом материале с параметрами $n_1 = 3$, $R = 100 \text{ (Wm)}^{-1}$, $D = 10^{-27} \text{ s}^2/\text{m}$ за счет модуляционной неустойчивости волны накачки с частотой $\omega_0 = 10^{14} \text{ s}^{-1}$ и мощностью $P_0 = 0.05 \text{ W}$, в рассматриваемом диапазоне практически не зависит от частоты и равен $\alpha_1 \approx 10 \text{ m}^{-1}$. В соответствии с (2) величиной усиления в структуре можно управлять, изменяя мощность и частоту монохроматической волны накачки.

Уравнения для связанных волн

Рассмотрим динамику связанных прямой и обратной волн в исследуемой ТСВС. Направления продольных компонент волновых векторов и векторов Пойнтинга указанных волн приведены на рис. 1. Обозначим через $A_1(z)$ и $A_2(z)$ амплитуды этих волн. В качестве прямой (сигнальной) волны рассматривается квазимонохроматическая волна с частотой ω , образующаяся и усиливающаяся за счет модуляционной неустойчивости волны накачки с частотой ω_0 . Отметим, что для волны накачки существенно не выполняются условия фазового синхронизма, поэтому в связи с обратной волной она не участвует. С учетом усиления правой и поглощения левой сред динамику прямой и обратной связанных волн можно описать системой уравнений [18,19]

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial z} - |\alpha_1|A_1 &= i\sigma A_2 e^{-i\delta z}, \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} - \alpha_2 A_2 &= -i\sigma A_1 e^{i\delta z}. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь параметр $\delta = \beta'_1 - \beta'_2 = \omega(n'_1 - n'_2)/c$ определяет отстройку от фазового синхронизма, $\beta'_j(\omega)$ — действительные части констант распространения, σ — коэффициент туннельной связи распространяющихся в соседних средах волн, α_1 и α_2 — коэффициенты усиления и поглощения в соответствующих средах. Важно отметить, что рассматривается случай связанных волн низкой мощности, что позволяет пренебречь нелинейными

эффектами фазовой самомодуляции, т.е. $\gamma_j |A_j|^2 \ll 1$, где γ_j — коэффициент керровской нелинейности в j -й среде.

Если излучение подается на вход правого усиливающего волновода, то граничные условия имеют вид $A_1(0) = A_0$, $A_2(0) = 0$ и решение системы (5) можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} A_1(z) &= A_0 \exp[(\alpha_{\text{ef}} - i\delta/2)z] \\ &\times \frac{q \operatorname{ch} q(L-z) + i\varphi \operatorname{sh} q(L-z)}{q \operatorname{ch} qL + i\varphi \operatorname{sh} qL}, \\ A_2(z) &= A_0 \exp[(\alpha_{\text{ef}} + i\delta/2)z] \frac{i\sigma \operatorname{sh} q(L-z)}{q \operatorname{ch} qL + i\varphi \operatorname{sh} qL}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь введены эффективный инкремент усиления $2\alpha_{\text{ef}} = |\alpha_1| + \alpha_2$ и параметры $q = \sqrt{\sigma^2 - \varphi^2} = q' - iq''$ и $\varphi = (-\delta + i\Delta\alpha)/2$, где $\Delta\alpha = |\alpha_1| - \alpha_2$, а

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} q' \\ q'' \end{pmatrix} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\sqrt{(\sigma^2 - \delta^2/4 + \Delta\alpha^2/4)^2 + \delta^2 \Delta\alpha^2} \right. \\ &\left. \pm (\sigma^2 - \delta^2/4 + \Delta\alpha^2/4) \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (7)$$

Запишем теперь коэффициенты отражения и пропускания для монохроматической волны

$$\begin{aligned} R &= \left| \frac{A_2(0)}{A_1(0)} \right|^2 = \left| \frac{2\sigma \operatorname{sh} qL}{2q \operatorname{ch} qL - (\Delta\alpha + i\delta) \operatorname{sh} qL} \right|^2, \\ T &= \left| \frac{A_1(L)}{A_1(0)} \right|^2 = \left| \frac{2q}{2q \operatorname{ch} qL - (\Delta\alpha + i\delta) \operatorname{sh} qL} \right|^2 \exp(2\alpha_{\text{ef}}L). \end{aligned} \quad (8)$$

На рис. 3 приведены зависимости коэффициентов пропускания и отражения от отстройки δ в среде с полностью скомпенсированными потерями и при уси-

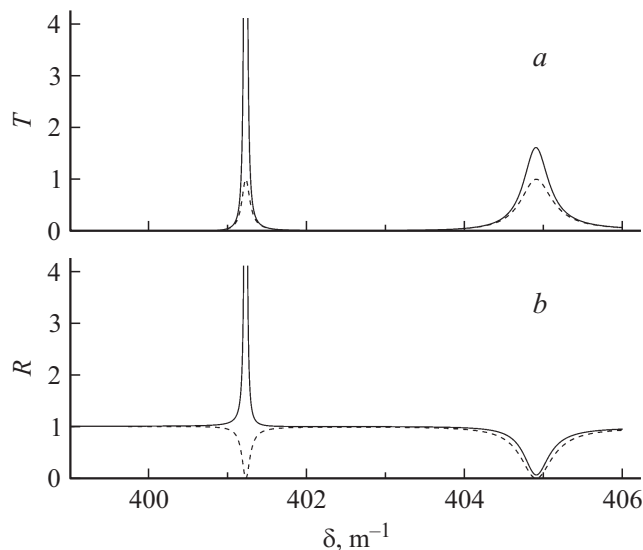


Рис. 3. Зависимости коэффициентов пропускания (a) и отражения (b) от фазовой отстройки: $\sigma = 200 \text{ m}^{-1}$, $L = 0.2 \text{ m}$, $\Delta\alpha = 0, 0.05 \text{ m}^{-1}$ (штриховая и сплошная линии).

лении, т.е. $\Delta\alpha = 0, 0.05$. Выбран случай сильной связи, когда $\sigma L \gg 1$. Обращаем внимание на наличие широкой запрещенной зоны, т.е. при полностью скомпенсированных потерях почти во всей области $\delta < 2\sigma$ структура работает как идеальное зеркало, передающее мощность прямой волны в обратную. При повышении коэффициента усиления в точках с определенными резонансными отстройками происходит резкий рост коэффициентов отражения и пропускания. Это критические точки, в которых знаменатель коэффициентов отражения и пропускания (8) стремится к нулю.

Условия генерации

Обсудим теперь вопрос об устойчивости исследуемого режима распространения, который возможен лишь при отсутствии в системе спонтанного самовозбуждения [19]. Поскольку в рассматриваемой структуре предполагается наличие эффективного усиления, то наличие обратной связи может привести к спонтанной генерации излучения. Частоты, на которых коэффициенты отражения и прохождения (8) стремятся к бесконечности, являются частотами генерации мод данной структуры. В резонансных точках $(\delta_m, \Delta\alpha_m)$ система генерирует излучение даже при отсутствии внешней сигнальной волны, т.е. при $A_1(0) = 0$. Соответствующие точкам генерации значения отстройки и усиления могут быть найдены из условия обращения в ноль знаменателя в соотношениях (6). Таким образом, общее условие генерации имеет вид

$$2q - (\Delta\alpha + i\delta) \operatorname{th} qL = 0. \quad (9)$$

Решения этого уравнения в общем случае могут быть получены только численными методами. Однако в некоторых предельных случаях можно получить его приближенные решения.

В предположении $|qL| \gg 1$ можно считать $\operatorname{th} qL \simeq 1 - 2 \exp(-2qL)$. С учетом определения $q^2 = \sigma^2 - \varphi^2$ уравнение (7) можно записать в виде

$$1 - 2 \exp(-2qL) \simeq \sqrt{1 + \frac{4\sigma^2}{(\Delta\alpha + i\delta)^2}}. \quad (10)$$

Возведем в квадрат это уравнение и уравнение (9), после чего решим их совместно. В результате приходим к уравнению

$$\exp(-qL) = \pm \sigma / (\delta - i\Delta\alpha). \quad (11)$$

С учетом комплексности параметров q и φ получаем следующие два соотношения, отвечающие равенству модулей и фаз левой и правой частей (11):

$$q'L = -\ln \left(\sigma / \sqrt{\delta^2 + \Delta\alpha^2} \right),$$

$$q''L = \pi m + \operatorname{arctg}(\Delta\alpha/\delta), \quad m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots \quad (12)$$

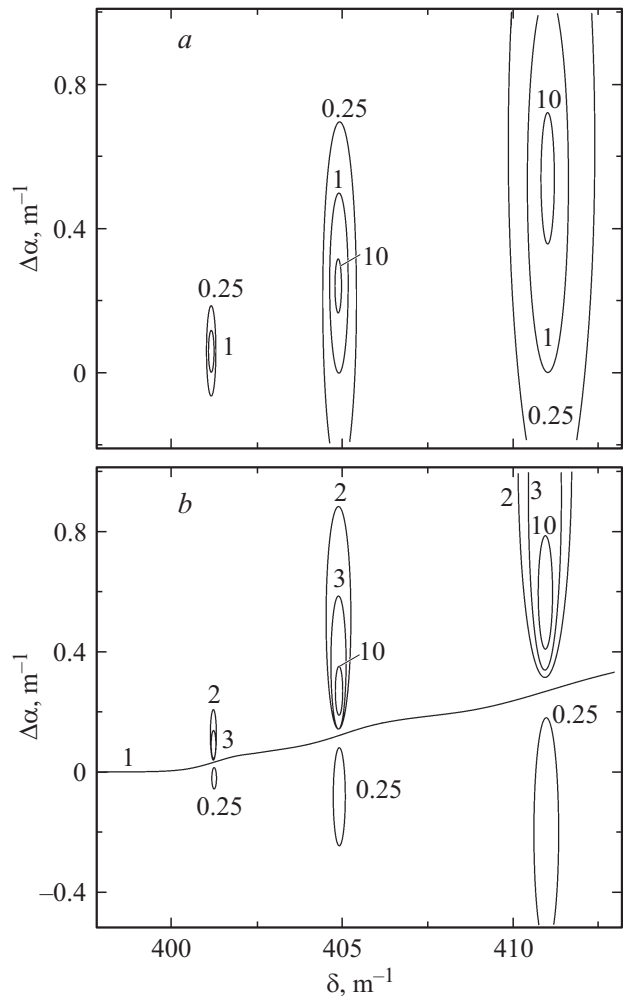


Рис. 4. Линии уровня коэффициентов пропускания (а) и отражения (b).

Из сравнения с выражением (7) следует, что в случае малых отстроек, усиления и достаточно сильной межволновой связи, при которых $\sigma^2 > (\delta^2 + \Delta\alpha^2)/4$, первое из условий (12) не выполняется. В этом случае самовозбуждение системы, которое имеет место в лазерах с распределенной обратной связью, не происходит, а усиление в правом волноводе лишь компенсирует неизбежные потери в волноводе на основе левой среды. Этот случай отвечает практически полному отражению вводимого излучения от структуры.

В случае больших по сравнению с коэффициентом связи отстроек $\delta^2/4 > \sigma^2$ и малого по сравнению с ними усиления $\Delta\alpha \ll \delta$ параметр q можно приближенно записать следующим образом:

$$q \approx \frac{\Delta\alpha\delta}{4\sqrt{\delta^2/4 - \sigma^2}} + i\sqrt{\delta^2/4 - \sigma^2}, \quad (13)$$

С учетом этого соотношения уравнение для фаз из (12) принимает вид

$$\sqrt{\delta^2/4 - \sigma^2}L = \pi m + \operatorname{arctg}(\Delta\alpha/\delta), \quad m = 1, 2 \dots \quad (14)$$

Малость усиления по сравнению с отстройкой позволяет записать приближенное выражение для отстроек, на

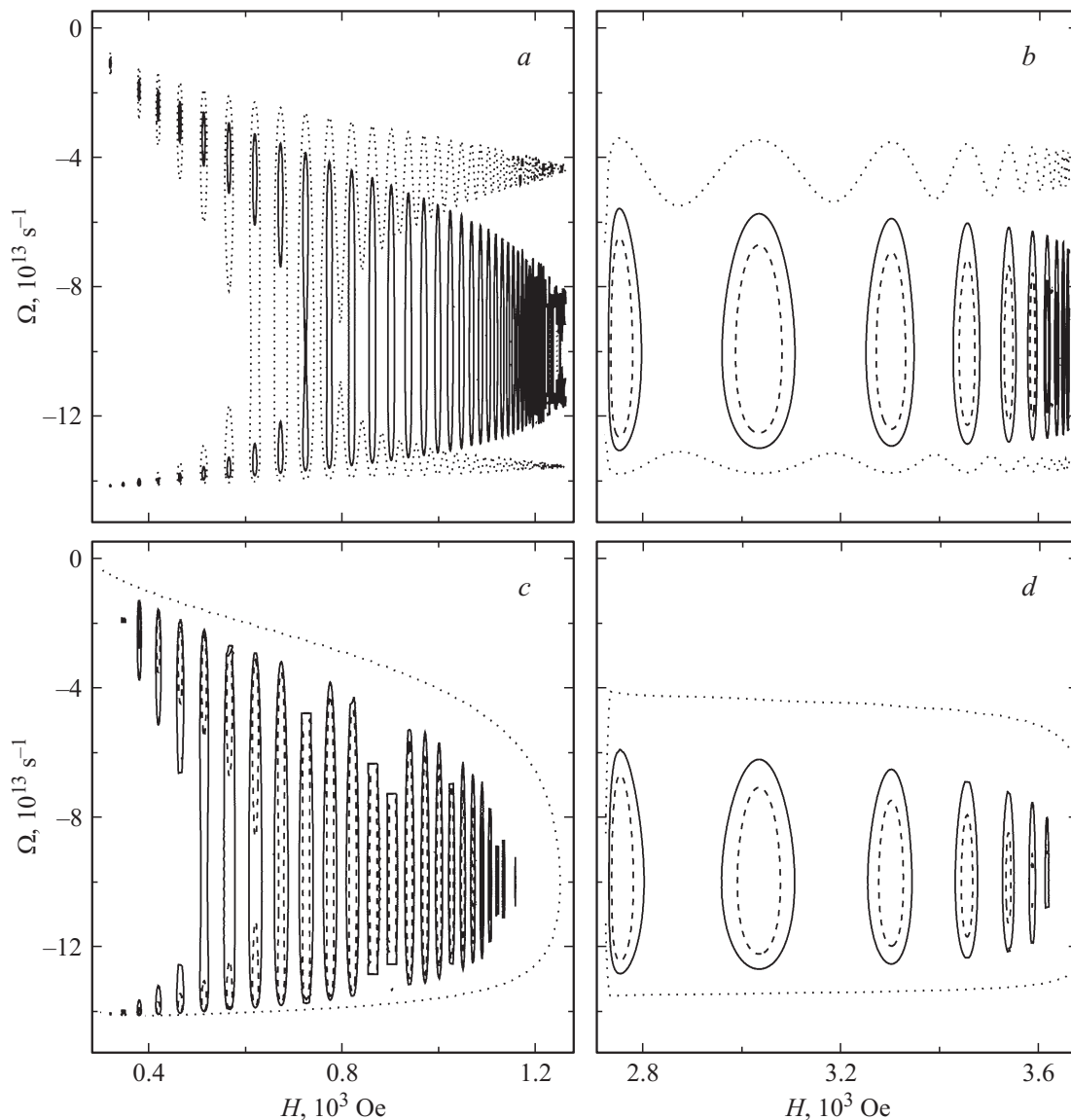


Рис. 5. Линии уровня коэффициентов пропускания T (*a, b*) и отражения R (*c, d*) ТСВС в зависимости от величины внешнего поля и отстройки от частоты накачки: $P_0 = 0.05$ W, $T = 10, 50, 100$; $R = 1, 2, 4$ (пунктирная, сплошная и штриховая линии соответственно).

которых выполняется условие генерации

$$\delta_m \simeq 2\sqrt{(\pi m/L)^2 + \sigma^2}, \quad m = 1, 2, \dots \quad (15)$$

С учетом соотношения $\delta = \omega(n'_1 - n'_2)/c$ получаем выражение, определяющее частоты генерируемых мод:

$$\omega_m = \frac{2\pi m c}{(n'_1 - n'_2)L} \sqrt{1 + (\sigma L/\pi m)^2}. \quad (16)$$

На рис. 4 на плоскости $(\delta, \Delta\alpha)$ приведены линии уровня коэффициентов отражения и пропускания, полученные на основе соотношений (8), значения параметров структуры $\sigma = 200$ m⁻¹, $L = 0.2$ m. В особых точках коэффициентов отражения и пропускания выполняются условия генерации для первых продольных мод рассматриваемого генератора. Как можно видеть, с ростом номера моды растет пороговое усиление $\Delta\alpha$, необходимое

для генерации. Значения отстроек δ_m для критических точек соответствуют отстройкам, вычисляемым по приближенной формуле (15).

На рис. 5 приведены линии уровня коэффициентов отражения и пропускания в зависимости от величины внешнего поля и отстройки от частоты накачки, полученные для структуры с параметрами $\sigma = 200$ m⁻¹, $L = 0.2$ m. Инкремент усиления сигнальной волны, реализуемый в полупроводниковом материале с параметрами $n'_1 = 3, R = 100$ (W · m)⁻¹, $D = 10^{-27}$ s²/m за счет модуляционной неустойчивости монохроматической волны частотой $\omega_0 = 10^{14}$ s⁻¹ и мощностью $P_0 = 0.05$ W, в рассматриваемом диапазоне близок к $\alpha_1 \simeq 10$ m⁻¹. Тем не менее при малых полях можно видеть наличие критических точек при двух значениях отстройки от частоты накачки, что соответствует зависимости коэффициента усиления (2) от частотной отстройки Ω . Величиной уси-

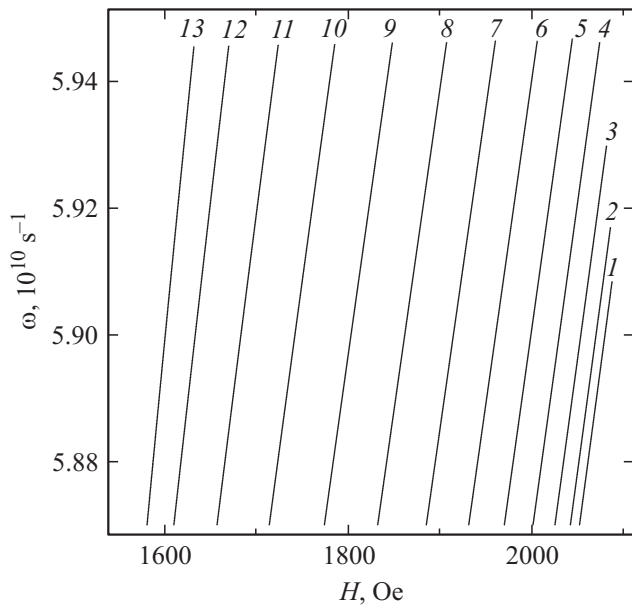


Рис. 6. Полевая зависимость частот генерируемых мод.

ления в структуре можно управлять, изменяя мощность и частоту монохроматической волны накачки.

На рис. 6 для структуры с коэффициентом связи $\sigma = 200 \text{ м}^{-1}$ и длиной $L = 0.2 \text{ м}$ приведены зависимости частот 1, 2 и т.д. мод генерации в зависимости от внешнего магнитного поля. Вариация магнитного поля изменяет магнитную проницаемость μ_2 и соответственно коэффициент преломления n'_2 метаматериала, что приводит к изменению отстройки $\delta(H) = (\omega/c)(n'_1 - |n'_2(H)|)$ прямой и обратной волн. При достижении отстройки резонансного значения и достаточном усилении в системе начинается процесс генерации. Таким образом, меняя внешнее магнитное поле, можно эффективно осуществлять перестройку частоты генерации.

Заключение

В настоящей работе исследуется возможность генерации излучения в ТСВС, состоящей из усиливающей правой и поглощающей левой сред. В области малых отстроек от синхронизма в структуре возникает эффективное отражение прямой волны, введенной в правую среду. В указанной области частот рассматриваемая структура может отражать или выводить в параллельный канал определенную долю вводимой в структуру энергии. При выполнении условия (9), связывающего значения отстройки от фазового синхронизма и усиления, в структуре реализуется процесс генерации. Меняя величину туннельной связи и длину волновода, можно изменять условия эффективного отражения или генерации излучения. Накачку данного генератора предполагается осуществлять, используя модуляционную неустойчивость мощной волны ИК-диапазона в полупроводниковом материале с высокой керровской нелинейностью.

Конструктивную реализацию предлагаемого в работе генератора можно осуществить, совместив иску-

ственную структуру магниточувствительной левой среды [9–11] и полупроводниковый слой (например, GaAs). Высокий коэффициент туннельной связи может быть получен с помощью современных технологических методик (эпитаксиальным осаждением или напылением полупроводникового слоя на подложку из метаматериала, либо встраиванием структуры левой среды в специально подготовленный слой полупроводника). Полупроводниковый канал волновода соединяется с источником накачки — лазером ИК-диапазона (например, полупроводниковым лазером с длиной волны около $3 \mu\text{м}$). Вывод генерируемого излучения возможен при помощи планарных волноводов. При этом необходимо предусмотреть вывод излучения: из полупроводникового слоя — проходящего, а из метаматериала — отраженного излучений. Наиболее эффективно управление свойствами и частотой генерации ТСВС при помощи внешнего магнитного поля, изменение которого приводит к изменению действительной части коэффициента преломления метаматериала.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ.

Список литературы

- [1] Veselago V.G. // УФН. 1967. Т. 92. Вып. 3. С. 517–526.
- [2] Smith D.R., Padilla W.J., Vier D.C. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 84. P. 4184–4187.
- [3] Shelby R.A., Smith D.R., Schultz S. // Science. 2001. Vol. 292. N 5514. P. 77–79.
- [4] Boardman A., Grimalsky V., Kivshar Y. et al. // Laser Photon. Rev. 2011. Vol. 5. N 2. P. 287–307.
- [5] Linden S., Enkrich C., Wegener M. et al. // Science. 2004. Vol. 306. N 5700. P. 1351–1353.
- [6] Shalaev V.M., Cai W., Chettiar U.K. et al. // Opt. Lett. 2005. Vol. 30. N 24. P. 3356–3358.
- [7] Вендик И.Б., Вендик О.Г. // ЖТФ. 2013. Т. 83. Вып. 1. С. 3–28.
- [8] Zhang S., Fan W., Panoiu N.C. et al. // Phys. Rev. Lett. 2005. Vol. 95. P. 137404.
- [9] Kang L., Zhao Q., Zhao H. et al. // Opt. Express. 2008. Vol. 16. N 22. P. 17269–17275.
- [10] Zhao H., Zhou J., Kang L. et al. // Opt. Express. 2009. Vol. 17. N 16. P. 13373–13380.
- [11] Zhao H., Zhou J., Zhao Q. et al. // Appl. Phys. Lett. 2007. Vol. 91. P. 131107.
- [12] Shadrivov I.V., Sukhorukov A.A., Kivshar Y.S. et al. // Phys. Rev. E. 2004. Vol. 69. P. 016617.
- [13] Alu A., Engheta N. Negative-refraction Metamaterials: Fundamental Principle and Applications / Ed. by G.V. Eleftheriades, K.G. Baltman. NY: 2005. 440 p.
- [14] Маймистов А.И., Казанцева В.Е. // Опт. и спектр. 2012. Т. 112. № 2. С. 291–298.
- [15] Барыкина Е.И., Золотовский И.О., Семенов Д.И. // Радиотех. и электрон. 2012. Т. 57. Вып. 2. С. 181–186.
- [16] Patent US 2009/0219623 A1. V.M. Shalaev, V.P. Drachev, T.A. Klar et al.
- [17] Аравал Г. Нелинейная волоконная оптика / М.: Мир. 1996. 323 с.
- [18] Барыкина Е.И., Золотовский И.О., Семенов Д.И. // Опт. и спектр. 2012. Т. 112. № 1. С. 117–124.
- [19] Яриу А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1987. 616 с.