

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ПЛАЗМЕ

УДК 537.876

УПРАВЛЕНИЕ ФОТОННЫМ СПЕКТРОМ БРЭГГОВСКОГО МИКРОРЕЗОНАТОРА С МАГНИТОАКТИВНЫМ СЛОЕМ

© 2021 г. С. А. Афанасьев^а, И. В. Федорова^а, Д. И. Семенцов^{а, *}

^аУльяновский государственный университет,
ул. Л. Толстого, 42, Ульяновск, 432017 Российская Федерация

*E-mail: sementsovdi@mail.ru

Поступила в редакцию 30.03.2020 г.

После доработки 30.03.2020 г.

Принята к публикации 20.10.2020 г.

Получены спектры пропускания микрорезонаторной структуры с брэгговскими зеркалами. В рабочей полости резонатора помещена четвертьволновая пластинка примесного полупроводника, состоянием которого можно управлять внешним магнитным полем. Показано, что с изменением внешнего поля, размера полости и положения в нем активного слоя происходит перестройка фотонного спектра собственных *ТМ*- и *ТЕ*-волн. Установлено расщепление дефектной моды в центре запрещенной зоны на две при помещении активного слоя в полость резонатора и исследовано различное их поведение в процессе изменения магнитного поля. Выявлена зависимость протяженности и количества зон не пропускания от параметров структуры, частоты и поля, составлены карты запрещенных зон.

DOI: 10.31857/S0033849421030013

ВВЕДЕНИЕ

Одномерные фотонно-кристаллические микрорезонаторы (МКР) в последние годы привлекают пристальное внимание исследователей, что связано с широкими возможностями их практического использования при создании многочисленных устройств управления электромагнитным излучением различных диапазонов [1–7]. Для формирования симметричного фотонно-кристаллического МКР требуется создание в центре бездефектной периодической структуры диэлектрической полости и смена порядка следования слоев в одном из диэлектрических брэгговских зеркал [8–10]. Выполняя функцию усиления различных видов взаимодействия света со средой распространения, данные устройства применяются при создании широкого класса устройств управления излучением (переключателей, модуляторов, фильтров). Важной для практического применения МКР является возможность перестройки резонансной частоты, что достигается внедрением в полость между зеркалами слоев, материальные параметры которых зависят от легко изменяемых внешних факторов (электрическое и магнитное поля, температура, интенсивность) [11–15]. Для МКР, как любой резонансной системы, значимой характеристикой также является добротность, которая показывает, во сколько раз запасы энергии в по-

лости резонатора больше, чем потери энергии за один период колебаний [2, 16].

В данной работе исследуются особенности спектра пропускания МКР структуры, в рабочую полость которой вводится слой активного материала с управляемыми внешним магнитным полем материальными параметрами. В качестве такого материала выбран примесный полупроводник *p*-InSb, слой которого имеет четвертьволновую толщину. Представлены частотные зависимости коэффициента прохождения собственных волн при различных значениях внешнего магнитного поля. Установлено, что смещение активного слоя в полости из максимума в минимум волнового магнитного поля приводит к качественному изменению характера спектра прохождения, ширины и количества зон не пропускания.

1. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Рассмотрим симметричную МКР-структуру, образованную двумя брэгговскими зеркалами (БЗ), состоящими из диэлектрических слоев с диэлектрической проницаемостью (ДП) ϵ_1 , ϵ_2 и толщинами L_1 , L_2 . Полагаем, что зеркала разделены между собой диэлектрической полостью с ДП ϵ_3 и толщиной L_3 . Внутри полости может помещаться

полупроводниковый слой толщиной $L_4 < L_3$, в результате чего вся структура становится магнитоактивной и управляемой внешним магнитным полем. Будем считать, что направление волнового вектора падающей из вакуума на МКР-структуру волны совпадает с направлением ее оси симметрии Oz , а внешнее магнитное поле H_0 ориентировано в плоскости слоев вдоль оси Ox . Отметим, что в качестве магнитоактивной вставки может быть использован и слой феррита, однако рабочий диапазон частот при этом будет на порядок ниже.

Действие магнитного поля приводит к анизотропии оптических свойств полупроводника, поэтому в указанной геометрии компоненты тензора ДП $\epsilon_{yy} = \epsilon_{zz} = \epsilon$, $\epsilon_{xx} = \epsilon_{||}$, $\epsilon_{yz} = -\epsilon_{zy} = i\epsilon_a$ имеют следующий вид [17]:

$$\epsilon = \epsilon_l \left(1 - \frac{\omega_p^2 \omega_v}{\omega(\omega_v^2 - \omega_c^2)} \right), \quad \epsilon_{||} = \epsilon_l \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega \omega_v} \right), \quad (1)$$

$$\epsilon_a = \frac{\epsilon_l \omega_p^2 \omega_c}{\omega(\omega_v^2 - \omega_c^2)}.$$

Здесь $\omega_v = \omega - i\nu$, где ω – частота, ν – частота столкновений, $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_0 / m^* \epsilon_l}$ и $\omega_c = eH_0 / m^* c$ – плазменная и циклотронная частота, ϵ_l – решеточная часть ДП, e – заряд электрона, n_0 и m^* – концентрация и эффективная масса носителей заряда, c – скорость света в вакууме. Магнитная проницаемость полупроводника μ_s не зависит от частоты и может быть принята равной единице.

На рис. 1 приведены частотные зависимости действительной и мнимой части эффективной ДП $\epsilon_{\perp} = \epsilon - \epsilon_a^2 / \epsilon$ полупроводника p -InSb с параметрами $\omega_p = 5.15 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $\omega_c = 4.18 \times 10^7 H_0 \text{ с}^{-1}$, $\nu = 10^9 \text{ с}^{-1}$, полученные для значений магнитного поля $H_0 = 1.5, 2, 2.5 \text{ кЭ}$. Видно, что увеличение магнитного поля смещает резонансную кривую в область более высоких частот. Следовательно, положением резонансной частоты (или резонансного поля) можно управлять с помощью внешнего магнитного поля (или выбором рабочей частоты). Далее рабочей частотой будем считать $\omega_0 = 10^{11} \text{ с}^{-1}$.

При указанной геометрии в каждом из слоев структуры возможно распространение двух собственных волн с ортогональной поляризацией – TM и TE . Характеристики TM -волн чувствительны к внешнему магнитному полю в слое полупроводника, а TE -волны не чувствительны. Для МКР-структуры с управляемым слоем, помещенном в резонаторную полость, передаточная матрица,

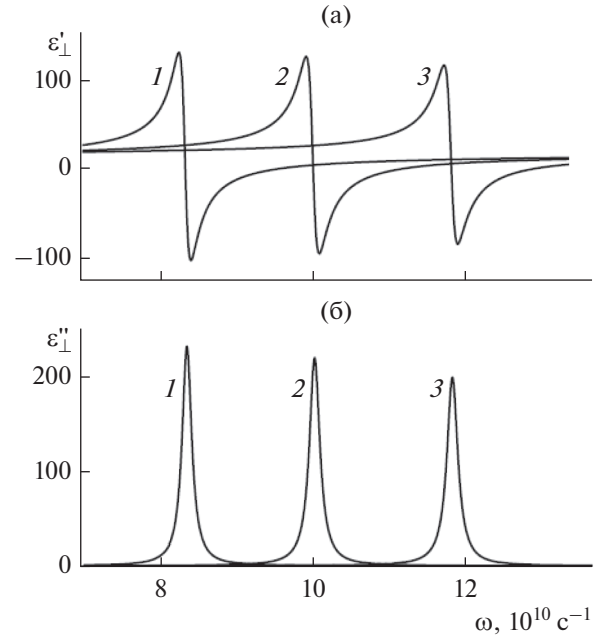


Рис. 1. Зависимость от частоты действительной (а) и мнимой части (б) эффективной ДП полупроводника при $H_0 = 1.5$ (1), 2.0 (2) и 2.5 кЭ (3).

которая связывает поле волны на входе и выходе из структуры, имеет вид

$$\mathbf{G} = (\mathbf{N}_1 \mathbf{N}_2)^n \mathbf{N}_3 \mathbf{N}_4 \mathbf{N}_3 (\mathbf{N}_2 \mathbf{N}_1)^n, \quad (2)$$

где n – число периодов в БЗ. Передаточные матрицы отдельных слоев имеют вид [18]

$$\mathbf{N}_j = \begin{pmatrix} \cos k_j L_j & i(k_0 \xi_j / k_j) \sin k_j L_j \\ i(k_j / k_0 \xi_j) \sin k_j L_j & \cos k_j L_j \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где $j = 1 \dots 4$, а $\xi_j = \mu_j = 1$ для TE -волны и $\xi_j = \epsilon_j$ для TM -волны, $k_{1-3} = k_0 \sqrt{\epsilon_{1-3}}$ – константы распространения в диэлектрических слоях, $k_4^{TE} = k_0 \sqrt{\epsilon_{||}}$, $k_4^{TM} = k_0 \sqrt{\epsilon_{\perp}}$ – константы распространения для слоя полупроводника, $k_0 = \omega / c$.

Амплитудные коэффициенты отражения и прохождения для всей МКР структуры определяются через матричные элементы передаточной матрицы:

$$r = \frac{G_{11} + G_{12} - G_{21} - G_{22}}{G_{11} + G_{12} + G_{21} + G_{22}}, \quad (4)$$

$$t = \frac{2}{G_{11} + G_{12} + G_{21} + G_{22}}.$$

Энергетические коэффициенты отражения и прохождения в этом случае имеют вид $R = |r|^2$, $T = |t|^2$. При учете поглощения в слоях доля поглощенной структурой энергии определяется величиной $A = 1 - R - T$.

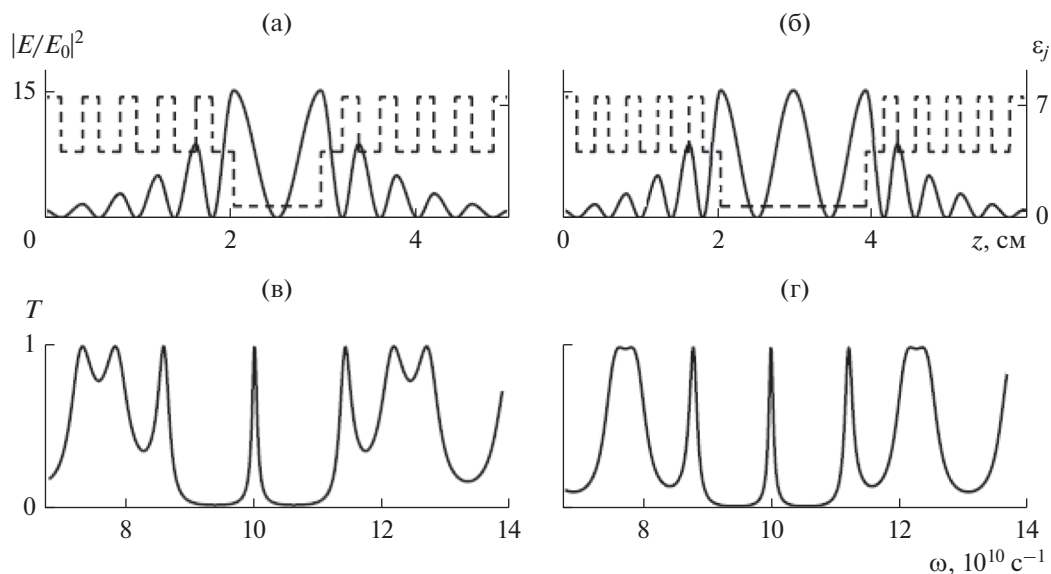


Рис. 2. Распределение квадрата модуля напряженности электрического поля (а,б) в МКР-структуре с незаполненной полостью и спектры пропускания (в, г) для толщин $L_3^{(1)}$ (а, в) и $L_3^{(2)}$ (б, г) при $\omega_0 = 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $\lambda_0 = 1.884 \text{ см}$, $\epsilon_3 = 1$.

Для выявления спектральных особенностей МКР, возникающих при введении в полость слоя полупроводника, рассмотрим вначале распределение волнового поля по структуре с передаточной матрицей (2) с полностью свободной рабочей полостью. Будем считать, что период брэгговских зеркал состоит из двух слоев изотропных диэлектриков Si_3N_4 и ZrO_2 с ДП $\epsilon_1 = 7.16$, $\epsilon_2 = 4.16$ [11] и одинаковыми оптическими толщинами $L_1\sqrt{\epsilon_1} = L_2\sqrt{\epsilon_2} = \lambda_0/4$, где $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0 = 1.884 \text{ см}$. При этом реальные толщины слоев $L_1 = 1760.2 \text{ мкм}$ и $L_2 = 2309.3 \text{ мкм}$, а оптическая толщина $L_0 \approx 4710 \text{ мкм}$. В каждом из зеркал число периодов $n = 5$, период $L_1 + L_2 = 4069.5 \text{ мкм}$, толщина каждого зеркала $L = 2.034 \text{ см}$. Далее рассмотрены два случая толщины полости: $L_3^{(1)} = \lambda_0/2\sqrt{\epsilon_3}$ и $L_3^{(2)} = \lambda_0/\sqrt{\epsilon_3}$. Полость между зеркалами считается вакуумом, т.е. $\epsilon_3 = 1$.

На рис. 2а–2г для указанного типа симметричной резонаторной структуры приведено распределение по структуре квадрата модуля напряженности электрического поля волны (см. рис. 2а, 2б) и частотная зависимость коэффициента прохождения в области запрещенной фотонной зоны (см. рис. 2в, 2г) при толщинах полости $L_3^{(1)}$ (а, в) и $L_3^{(2)}$ (б, г). Штриховой линией приведено распределение по структуре ДП. На рис. 2а в центре структуры амплитуда электрического поля достигает минимума, а два максимума имеют место на боковых границах полости. При этом амплитуда

магнитного поля в центре полости достигает максимума, а на ее границах с брэгговскими зеркалами — минимума. На рис. 2б в центре структуры и на границах полости амплитуда электрического поля максимальна (магнитного поля — минимальна), между максимумами имеется два симметричных минимума электрического поля (максимума магнитного поля). Рабочая частота, для которой построено распределение амплитуды электрического поля, отвечает частоте центральной моды ω_0 .

В спектре прохождения выбранной симметричной структуры, представляющей фотонный кристалл с двумя дефектами — инверсии и внедрения [1, 19], в области рабочей частоты ω_0 имеется запрещенная фотонная зона, которая для структуры на рис. 2в более широкая, чем для структуры на рис. 2г. В центре запрещенной области в обоих случаях наблюдается узкий пик прохождения (дефектная мода). В отсутствие внешнего магнитного поля характер спектра одинаков для волн TM - и TE -поляризации.

Для оценки добротности исследуемого МКР воспользуемся определением, эквивалентным данному выше, которое связывает величину резонансной частоты с шириной резонансной кривой (на ее полувысоте), т.е. $Q \approx \omega_0/\Delta\omega$ [2]. Используя приведенные спектры для определения ширины кривой центральной моды при двух значениях толщины рабочей полости ($\Delta\omega = 0.96 \times 10^9 \text{ с}^{-1}$ при $L_3^{(1)}$ и $\Delta\omega = 0.86 \times 10^9 \text{ с}^{-1}$ при $L_3^{(2)}$), получаем соответственно значения добротности $Q^{(1)} = 104.16$ и

$Q^{(2)} = 116.27$. Таким образом, добротность резонатора зависит от толщины полости, что следует из зависимости $Q(L_3)$, приведенной на рис. 3 для всего интервала от $L_3^{(1)}$ до $L_3^{(2)}$. Отметим также, что с увеличением числа периодов в брэгговских зеркалах и оптического контраста в соседних слоях зеркал (т.е. в периоде) добротность МКР возрастает.

2. СПЕКТРЫ МКР С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМ СЛОЕМ

Рассмотрим трансформацию спектра пропускания TM -волн при помещении в полость МКР пластинки полупроводника четвертьволновой толщины ($L_4 = \lambda_0 / 4\sqrt{\epsilon'_\perp}$) для двух значений толщины полости $L_3^{(1)}$ и $L_3^{(2)}$, а также разных значений внешнего магнитного поля.

На рис. 4 и 5 представлены частотные зависимости коэффициента пропускания TM -волны, полученные для МКР со слоем полупроводника толщиной $L_4 = 1337$ мкм ($\epsilon'_\perp = 12.41$ отвечает рабочей частоте ω_0) для четырех значений поля $H_0 = 0$ (а, б), 1.5 (в, г), 2.0 (д, е) и 2.5 кЭ (ж, з) при толщине полости $L_3^{(1)}$ (см. рис. 4) и $L_3^{(2)}$ (см. рис. 5). Здесь и далее для представленных в левой колонке зависимостей — центр активного слоя расположен в минимуме волнового электрического поля (и, соответственно, в максимуме магнитного поля), в правой колонке — в максимуме электрического поля (в минимуме магнитного поля). Из приведенных зависимостей видно, что одиночный пик дефектной моды, наблюдаемый в пустом МКР (пунктирная кривая), при помещении слоя полупроводника в максимум магнитного поля (левая колонка) уже в случае $H_0 = 0$ расщепляется на два практически одинаковых по амплитуде и близко расположенных пика пропускания. С ростом магнитного поля наблюдается увеличение расщепления и уменьшение амплитуды пиков, более быстрое у второго пика. При достижении значения поля, при котором резонансная частота ДП p -InSb совпадает с частотой дефектной моды ($H_0 \approx 2$ кЭ), оба пика подавляются (т.е. $T \approx 0$). Дальнейшее увеличение поля приводит вновь к появлению и росту обоих пиков, но теперь с ростом поля имеет место опережающий рост второго максимума и уменьшение расстояния между пиками до установления предельного его значения.

При помещении пластинки в минимум магнитного поля (в центр полости) и $H_0 = 0$ в спектре дефектная мода частично подавлена и сдвинута в низкочастотную область, а расщепление наблюдается у высокочастотного бокового пика на

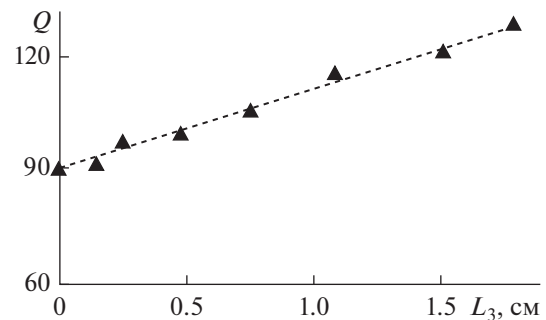


Рис. 3. Зависимость добротности МКР от толщины полости L_3 .

границе запрещенной зоны. При увеличении магнитного поля наблюдается подавление дефектной моды и всего спектра в низкочастотной области, тогда как спектр в высокочастотной области испытывает относительно слабую деформацию.

Из приведенных на обоих рисунках зависимостей видно, что характер трансформации спектра прохождения под действием внешнего магнитного поля зависит как от толщины слоя полупроводника, так и толщины рабочей полости МКР. Таким образом, с помощью магнитоактивной пластинки и внешнего магнитного поля в спектре МКР для TM -волн в области запрещенной фотонной зоны с дефектной модой возможно формирование спектральных участков с заданной пропускательной способностью. Так как TE -волна не является магнитоактивной, то форма ее спектров пропускания для рассматриваемых МКР с полупроводниковым слоем аналогична форме приведенных выше зависимостей для TM -волн (см. рис. 3 и 4) при отсутствии внешнего магнитного поля (при $H_0 = 0$). Здесь также присутствует раздвоение пика дефектной моды на два при толщине полости $L_3^{(1)}$ и подавление дефектной моды при толщине полости $L_3^{(2)}$.

3. КОНТУРЫ ОБЛАСТЕЙ ПРОПУСКАНИЯ И ОТРАЖЕНИЯ

Более подробный анализ получаемых при численном моделировании спектров показывает, что протяженность частотных интервалов, в которых волны могут (не могут) распространяться в структуре, зависит как от параметров самой структуры (материальных параметров слоев, их толщины, числа периодов в зеркалах, типа дефекта и его положения в полости), так и внешних параметров (поляризации волны, внешнего поля) [3, 20]. Для иллюстрации сказанного на рис. 6 и 7 представлены контуры фотонных зон МКР на плоскостях (ω, H_0) и (ω, L_4) для двух позиций слоя полупроводника в полости толщиной $L_3^{(2)}$ (левая и правая

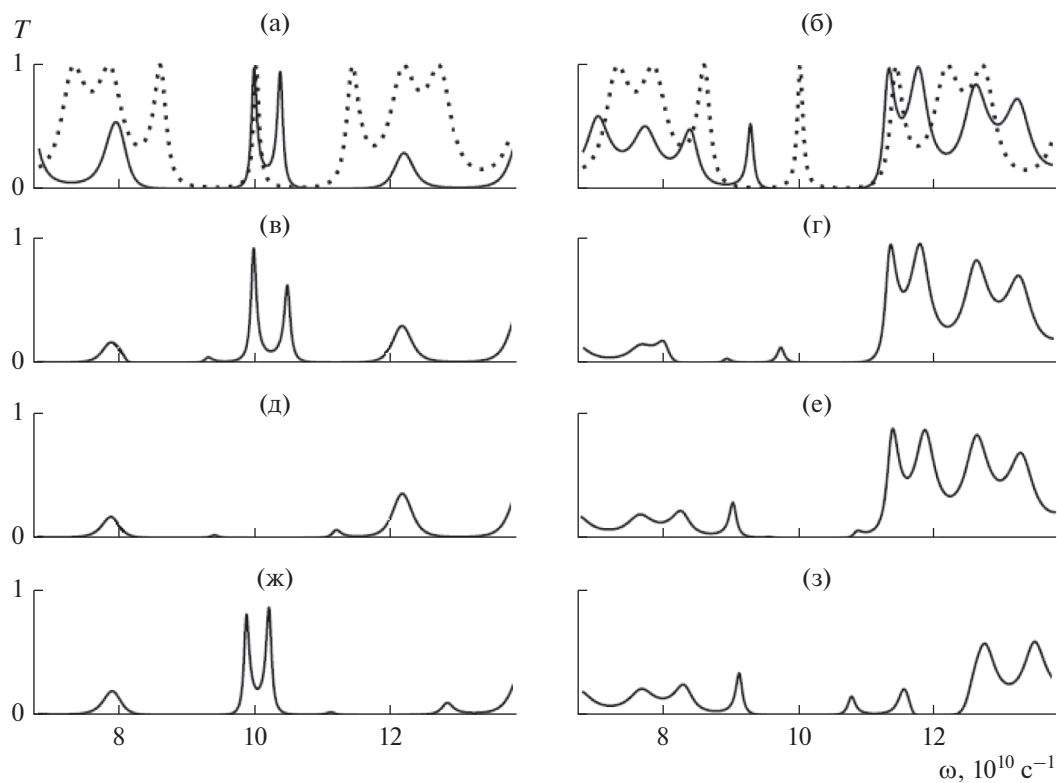


Рис. 4. Спектры пропускания TM -волны МКР со слоем полупроводника в полости толщиной $L_3 = \lambda_0/2\sqrt{\epsilon_3}$ при $H_0 = 0$ (а, б), 1.5 (в, г), 2.0 (д, е) и 2.5 кЭ (ж, з); пунктир — спектр без дефектного слоя.

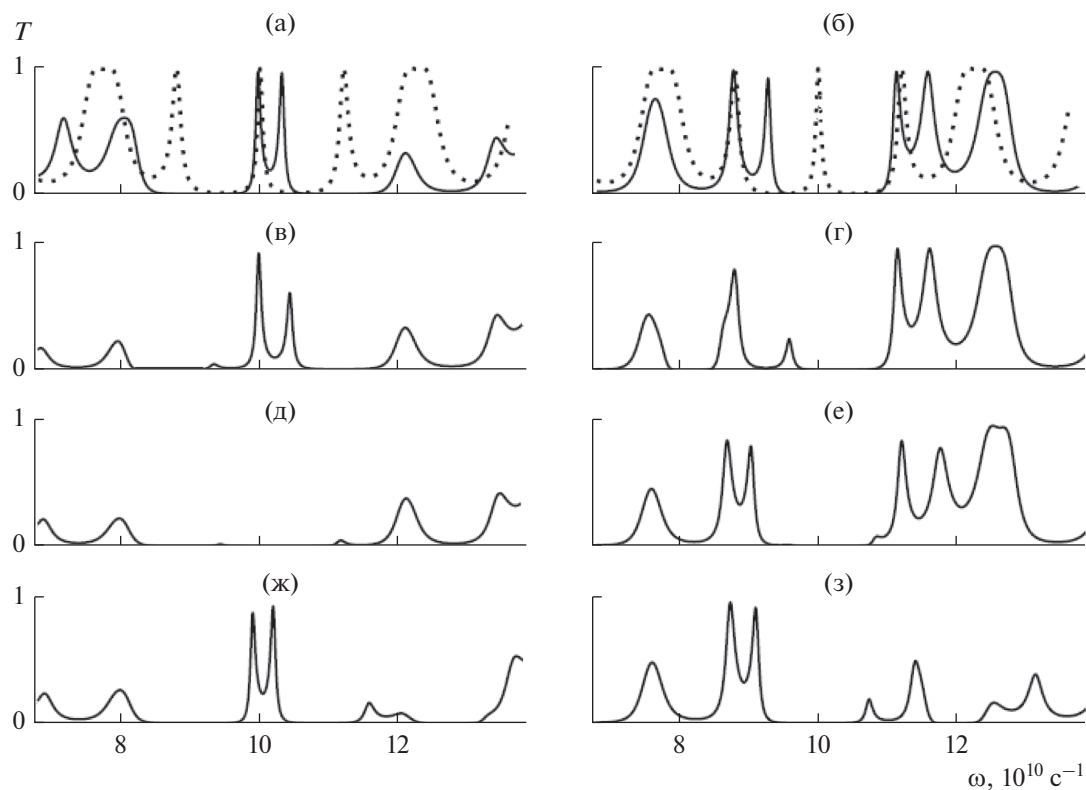


Рис. 5. Спектры пропускания TM -волны МКР со слоем полупроводника в полости толщиной $L_3 = \lambda_0/2\sqrt{\epsilon_3}$ и при $H_0 = 0$ (а, б), 1.5 (в, г), 2.0 (д, е) и 2.5 кЭ (ж, з); пунктир — спектр без дефектного слоя.

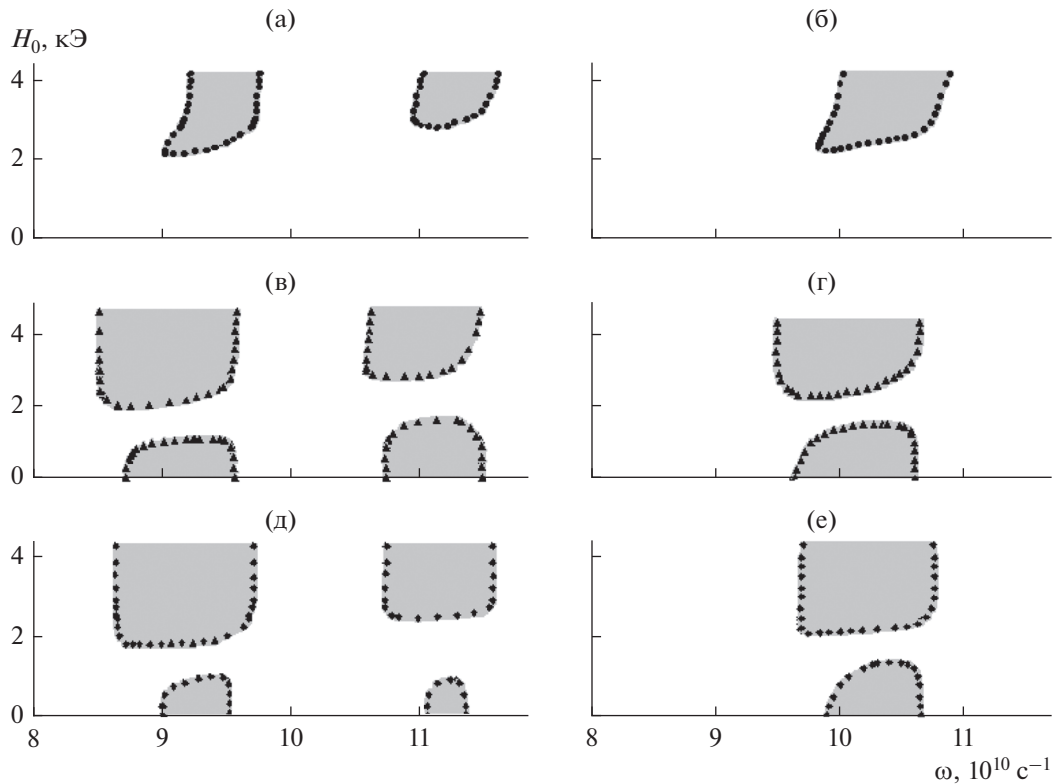


Рис. 6. Фотонные запрещенные зоны МКР на плоскости (ω, H_0) при толщине полости $L_3^{(2)}$ и различных толщинах слоя полупроводника: $L_4 = \lambda_0 / 2\sqrt{\epsilon_{\perp}'}$ (а, б), $L_4 = \lambda_0 / 4\sqrt{\epsilon_{\perp}'}$ (в, г), $L_4 = \lambda_0 / 8\sqrt{\epsilon_{\perp}'}$ (д, е).

колонки рисунков). Контуры фотонных зон на рис. 6 получены при толщинах слоя полупроводника: $L_4 = \lambda_0 / 2\sqrt{\epsilon_{\perp}'}$ (а, б), $\lambda_0 / 4\sqrt{\epsilon_{\perp}'}$ (в, г), $\lambda_0 / 8\sqrt{\epsilon_{\perp}'}$ (д, е), а на рис. 7 – при значениях магнитного поля $H_0 = 0$ (а, б), 1.0 кЭ (в, г), 1.4 кЭ (ж, з), 2.3 кЭ (д, е) и 2.5 кЭ (и, к). Контуры границ соответствующих зон найдены из полученных спектров при изменении значений параметров МКР и внешнего магнитного поля. Критерием непрозрачности структуры для отбираемых предельных значений являлись условия, при которых значения коэффициентов прохождения $T \leq 0.005$ (или отражения $R \geq 0.995$). Видно, что в случае расположения слоя полупроводника в минимуме волнового электрического поля на плоскости (ω, H_0) наблюдается от двух до четырех ограниченных точками областей, а в случае расположения в максимуме таких областей – либо одна, либо две. Расположение, количество и ширина областей при данном значении внешнего поля зависят от толщины слоя полупроводника.

На плоскости (ω, L_4) при расположении слоя полупроводника в минимуме электрического поля в отсутствие внешнего магнитного поля наблюдаются две ограниченных точками области,

которые представляют собой запрещенные для распространения волн зоны. Их ширина с увеличением поля уменьшается; при значениях поля, близких к $H_0 = 1.5$ кЭ, и толщинах слоя полупроводника $L_4 = 0.1 \dots 0.2$ см первая запрещенная зона отсутствует. При дальнейшем увеличении внешнего поля зоны непротекания появляются все чаще, а интервалы значений толщин внедряемого слоя становятся более протяженными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенного анализа выявлены особенности спектра пропускания микрорезонатора с диэлектрическими брэгговскими зеркалами, в рабочую вакуумную полость которого вводится слой полупроводника четвертьволновой толщины. Материалом такого слоя выбран p -InSb. В области фотонной запрещенной зоны диэлектрическая проницаемость полупроводника имеет характерную резонансную зависимость от частоты и управляется внешним магнитным полем. Представлены частотные зависимости коэффициента прохождения собственных TM - и TE -волн при различных положениях активного слоя в полости и различных

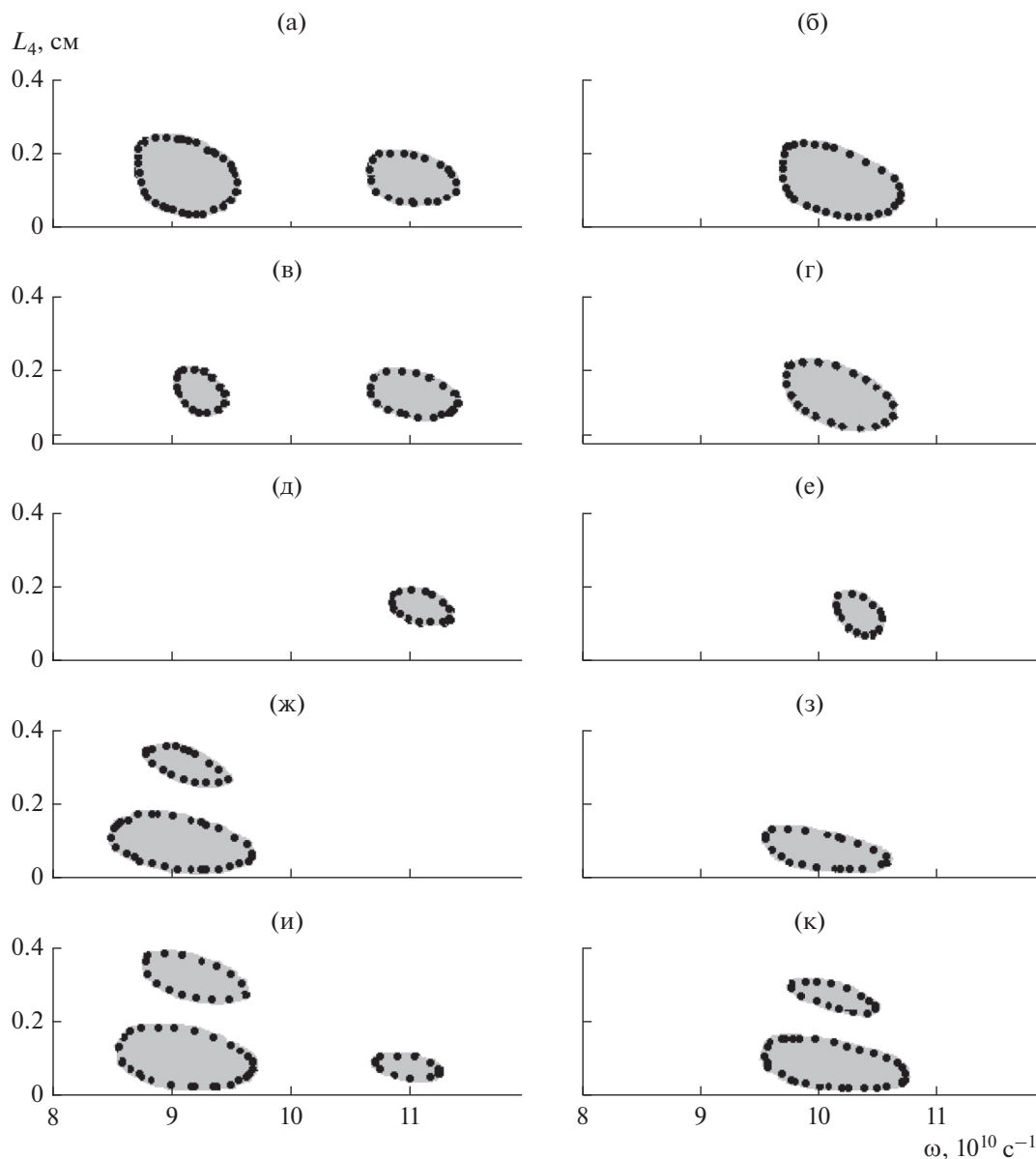


Рис. 7. Фотонные запрещенные зоны МКР на плоскости (ω, L_4) при толщине полости $L_3^{(2)}$ и значениях магнитного поля: $H_0 = 0$ (а, б), 1 (в, г), 1.4 (д, е), 2.3 (ж, з) и 2.5 кЭ (и, к).

значениях магнитного поля. Установлено, что смещение активного слоя в полости из максимума волнового магнитного поля в его минимум приводит к качественному изменению характера спектра прохождения для обоих типов волн. При изменении магнитного поля меняется спектр только TM -волны, тогда как TE -волна в данной структуре является не чувствительной к магнитному полю. Подобная МКР-структура может найти широкое практическое применение, в частности, может служить эффективным фильтром в узкой частотной области дефектной моды, а также поляризатором в

области пропускания волны только одной поляризации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Heebner J., Grover R., Ibrahim T. Optical Microresonators: Theory, Fabrication, and Applications. L.: Springer, 2008.
2. Городецкий М.Л. Оптические микрорезонаторы с гигантской добротностью. М.: Физматлит, 2011.
3. Mohebbi M. // J. Sensors and Sensor Systems. 2015. V. 4. № 1. P. 209.

4. Архипкин В.Г., Гуняков В.А., Мысливец С.А. и др. // ЖЭТФ. 2008. Т. 133. № 2. С. 447.
5. Елисеева С.В., Семенцов Д.И. // ЖЭТФ. 2011. Т. 139. № 2. С. 235.
6. Averkov Yu.O., Yakovenko V.M., Yampol'skii V.A., Franco Nori // Phys. Rev. B. 2014. V. 90. № 4. P. 045415
7. Федорова И.В., Семенцов Д.И. // РЭ. 2019. Т. 64. № 11. С. 1138.
8. Городецкий М.Л. Основы теории оптических микрорезонаторов. М., 2010.
9. Kumar V., Suthar B., Malik J.V. et al. // Photonics and Optoelectronics. 2013. V. 2. № 1. P. 17.
10. Chremmos I., Schwelb O., Uzunoglu N. Photonic Microresonator Research and Applications. N.Y.: Springer, 2010.
11. Ветров С.Я., Авдеева А.Ю., Тимофеев И.В. // ЖЭТФ. 2011. Т. 140. № 5. С. 871.
12. Мусеев С.Г., Остаточников В.А., Семенцов Д.И. // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 100. № 6. С. 413.
13. Sadegzadeh S., Mousavi A. // Int. J. Mathematical, Computational, Physical, Electrical and Computer Engineering. 2017. V. 11. № 7. P. 247.
14. Hanan A., Mueid Al-Zahrani // Middle East J. Appl. Sci. 2018. V. 8. № 2. P. 690.
15. Fedorova I.V., Eliseeva S.V., Sementsov D.I. // Superlattices and Microstructures. 2018. V. 117. P. 488.
16. Голубев В.Г., Дукин А.А., Медведев А.В. и др. // ФТП. 2001. Т. 35. № 10. С. 1266.
17. Басс Ф.Г., Булгаков А.А., Тетервов А.П. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. М.: Наука. 1989.
18. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973.
19. Елисеева С.В., Семенцов Д.И. // Оптика и спектроскопия. 2010. Т. 109. № 5. С. 789.
20. Tolmachev V.A., Melnikov V.A., Baldycheva A.V. et al. // Progress in Electromagnetic Research. 2012. V. 122. P. 293.