

Резонансные характеристики пропускающих оптических фильтров на основе структур металл/диэлектрик/металл

Д.В. Нестеренко^{1,2}

¹ ИСОИ РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН,
443001, Россия, г. Самара, ул. Молодогвардейская, д. 151,

² Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева,
443086, Россия, г. Самара, Московское шоссе, д. 34

Аннотация

В работе исследуются резонансные характеристики мод резонатора Фабри–Перо, под-держиваемых слоистыми структурами металл/диэлектрик/металл, в случае поглощающих сред для падения света, близкого к нормальному. Аппроксимации поля на основе точного решения и модели передачи поля в рамках теории связанных мод позволили соотнести резонансные линии в спектрах структуры к классу резонансов Фано и Лоренца и получить аналитические выражения для константы распространения и усиления поля моды, ширины, высоты и наклона резонансных линий как функции параметров структуры. Оценка характеристик поля для измеренных спектров пропускания структур с потерями на основе алюминия и кварца позволила однозначно соотнести пики в спектрах возбуждения мод Фабри–Перо. Описание фундаментальных характеристик резонансов Фабри–Перо может найти применение в сенсорике, оптоинформатике.

Ключевые слова: резонаторы, оптические резонансы, мода Фабри–Перо, слоистые структуры, аппроксимация.

Цитирование: Нестеренко, Д.В. Резонансные характеристики пропускающих оптических фильтров на основе структур металл/диэлектрик/металл / Д.В. Нестеренко // Компьютерная оптика. – 2020. – Т. 44, № 2. – С. 219–228. – DOI: 10.18287/2412-6179-CO-681.

Citation: Nesterenko DV. Resonance characteristics of transmissive optical filters based on metal/dielectric/metal structures. Computer Optics 2020; 44(2): 219–228. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-681.

Введение

Резонансные эффекты и усиление поля в структурах металл/диэлектрик/металл привлекают существенное внимание вследствие значительного потенциала для применения в оптической сенсорике [1], фильтрации [2], спектроскопии [3], лазерной оптике [4]. Характерные резонансные формы спектральных линий и усиление поля наблюдаются в перфорированных плёнках металла [5, 6], диэлектрических решётках с металлизированными стенками [7], структурах металл/диэлектрик/металл [8].

Слоистые интерференционные структуры металл/диэлектрик/металл могут быть классифицированы как резонаторы Фабри–Перо с поглощающими зеркалами. Эффекты интерференции многократных отражений лучей в таких структурах были впервые описаны в конце 19 века [9] и известны как интерферометры Фабри–Перо. В общем случае модель интерферометра Фабри–Перо представляется однородным диэлектрическим слоем, переотражение лучей в котором происходит на его границах с другими слоями. Отражение и пропускание таких слоистых структур зависят как от оптических свойств материалов структуры и окружающей среды, так и от угла падения и длины волны света, что используется для пространственной и оптической фильтрации [2], детекции [1].

В сенсорике изменения оптических характеристик детектируемой среды определяются на основе анализа резонансных кривых в частотных и пространственных спектрах резонансных структур [10]. Ключевыми характеристиками оценки эффективности таких структур являются резонансное усиление поля, положение и форма резонансных линий в спектральном отклике. Так, достижимая чувствительность величин интенсивности света, отражённого или прошедшего резонансную сенсорную структуру, к изменениям оптических характеристик детектируемых сред пропорциональна высоте и обратно пропорциональна ширине резонансной кривой в спектрах, т.е. пропорциональна тангенсу угла наклона резонансной кривой [11]. Традиционно расчет спектрального отклика слоистых структур проводится на основе точной электромагнитной теории для известных оптических характеристик слоёв при фиксированных значениях длины волны и угла падения [12]. Отслеживание изменений в форме спектральных линий, например, положения резонанса, его ширине и высоте, позволяет получить оценки изменений в комплексном показателе преломления детектируемой среды или толщине осаждаемого на поверхность сенсора слоя из раствора. Получение характеристик форм резонансов требует применения последующей затратной обработки спектральных данных.

Для ускорения вычислений могут применяться различные подходы на основе аппроксимаций резонансов линиями Лоренца [13–18]. Процессы формирования картины интерференции описывались как качественно, так и количественно на основе модели многолучевой интерференции, не учитывающей материальные параметры структуры. Теоретические аппроксимации, разработанные для качественного описания резонаторов без поглощения [13–15], например полностью диэлектрических резонаторов с непоглощающими зеркалами, некорректно описывают резонаторы с высоким поглощением. Аппроксимации, учитывающие поглощение в зеркалах [16, 17], поглощение в резонаторе [18], не рассматривают зависимость коэффициентов отражения и фазового сдвига луча при прохождении резонатора от направления распространения луча. Кроме того, известные аппроксимации не позволяют решить задачи получения спектральных характеристик слоистых структур с известными параметрами, а также получения оптических параметров структур на основе информации об их спектральных характеристиках.

В предыдущих работах автора был представлен подход аппроксимации резонансных спектральных линий профилями Фано для структур, поддерживающих возбуждение мод поверхностных плазмон-поларитонов (ППП) на границе раздела сред металл/диэлектрик [19, 20] и взаимодействие волноводной и ППП-мод [21]. Характерные особенности резонансов в спектрах могут быть оценены аналитическими выражениями, полученными на основе аппроксимации спектров в рамках строгой электромагнитной теории с учётом поглощения в материалах слоёв и использующими характеристики слоистых структур в качестве параметров.

Для получения физического описания влияния структурных параметров на резонансный отклик необходимо выполнить анализ процессов переноса поля. Так, на основе теории связанных мод (СМ) были получены описания процессов переноса поля в планарных металл-диэлектрических структурах для одиночных мод ППП и мод ППП, связанных с волноводной модой [19, 20]. Выражения для поля в структуре, полученные в рамках теории СМ, совпадают с аналитическими выражениями, полученными в рамках точной электромагнитной теории. Анализ процессов передачи поля позволил выявить влияние самоиндукции мод и взаимодействий между модами на положение и форму резонансов.

В данной работе подход по аппроксимации резонансов в слоистых структурах в рамках точной электромагнитной теории расширяется на моды Фабри–Перо слоистых структур металл/диэлектрик/металл. Анализ резонансных характеристик мод Фабри–Перо и их спектрального отклика проводится с учётом процессов передачи поля в отражающих плёнках с потерями для случая падения света, близкого к нор-

мальному. Структуры на основе алюминия (Al) и кварца (SiO₂) рассматриваются в расчетах и исследуются экспериментально.

1. Электромагнитная теория для трёх слоёв

Рассмотрим трёхслойную структуру металл/диэлектрик/металл, представляющую диэлектрический слой с металлическими обкладками. Как показано на рис. 1, структура включает полубесконечный слой металла L_{l-1} с показателем преломления n_{l-1} , слой диэлектрика L_l конечной ширины h_l с комплексным показателем преломления n_l и полубесконечный слой металла L_{l+1} с комплексным показателем преломления n_{l+1} .

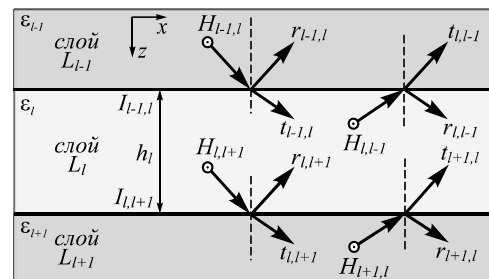


Рис. 1. Процессы передачи поля в трёхслойной системе

Проведем анализ электромагнитного поля в трёхслойной структуре в случае падения монохроматической линейно-поляризованной плоской волны

$$H_{l-1}^{in}(x, z) = H_{l-1,l} \exp[ik_0(\alpha x + \beta_{l-1} z)], \quad (1)$$

распространяющейся в слое L_{l-1} , на границу раздела $L_{l-1,l}$ слоев L_{l-1} и L_l с комплексной амплитудой $H_{l-1,l}$, где $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ – волновое число излучения с длиной волны λ_0 в свободном пространстве. Для константы распространения волны вдоль оси x (см. рис. 1) αk_0 в слое L_l константа распространения поля $\beta_l k_0$ вдоль оси z будет определяться как $\beta_l(\alpha)k_0 = k_0\sqrt{\epsilon_l - \alpha^2}$, где $\epsilon_l = n_l^2$ – диэлектрическая проницаемость слоя L_l .

Падение плоской волны вида (1) на границу раздела сред $L_{l-1,l}$ приводит к генерации двух исходящих от границы плоских волн: отражённой H_{l-1}^r , распространяющейся в слое L_{l-1} , и прошедшей H_l^t , распространяющейся в слое L_l . Их поля могут быть представлены как

$$H_{l-1}^r(x, z) = r_{l-1,l} H_{l-1,l} \exp[ik_0(\alpha x - \beta_{l-1} z)] \text{ и}$$

$$H_l^t = t_{l-1,l} H_{l-1,l} \exp[ik_0(\alpha x + \beta_l z)]$$

соответственно, где $r_{l-1,l}$ и $t_{l-1,l}$ – комплексные коэффициенты отражения и пропускания.

Полное поле H_l в слое L_l может быть представлено как сумма полей, распространяющихся в прямом и обратном направлениях:

$$H_l = [H_l^+ \exp(ik_0\beta_l z) + H_l^- \exp(-ik_0\beta_l z)] \times \exp(ik_0\alpha x) \quad (2)$$

Комплексные коэффициенты H_i^+ и H_i^- могут быть получены с использованием выражений

$$H_i^+ = t_{i-1,i} H_{i-1,i} + r_{i,i-1} H_{i,i-1}, \quad (3)$$

$$H_i^- = r_{i,i+1} H_{i,i+1} + t_{i+1,i} H_{i+1,i}. \quad (4)$$

Для трёхслойной структуры, принимая во внимание интерференцию полей в слое L_i , выражения передачи амплитуд поля на границах этого слоя могут быть записаны в следующем виде

$$H_{i,i-1} = v_i(t_{i+1,i} H_{i+1,i} + r_{i,i+1} H_{i,i+1}), \quad (5)$$

$$H_{i,i+1} = v_i(t_{i-1,i} H_{i-1,i} + r_{i,i-1} H_{i,i-1}), \quad (6)$$

где $v_i = \exp(ik_0 \beta_i h_i)$ – коэффициент, характеризующий набег фазы и изменение в амплитуде поля в результате передачи поля в слое L_i между его границами. Соотношения для комплексных амплитуд на границах слоя L_i могут быть записаны в форме передаточной матрицы

$$\begin{bmatrix} H_{i,i-1} \\ H_{i,i+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_i & B_i \\ C_i & D_i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_{i+1,i} \\ H_{i-1,i} \end{bmatrix} \quad (7)$$

с коэффициентами

$$\begin{aligned} A_i &= v_i t_{i+1,i}, \quad C_i = -v_i r_{i,i-1} t_{i+1,i} / t_{i-1,i}, \\ B_i &= v_i r_{i,i+1}, \quad D_i = (1 - v_i^2 r_{i,i-1} r_{i,i+1}) / (v_i t_{i-1,i}). \end{aligned} \quad (8)$$

Коэффициент пропускания трёхслойной структуры $t_{i-1,i+1}$ может быть найден в виде

$$t_{i-1,i+1} = t_{i,i+1} H_{i,i+1} / H_{i-1,i}.$$

Используя систему уравнений (7), можно записать выражение для $t_{i-1,i+1}$ в виде

$$t_{i-1,i+1} = \chi_i v_i t_{i-1,i} t_{i,i+1}, \quad (9)$$

где $\chi_i = \sigma_i^{-1}$ – комплексный коэффициент, описывающий генерацию поля в слое L_i внешней волной с учётом многократных отражений,

$$\sigma_i = 1 - v_i^2 r_{i,i-1} r_{i,i+1}. \quad (10)$$

Далее получим аппроксимации для χ_i при падении внешней волны, близком к нормальному, т.е. $\alpha \rightarrow 0$.

Электромагнитное поле в структуре, коэффициенты отражения и пропускания могут быть найдены на основе метода передаточных матриц 2×2 [12] для плоских волн, распространяющихся в слоистых средах. Уравнения включают условия непрерывности поля и его нормальных производных к границам раздела сред. Коэффициенты прямого отражения $r_{i,i+1}$ для прилегающих слоев L_i и L_{i+1} представляются выражениями в случае р-поляризованных волн:

$$r_{i,i+1}^p = \frac{\beta_i / \varepsilon_i - \beta_{i+1} / \varepsilon_{i+1}}{\beta_i / \varepsilon_i + \beta_{i+1} / \varepsilon_{i+1}}, \quad (11)$$

в случае s-поляризованных волн:

$$r_{i,i+1}^s = \frac{\beta_i - \beta_{i+1}}{\beta_i + \beta_{i+1}}. \quad (12)$$

Коэффициенты обратного отражения $r_{i+1,i}$, прямого $t_{i+1,i}$ и обратного $t_{i-1,i}$ пропускания находятся как $r_{i+1,i} = -r_{i,i+1}$, $t_{i+1,i} = 1 + t_{i,i+1}$ и $t_{i-1,i} = 1 + t_{i+1,i}$ соответственно.

Рассмотрим поведение коэффициентов для падения волны при $\alpha \rightarrow 0$. Коэффициенты $r_{i,i+1}$ могут быть представлены в виде аппроксимаций

$$\tilde{r}_{i,i+1}^p(\alpha) = r_{i,i+1}^\perp [1 - \alpha^2 / (n_{i+1} n_i)], \quad (13)$$

$$\tilde{r}_{i,i+1}^s(\alpha) = r_{i,i+1}^\perp [-1 - \alpha^2 / (n_{i+1} n_i)], \quad (14)$$

для p- и s-поляризаций, соответственно, где

$$r_{i,i+1}^\perp = (n_{i+1} - n_i) / (n_{i+1} + n_i) -$$

коэффициент отражения нормального падения р-поляризованной волны. Коэффициенты v_i и v_i^2 аппроксимируются в виде

$$\tilde{v}_i(\alpha) = \exp(\xi) [1 + \xi q(\alpha) + \xi q^2(\alpha) (\xi - 1) / 2], \quad (15)$$

$$\tilde{v}_i^2(\alpha) = \exp(2\xi) [1 + 2\xi q(\alpha) + \xi q^2(\alpha) (2\xi - 1)], \quad (16)$$

где $\xi = i\varphi$, $\varphi = k_0 n_i h_i$ – набег фазы волны при распространении в слое L_i по нормали, $q(\alpha) = -(\alpha n_i^{-1})^2 / 2$. В случае поглощения в L_i , описываемого ненулевой мнимой частью n_i , мнимая часть набега фазы характеризует затухание волны при её распространении в L_i . В этом случае $|\tilde{v}_i^2(\alpha)| < 1$.

Дисперсионное соотношение для моды резонатора Фабри–Перо трёхслойной структуры в случае р-поляризации можно получить из условия $\sigma_i(\alpha) = 0$ подстановкой аппроксимаций коэффициентов отражения, полученных на основе выражения (13), и передаточного коэффициента (16) в формулу (10) в следующем виде

$$\gamma = \text{Re} \left\{ \frac{n_i}{\xi n_i^{-1} + n_{i-1}^{-1} + n_{i+1}^{-1}} \left[1 - \frac{1}{r_{i+1,i}^\perp r_{i-1,i}^\perp v_i^2(0)} \right] \right\}^{1/2}, \quad (17)$$

где γk_0 – константа распространения моды резонатора. Далее получим аппроксимации $\chi_i(\alpha)$ вблизи резонанса $\alpha = \gamma + \delta$, где $\delta \rightarrow 0$. Коэффициент отражения (13) представляется как

$$\tilde{r}_{i,i+1}(\alpha) = r_{i,i+1}^\perp [1 - \gamma^2 / (n_{i+1} n_i) - 2\gamma\delta / (n_{i+1} n_i)], \quad (18)$$

передаточный коэффициент (16) записывается в виде

$$\tilde{v}_i^2(\alpha) = v_i^2(\gamma) [1 - 2\xi(\gamma/n_i)\delta / \beta_i(\gamma)]. \quad (19)$$

В соответствии с аппроксимациями (18) и (19) χ_i описывается симметричным резонансом Лоренца

$$\chi_i(\alpha) = \frac{\gamma}{\alpha - \gamma [1 - \kappa_\gamma \tilde{\sigma}_i(\gamma)]} \kappa_\gamma, \quad (20)$$

где $\tilde{\sigma}_i(\gamma) = 1 - v_i^2(\gamma) \tilde{r}_{i,i-1}(\gamma) \tilde{r}_{i,i+1}(\gamma)$ и

$$\kappa_\gamma = \frac{[1 - \tilde{\sigma}_l(\gamma)]^{-1}}{\frac{2}{n_{l+1}n_l / \gamma^2 - 1} + \frac{2}{n_{l-1}n_l / \gamma^2 - 1} + \xi \frac{\gamma^2}{n_l \beta_l(\gamma)}} \quad (21)$$

– комплексная амплитуда моды. Таким образом, коэффициент пропускания $t_{l-1,l+1}$ трёхслойной структуры аппроксимируется лоренцовой резонансной линией вида

$$t_{l-1,l+1} = \tilde{v}_l(\gamma) t_{l-1,l}^+ t_{l,l+1}^+ \frac{\gamma}{\alpha - \gamma [1 - \kappa_\gamma \tilde{\sigma}_l(\gamma)]} \kappa_\gamma, \quad (22)$$

где $t_{l-1,l}^+ = 2n_{l+1} / (n_{l+1} + n_l)$ – коэффициент пропускания нормального падения. Для общего случая поглощающих сред $\tilde{\sigma}_l(\gamma) \neq 0$ в соответствии с аппроксимацией (22), значение полюса функции коэффициента пропускания, рассчитанное для случая непоглощающих сред, меняется с появлением ненулевой мнимой части, что характеризует затухание моды Фабри–Перо при её распространении.

2. Теория связанных мод для трёх слоёв

Аппроксимации отклика резонансных структур формулой Фано обеспечивают оценку основных резонансных характеристик, как, например, положения, ширины и высоты резонанса. Однако аппроксимации Фано не раскрывают процессы взаимодействия полей в структурах. Чтобы получить физическое представление о влиянии структурных параметров на резонансный отклик, выполним описание процессов переноса поля, происходящих в структуре.

Рассмотрим трехслойную систему, поддерживающую возбуждение моды Фабри–Перо в диэлектрическом слое L_l , расположенном между двумя полубесконечными отражающими слоями L_{l-1} и L_{l+1} , как показано на рис. 2. В отсутствие поглощения в структуре с идеально отражающими границами амплитуда моды Фабри–Перо $\Psi \propto \exp(ik_0\gamma x)$ с константой распространения γk_0 .

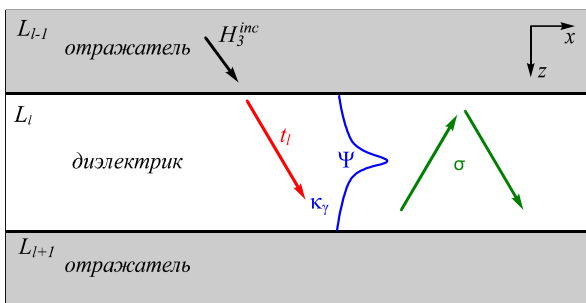


Рис. 2. Процессы передачи поля в трёхслойной системе для возбуждения моды Фабри–Перо внешним полем

Для возбуждающей плоской волны $H_3^{inc} \propto \exp(ik_0\alpha x)$ вторичные поля также являются гармоническими с константой распространения $k_0\alpha$. В окрестности резонанса $\alpha \rightarrow \gamma$ поведение комплексной амплитуды поля моды Фабри–Перо для структуры с потерями и слабым отражением может быть

описано на основе формализма теории связанных мод как

$$\frac{1}{ik_0\gamma} \frac{d\Psi}{dx} = \Psi + \kappa_\gamma \tau_l H_3^{inc} - \kappa_\gamma \sigma \Psi, \quad (23)$$

где $\tau_l = v_l t_{l-1,l}$ – коэффициент передачи внешнего поля от границы $L_{l-1,l}$ к границе $L_{l,l+1}$, κ_γ – коэффициент ввода падающего поля в моду Фабри–Перо, σ – поправочный коэффициент для учета влияния потерь в центральном слое и слабого отражения на границах раздела.

Комплексная амплитуда моды Ψ может быть вырешена из уравнения (23) в виде резонанса Лоренца:

$$\Psi = \frac{\gamma \kappa_\gamma}{\alpha - \gamma(1 - \kappa_\gamma \sigma)} \tau_l H_3^{inc}. \quad (24)$$

Как видно из уравнения (24), потери в структуре и отражательная способность отражателей влияют на постоянную распространения моды и форму резонанса Фабри–Перо.

3. Электромагнитная теория для пяти слоёв

Расширим исследование трёхслойной структуры на систему слоёв, представляющую диэлектрический слой в металлических обкладках конечной толщины, заключённые между полубесконечными диэлектрическими слоями. Эта система включает в себя полубесконечные слои L_{l-2} с показателем преломления n_{l-2} и L_{l+2} с показателем преломления n_{l+2} . Слои L_i характеризуются толщиной h_i и показателем преломления n_i , где $i = l-1, \dots, l+1$. Плоская волна падает в слой L_{l-2} под углом θ к нормали поверхности слоёв, где $\alpha = n_{l-2} \sin \theta$.

Применяя формализм передаточных матриц (7), можно записать соотношение для коэффициента пропускания пятислойной системы

$$t_{l-2,l+2} = t_{l+1,l+2} / g, \quad (25)$$

где

$$g = C_{l-1}(A_l B_{l+1} + B_l D_{l+1}) + D_{l-1}(C_l B_{l+1} + D_l D_{l+1}) -$$

коэффициент передачи комплексной амплитуды поля $H_{l-2,l-1}$ в $H_{l+2,l+1}$. Принимая во внимание представление $D_l = [v_l t_{l-1,l} \chi_l(\alpha)]^{-1}$ и аппроксимацию (19), выражение (25) может быть записано в виде аппроксимации резонанса Лоренца

$$t_{l-2,l+2} = P \frac{\gamma}{\alpha - \gamma \{1 - \kappa_\gamma [\tilde{\sigma}_l(\gamma) + \eta]\}} \kappa_\gamma, \quad (26)$$

где медленно меняющиеся коэффициенты

$$\eta = v_l t_{l-1,l} D_{l+1}^{-1} [C_{l-1} D_{l-1}^{-1} (A_l B_{l+1} + B_l D_{l+1}) + C_l B_{l+1}] \text{ и}$$

$$P = v_l t_{l-1,l} t_{l+1,l+2} / (D_{l-1} D_{l+1})$$

определяют изменения положения резонанса и его высоты вследствие эффектов передачи поля в слоях металла. Таким образом, корректное значение эффек-

тивного показателя преломления моды Фабри–Перо γ_{FP} в системе слоев с поглощением приближённо определяется полюсом выражения (26) как

$$\gamma_{FP} = \gamma \{ 1 - \kappa_\gamma [\tilde{\sigma}_l(\gamma) + \eta(\gamma)] \}. \quad (27)$$

Положение резонанса α_{res} приближённо находится как $\alpha_{res} = \gamma'_{FP}$, где $\gamma_{FP} = \gamma'_{FP} + i\gamma''_{FP}$. Полная ширина резонанса на полувысоте (*FWHM*) приближённо определяется как

$$FWHM = 2\gamma''_{FP}. \quad (28)$$

Спектры пропускания $T(\theta)$ пятислойной структуры определяются как $T(\theta) = n_{l-2}n_{l+2}^{-1} |t_{l-2,l+2}|^2$. При этом значения всех коэффициентов аппроксимации (26), рассматриваемых в окрестности резонанса как константы, находятся для $\alpha = \alpha_{res}$.

Высота резонанса H может быть оценена в случае p -поляризованного света аппроксимацией (26) при $\alpha = \alpha_{res}$ как

$$H = \frac{n_{l-2}}{n_{l+2}} \frac{|\gamma\kappa_\gamma P|^2}{\gamma_{FP}^{\prime\prime 2}}. \quad (29)$$

В задачах сенсорики при оценке чувствительности сенсоров [1–4, 10, 11, 20], оптической обработки изображений и сигналов, оптической фильтрации важной характеристикой является наклон резонансной кривой. Наклон резонансной кривой $S = H/FWHM$ может быть оценён в виде выражения

$$S = \frac{n_{l-2}}{2n_{l+2}} \frac{|\gamma\kappa_\gamma P|^2}{\gamma_{FP}^{\prime\prime 3}}. \quad (30)$$

4. Теория связанных мод для пяти слоёв

Процессы передачи поля возбуждения моды Фабри–Перо в резонаторе Фабри–Перо с отражателями конечной толщины в диэлектрической среде можно схематично представить, введя коэффициенты передачи поля, как показано на рис. 3. В резонансной области $\alpha \rightarrow \gamma$ для возбуждающей плоской волны H^{inc} , поля моды Ψ и поля трехслойной структуры H_3^{inc} можно записать следующее соотношение в виде

$$\tau H^{inc} = \eta \Psi + \tau_l H_3^{inc}, \quad (31)$$

где $\tau = \tau_l D_{l-1}^{-1}$ – коэффициент передачи внешней волны к полю моды Фабри–Перо, $\eta = \eta_1 + \eta_2 + \eta_3$ – коэффициент общей самоиндукции моды, $\eta_1 = \tau_l A_l B_{l+1} C_{l-1} D_{l-1}^{-1} D_{l+1}^{-1}$, $\eta_2 = \tau_l B_l C_{l-1} D_{l-1}^{-1}$ и $\eta_3 = \tau_l B_{l+1} C_l D_{l+1}^{-1}$ – коэффициенты самоиндукции моды Фабри–Перо по трём возможным траекториям в пятислойной структуре.

Подстановка выражения (31) в выражение (23) позволяет получить соотношение для моды ФП с учётом самоиндукции:

$$\Psi = \frac{\gamma\kappa_\gamma}{\alpha - \gamma[1 - \kappa_\gamma(\sigma + \eta)]} \tau H^{inc}, \quad (32)$$

приводящей к смещению константы распространения моды $k_0\gamma_{FP}$, где $\gamma_{FP} = \gamma[1 - \kappa_\gamma(\sigma + \eta)]$. Усиление поля моды Фабри–Перо принимает свои максимальные значения при $\alpha \rightarrow \gamma_{FP}$.

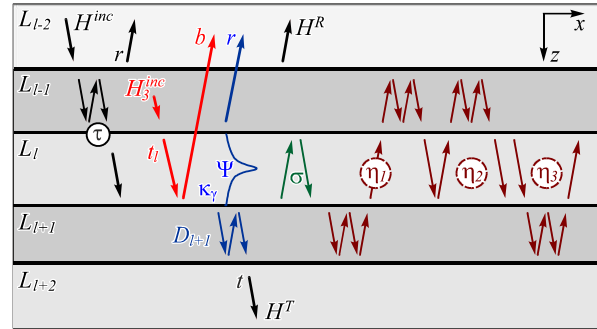


Рис. 3. Процессы передачи поля для самоиндукции моды Фабри–Перо в пятислойной структуре

Полное поле H^R , отраженное от структуры, можно выразить как

$$H^R = r_{l-2,l-1} H^{inc} + \rho \Psi + \beta H_3^{inc}, \quad (33)$$

где $\rho = t_{l-1,l-2} A_{l-1} B_l$ – коэффициент передачи поля моды во внешнее отраженное поле, $\beta = t_{l-1,l-2} B_{l-1}$ – коэффициент передачи поля H_3^{inc} во внешнее поле. Общий коэффициент отражения структуры $r^{tot} = H^R / H^{inc}$ можно найти с использованием выражений (23), (32) и (33) в виде формулы Фано

$$r^{tot} = W \frac{\alpha - \gamma[1 - \kappa_\gamma(\sigma + \eta)Q/W]}{\alpha - \gamma[1 - \kappa_\gamma(\sigma + \eta)]}, \quad (34)$$

где $W = r_{l-2,l-1} + \tau\beta / \tau_l$ – сумма компоненты падающего поля, непосредственно отражённого от фронтальной границы раздела, и компоненты поля, отражённого назад с учётом многократного переотражения в структуре, $Q = r_{l-2,l-1} + \rho\tau\eta^{-1}$ – сумма компоненты падающего поля, непосредственно отражённого от фронтальной границы раздела, и компоненты падающего поля, введённого в моду Фабри–Перо и выведенного назад с учётом многократных переотражений моды в структуре. Согласно выражению (34), резонансные линии в спектрах отражательной способности аппроксимируются формами линий Фано. Положение резонанса в спектре отражающей способности $\gamma_{zero} = \gamma[1 - \kappa_\gamma(\sigma + \eta)Q/W]$ смещено от значения константы распространения моды $k_0\gamma_{FP}$ из-за интерференции резонансного отклика моды и медленно меняющегося нерезонансного отклика.

Полное прошедшее поле в слое L_{l+2} может быть выражено в виде

$$H^T = t_{l+1,l+2} \Psi / D_{l+1}, \quad (35)$$

где D_{l+1} – коэффициент учета множественных отражений в слое L_{l+1} . Полный коэффициент пропускания структуры $t_{l-2,l+2} = H^T / H^{inc}$ можно найти как отклик мод Фабри–Перо подстановкой выражения (28) в выражение (35):

$$t_{l-2,l+2} = P \frac{\gamma k_\gamma}{\alpha - \gamma[1 - k_\gamma(\sigma + \eta)]}, \quad (36)$$

где $P = \tau t_{l+1,l+2} / D_{l+1}$ – компонента поля моды Фабри–Перо, выведенного вперед к слою L_{l+2} . Согласно выражению (36) резонансы в спектрах пропускания аппроксимируются лоренцевой линией.

5. Численные результаты

Используем аналитические выражения пятислойных структур вида металл/диэлектрик/металл, полученные выше в рамках электромагнитной теории, для расчёта резонансных характеристик структуры Al/SiO₂/Al/подложка из стекла К8 в воздухе в случае падения света с длиной волны 532 нм. Образец изучаемой структуры металл/диэлектрик/металл схематично показан на рис. 4. Плоская волна падает на структуру в полубесконечном слое с показателем преломления $n_0 = 1,0$, представляющем собой воздух. Структура состоит из слоев, последовательно расположенных на подложке с показателем преломления $n_4 = 1,5191$, соответствующим стеклу К8. Набор слоёв включает в себя два слоя металла со значениями показателя преломления $n_1 = n_3 = 0,7 + i5,66$, соответствующими Al [22], разделённых слоем диэлектрика с показателем преломления $n_2 = 1,4607$, соответствующим SiO₂ [23].

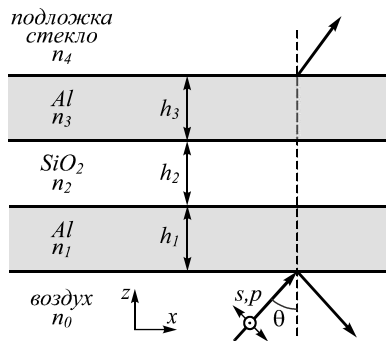


Рис. 4. Пятислойная система, представляющая диэлектрический слой с металлическими обкладками на стеклянной подложке

Поскольку резонансные характеристики для падения волн, близкого к нормальному падению, близки для s - и p -поляризаций, результаты анализа представлены только для s -поляризации. Рассмотрим структуру с толщиной слоев Al $h^1 = h_3 = 20$ нм. Пространственные спектры пропускной способности $T = |t_{0,4}|^2$ структуры рассчитаны для толщин центрального слоя $h_2 = 894, 1072$, и 4000 нм и показаны на рис. 5. Для выбранных значений h_2 наблюдаются резонансы с высотой около $0,07$ и FWHM от $2,6^\circ$ до $7,5^\circ$. Из графиков видно, что при увеличении h_2 происходит уменьшение ширины резонанса, что объясняется уменьшением γ_{FP}^s вследствие уменьшения k_γ . Можно отметить хорошее соответствие спектральных резонансных кривых, полученных в рамках точной элек-

тромагнитной теории для p -поляризованного света и аппроксимацией Лоренца (26).

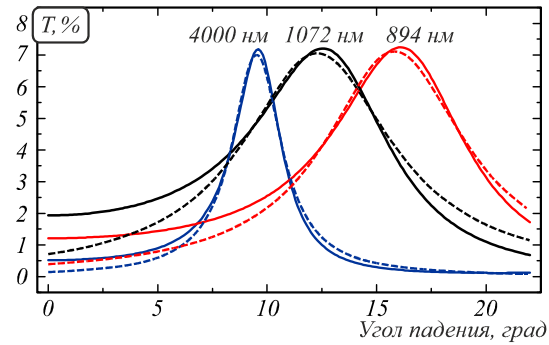


Рис. 5. Спектры пропускания, рассчитанные точной электромагнитной теорией, и их аппроксимации функцией Лоренца для ряда значений толщины h_2 центрального слоя

Проведём оценку значений FWHM, высоты и наклона резонанса как функций значений толщины внутреннего h_1 и внешнего h_3 металлических слоёв на основе выражений (28), (29) и (30) соответственно для толщины центрального слоя $h_2 = 4000$ нм, при которой наблюдается наименьшая ширина резонанса. В расчётах значения толщины металла изменялись в диапазоне от $0,5$ до 50 нм с шагом $0,5$ нм. Результаты расчётов FWHM-резонанса представлены на рис. 6. Можно заметить, что значения ширины экспоненциально уменьшаются с одновременным ростом толщины обоих слоёв металла. Рис. 7 иллюстрирует изменение высоты резонанса H . Согласно расчетам, максимальные значения высоты наблюдаются для примерно равных толщин слоёв металла, при этом h_3 немного превышает h_1 . Это различие можно объяснить несимметричностью поглощающей структуры.

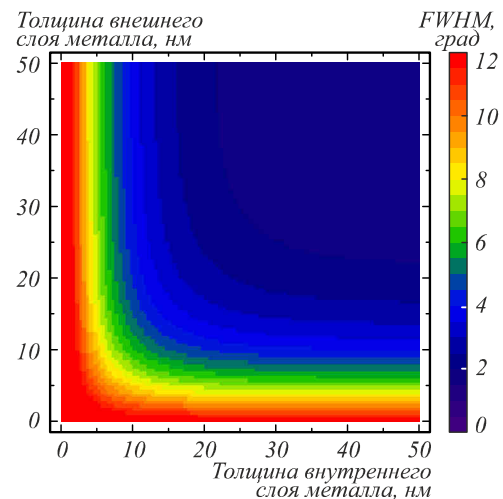


Рис. 6. Карта распределения ширины резонанса

Распределение наклона резонанса S , показанное на рис. 8, демонстрирует существование оптимальных значений толщины $h_1 = 13,5$ нм и $h_3 = 14$ нм, для которых спектральные линии характеризуются максимальным наклоном резонансной кривой $S = 0,03827$ град⁻¹.

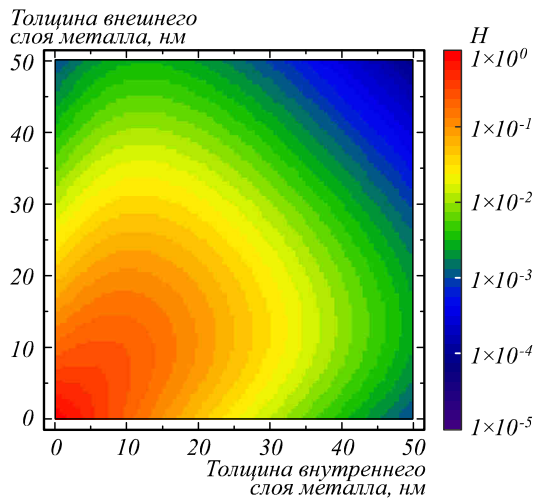


Рис. 7. Карта распределения высоты резонанса

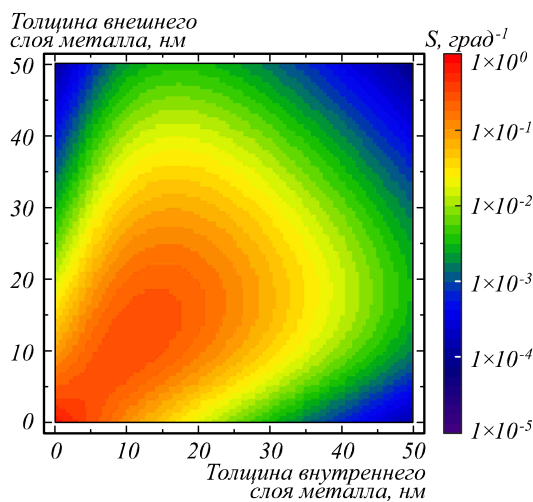
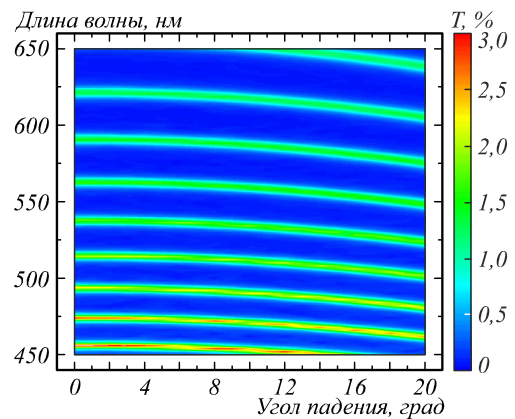


Рис. 8. Карта распределения наклона резонансной кривой

6. Экспериментальное исследование

В этом параграфе результаты численного моделирования проверяются экспериментально для структуры, демонстрирующей узкие резонансы. Согласно результатам расчётов, приведённых на рис. 6, было проведено нанесение слоёв Al толщиной около 20 нм, разделённых слоем SiO₂ толщиной около 4 мкм на стеклянную подложку из стекла К8. Каждый слой наносился на установке магнетронного нанесения (Изовак) в автоматическом режиме по времени, рассчитанном на основе средней скорости напыления каждого материала в отдельности, при давлении не более 3×10^{-3} Па. Спектры пропускания были получены измерениями на спектрофотометре Photon RT (ЭссентОптикс) для *s*- и *p*-поляризованного света для углов падения волны от 0° до 20° с шагом 1°. Различия в данных для *p*-поляризованного света оказались незначительными, поэтому карта распределения пропускания структуры по длине волны в видимом диапазоне и угле падения представлена на рис. 9 для *s*-поляризованного света. Максимумы пропускания T более 0,01 на фоне менее 0,001 соответствуют возбуждению

мод резонатора Фабри–Перо. С увеличением угла падения возбуждение происходит для меньшей длины волны. Дисперсионные линии возбуждения мод располагаются под небольшим углом к угловой оси, что предполагает малую ширину резонансов в частотных спектрах и большую ширину – в пространственных.

Рис. 9. Карта распределения пропускающей способности структуры Al/SiO₂/Al для *s*-поляризованного света

Для демонстрации возможности определения характеристик возбуждаемой в структуре моды Фабри–Перо рассмотрим пространственные спектры пропускания для длины волны 532 нм. На рис. 10 представлены угловые спектры пропускающей способности, полученные экспериментально. На основе метода передаточных матриц 2×2 [12] были получены аппроксимации экспериментальных спектров подбором значений толщины слоев Al и SiO₂, а также комплексного показателя преломления слоя Al при фиксированном показателе преломления SiO₂ $n_2 = 1,4607$. Для значений толщины слоёв Al, равных $h_1 = h_3 = 20$ нм с комплексным показателем преломления $n_1 = n_1 = 1,89 + i5,15$, и слоя SiO₂ $h_2 = 4022$ нм с показателем преломления $n_2 = 1,4607$ теоретические спектры, также представленные на рис. 10, очень хорошо аппроксимируют экспериментальные. Максимумы резонансов в экспериментальном спектре располагаются на 12,38° и 12,49° для *s*- и *p*-поляризаций соответственно. Высота резонанса H составляет 0,01833 и 0,01968 соответственно. Угловая ширина на полувысоте FWHM составила 4,01° и 4,32° соответственно.

Для найденных оптических характеристик слоёв был рассчитан спектр пропускания на основе аппроксимации линией Лоренца (26), также показанный на рис. 10. Эффективный показатель преломления моды Фабри–Перо находится в соответствии с выражением (27) как $\gamma_{FR} = 0,2147 + i0,0392$, что соответствует углу возбуждения резонанса в воздухе $\text{asin}(\gamma'_{FR}/n_0) = 12,4^\circ$. Оценка высоты с помощью выражения (29) даёт значение 0,0187. Оценка угловой ширины выражением (28) даёт значение 4,6°.

Для определения типа резонансного возбуждения проведём расчёт электромагнитного поля, генерируе-

мого в структуре плоской волной, падающей в воздухе на слоистую структуру, показанную на рис. 4, с оптическими характеристиками слоёв, полученными выше. Распределение нормированной интенсивности $I(\theta, z)$, далее именуемой как интенсивность, электромагнитного поля показано на рис. 11 в виде цветового распределения отношения квадратов амплитуд y -компонент электрического поля в структуре к полю падающей волны $I(\theta, z) = |E_y(\theta, z)|^2 / |E_0|^2$ как функции угла падения $\theta = \text{asin}(\alpha / n_0)$ и позиции z в структуре. Граница раздела сред воздух/Al соответствует $z = 0$. В области нормального падения в центральном слое структуры наблюдается интерференция прямых и обратных волн с модуляцией интенсивности $I(0, z)$ от 0 до 0,077. Вблизи $\theta = 12,4^\circ$ в сечении центрального диэлектрического слоя наблюдаются области высокой интенсивности поля

$$\max_{z \in L_2} I(12,4^\circ, z) \sim 0,627.$$

Усиление интенсивности в центральном слое

$$\max_{z \in L_2} I(\theta, z) / \max_{z \in L_2} I(0, z)$$

более, чем в 8 раз по сравнению со случаем нормального падения, сопровождается усилением прошедшей волны в подложке с $I(0^\circ, z \in L_4) = 0,0014$ до $I(12,4^\circ, z \in L_4) = 0,0116$.

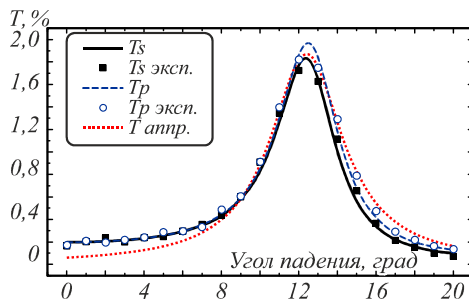


Рис. 10. Экспериментальные спектры пропускания структуры Al/SiO₂/Al, полученные для s- (квадраты) и p-поляризацій (круги). Спектры пропускания, рассчитанные точной электромагнитной теорией, для s- (сплошная линия) и p-поляризацій (пунктирная линия). Аппроксимация линией Лоренца (точки)

На рис. 12 приведена карта распределения фазы полного электрического поля $\varphi = \text{arg}(E_y) / \pi$. В области нормального падения наблюдается медленное изменение фазы с ростом θ . Можно увидеть, что в области $9^\circ < \theta < 16^\circ$ происходит скачок фазы на π , что характерно для резонансного возбуждения собственной моды. Вблизи $\theta = 12,4^\circ$ фаза имеет максимальное изменение. Градиент скачка фазы обратно пропорционален FWHM резонанса, т.е. возбуждение моды с меньшим затуханием приводит к большему градиенту фазы. Изменение фазы в центральном слое приводит к аналогичному сдвигу по фазе прошедшей волны в подложке. Таким образом, резонансное усиление интенсивности поля в угловом спектре

$$\max_{z \in L_2} I(\theta, z)$$

и резонансный скачок фазы соотносятся с возбуждением распространяющейся моды асимметричного резонатора Фабри–Перо на основе диэлектрического слоя с частично отражающими металлическими обкладками. Резонансные условия обусловлены многократными переотражениями электромагнитной волны со сдвигом фазы внутри резонатора.

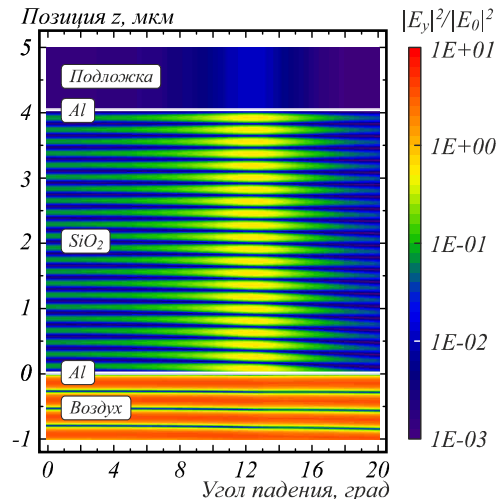


Рис. 11. Карта распределения интенсивности поля в случае возбуждения s-поляризованной волной

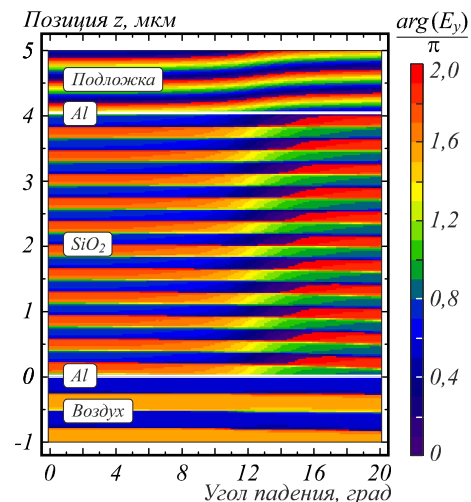


Рис. 12. Карта распределения фазы в случае возбуждения s-поляризованной волной

Заключение

В работе получены аналитические выражения для аппроксимации резонансных линий в спектрах пропускания слоистых структур металл/диэлектрик/металл, поддерживающих моды резонатора Фабри–Перо. Резонансы мод, возбуждаемых при углах падения света, близких к нормальному падению, в случаях s- и p-поляризацій могут быть аппроксимированы выражением, соответствующим резонансной линии Лоренца, с аналитически рассчитываемыми коэффициентами. Полученные аппроксимации позволяют

оценить характерные особенности форм резонансных линий в спектрах экспериментально изготовленных структур. Результаты расчётов свидетельствуют о влиянии конечных размеров слоёв металла и потерь в материалах на резонансные характеристики мод Фабри–Перо. Теория СМ позволяет получить аналитические выражения, совпадающие с аппроксимациями точных решений, для поля в структурах, поддерживающих моды Фабри–Перо. Соотношения для процессов передачи поля в структуре, полученные на основе теории СМ, позволяют сделать вывод о влиянии самоиндукции моды в результате обратных отражений в отражающих слоях конечной толщины на сдвиг резонанса. Показано, что ширина резонанса в пространственных спектрах пропорциональна затуханию моды, описываемому мнимой частью эффективного показателя преломления моды. Высота резонанса обратно пропорциональна квадрату затухания моды. Результаты экспериментального исследования характеристик поля структур металл/диэлектрик/металл однозначно свидетельствуют о возбуждении мод Фабри–Перо с потерями. Результаты работы могут найти применение в сенсорике [24] и оптической обработке изображений [25–27].

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН (соглашение №007-ГЗ/Ч3363/26) в части постановки задачи и Российского фонда фундаментальных исследований (номера проектов 18-29-20006 и 18-07-00613) в частях теоретического, численного и экспериментального исследований.

Литература

1. **Refki, S.** Resolution enhancement of plasmonic sensors by metal-insulator-metal structures / S. Refki, S. Hayashi, H. Ishitobi, D.V. Nesterenko, A. Rahmouni, Y. Inouye, and Z. Sekkat // *Annalen Der Physik*. – 2018. – Vol. 530, Issue 4. – 1700411. – DOI: 10.1002/andp.201700411.
2. **Li, Z.** Large-area, lithography-free superabsorbers and color filters at visible frequencies using ultrathin metallic films / Z. Li, S. Butun, K. Aydin // *ACS Photonics*. – 2015. – Vol. 2, Issue 2. – P. 183-188.
3. **Refki, S.** Anticrossing behavior of surface plasmon polariton dispersions in metal-insulator-metal structures / S. Refki, S. Hayashi, A. Rahmouni, D.V. Nesterenko, Z. Sekkat // *Plasmonics*. – 2015. – Vol. 11. – P. 443-440. – DOI: 10.1007/s11468-015-0047-7.
4. **Cui, Y.** Plasmonic and metamaterial structures as electromagnetic absorbers / Y. Cui, Y. He, Y. Jin, F. Ding, L. Yang, Y. Ye, S. Zhong, Y. Lin, S. He // *Laser Photonics Review*. – 2014. – Vol. 8, Issue 4. – P. 495-520.
5. **Porto, J.A.** Transmission resonances on metallic gratings with very narrow slits / J.A. Porto, F.J. Garcia-Vidal, J.B. Pendry // *Physical Review Letters*. – 1999. – Vol. 83. – P. 2845-2848.
6. **Garcia-Vidal, F.J.** Transmission and focusing of light in one-dimensional periodically nanostructured metals / F.J. Garcia-Vidal, L. Martin-Moreno // *Physical Review B*. – 2002. – Vol. 66. – 155412.
7. **Belotelov, V.I.** Fabry-Perot plasmonic structures for nanophotonics / V.I. Belotelov, A.N. Kalish, A.K. Zvezdin, A.V. Gopal, A.S. Vengurlekar // *Journal of the Optical Society of America B*. – 2012. – Vol. 29, Issue 3. – P. 294-299.
8. **Prêtre, Ph.** Characterization of electro-optic polymer films by use of decal-deposited reflection Fabry-Perot microcavities / Ph. Prêtre, L.M. Wu, R.A. Hill, A. Knoesen // *Journal of the Optical Society of America B*. – 1998. – Vol. 15, Issue 1. – P. 379-392.
9. **Fabry, C.** Théorie et applications d'une nouvelle méthode de spectroscopie interférentielle / C. Fabry, A. Pérot // *Annales de Chimie et de Physique*. – 1899. – Vol. 16(7). – P. 115-144.
10. **Homola, J.** Surface plasmon resonance sensors: review / J. Homola, S.S. Yee, G. Gauglitz // *Sensors and Actuators B: Chemical*. – 1999. – Vol. 54, Vol. 1-2. – P. 3-15.
11. **Nesterenko, D.V.** Resolution estimation of the Au, Ag, Cu, and Al single- and double-layer surface plasmon sensors in the ultraviolet, visible, and infrared regions / D.V. Nesterenko, Z. Sekkat // *Plasmonics*. – 2013. – Vol. 8, Issue 4. – P. 1585-1595. – DOI: 10.1007/s11468-013-9575-1.
12. **Katsidis, C.C.** General transfer-matrix method for optical multilayer systems with coherent, partially coherent, and incoherent interference / C.C. Katsidis, D.I. Siapkas // *Applied Optics*. – 2002. – Vol. 41, Issue 19. – P. 3978-3987.
13. **Vaughan, J.M.** The Fabry-Perot interferometer: History, theory, practice and applications / J.M. Vaughan. – New York: Taylor & Francis Group, 1989. – 604 p.
14. **Born, M.** Principles of optics / M. Born, E. Wolf. – 7th ed. – Cambridge: University Press, 2007. – 1200 p.
15. **Звелто, О.** Принципы лазеров / О. Звелто; пер. с англ. – 4-е изд. – СПб.: Лань, 2008. – 720 с.
16. **Ismail, N.** Fabry-Pérot resonator: spectral line shapes, generic and related Airy distributions, linewidths, finesses, and performance at low or frequency dependent reflectivity / N. Ismail, C.C. Kores, D. Geskus, M. Pollnau // *Optics Express*. – 2016. – Vol. 24, Issue 15. – P. 16366-16389.
17. **Pollnau, M.** Counter-propagating modes in a Fabry-Perot-type resonator / M. Pollnau // *Optics Letters*. – 2018. – Vol. 43, Issue 20. – P. 5033-5036.
18. **He, Y.** Reflection Airy distribution of a Fabry-Pérot resonator and its application in waveguide loss measurement / Y. He, D. Lu, L. Zhao // *Optics Express*. – 2019. – Vol. 27, Issue 13. – P. 17876-17886.
19. **Nesterenko, D.V.** Asymmetric surface plasmon resonances revisited as Fano resonances / D.V. Nesterenko, S. Hayashi, Z. Sekkat // *Physical Review B*. – 2018. – Vol. 97, Issue 23. – 235437. – DOI: 10.1103/PhysRevB.97.235437.
20. **Нестеренко, Д.В.** Оценка резонансных характеристик однослойных плазмонных сенсоров в жидких средах аппроксимацией Фано в видимом и инфракрасном диапазонах / Д.В. Нестеренко, Р.А. Павелкин, Ш. Хаяши // *Компьютерная оптика*. – 2019. – Т. 43, № 4. – С. 596-604. – DOI: 10.18287/2412-6179-2019-43-4-596-604.
21. **Nesterenko, D.V.** Fano approximation for coupled modes in metal-dielectric multilayer structures / D.V. Nesterenko // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2019. – Vol. 1368, Issue 5. – 052046. – DOI: 10.1088/1742-6596/1368/5/052046.
22. **McPeak, K.M.** Plasmonic films can easily be better: Rules and recipes / K.M. McPeak, S.V. Jayanti, S.J.P. Kress,

- S. Meyer, S. Iotti, A. Rossinelli, D.J. Norris // ACS Photonics. – 2015. – Vol. 2, Issue 3. – P. 326-333.
23. **Malitson, I.** Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica / I. Malitson // Journal of the Optical Society of America A. – 1965. – Vol. 55, Issue 10. – P. 1205-1209.
24. **Kazanskiy, N.L.** Plasmonic sensors based on Metal-insulator-metal waveguides for refractive index sensing applications: A brief review / N.L. Kazanskiy, S.N. Khonina, M.A. Butt // Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures. – 2020. – Vol. 117. – P. 113798. – DOI: 10.1016/j.physe.2019.113798.
25. **Soifer, V.A.** Diffractive nanophotonics and advanced information technologies / V.A. Soifer // Herald of the Russian Academy of Sciences. – 2014. – Vol. 84, Issue 1. – P. 9-18. – DOI: 10.1134/S1019331614010067.
26. **Emelyanov, S.V.** Differentiating space-time optical signals using resonant nanophotonics structures / S.V. Emelyanov, D.A. Bykov, N.V. Golovastikov, L.L. Doskolovich, V.A. Soifer // Doklady Physics. – 2016. – Vol. 61(3). – P. 108-111. – DOI: 10.1134/S1028335816030022.
27. **Doskolovich, L.L.** Resonant properties of composite structures consisting of several resonant diffraction gratings / L.L. Doskolovich, E.A. Bezus, D.A. Bykov, N.V. Golovastikov, V.A. Soifer // Optics Express. – 2019. – Vol. 27, Issue 18. – P. 25814-25828. – DOI: 10.1364/OE.27.025814.

Сведения об авторе

Нестеренко Дмитрий Владимирович, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории дифракционной оптики ИСОИ РАН – филиала ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, доцент кафедры технической кибернетики Самарского национального исследовательского университета. E-mail: nesterenko@smr.ru.

ГРНТИ: 29.31.26

Поступила в редакцию 22 декабря 2019 г. Окончательный вариант – 30 марта 2020 г.

Resonance characteristics of transmissive optical filters based on metal/dielectric/metal structures

D.V. Nesterenko^{1,2}

¹IPSI RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS,
Molodogvardeyskaya 151, 443001, Samara, Russia,

²Samara National Research University, Moskovskoye Shosse 34, 443086, Samara, Russia

Abstract

The resonance characteristics of the Fabry-Pérot resonator modes supported by metal/dielectric/metal planar structures are studied in the case of absorbing media for near-to-normal light incidence. Approximations based on rigorous solution and field-transfer model for the field and resonance line shapes in spectra are attributed to the class of Fano and Lorentz resonances. The analytical expressions are obtained for the propagation constant and field enhancement of the mode, width, height and slope of resonance line shapes in spectra as functions of structural parameters. With estimation of field characteristics of the fabricated loss structures based on aluminum and quartz, the peaks in the transmission spectra can be attributed to the excitation of Fabry-Pérot modes. Fundamental characterization of Fabry-Pérot resonances may find applications in optical processing and sensing.

Keywords: resonators, optical resonances, planar structures, Fabry-Pérot mode, Lorentz resonance, approximation.

Citation: Nesterenko DV. Resonance characteristics of transmissive optical filters based on metal/dielectric/metal structures. *Computer Optics* 2020; 44(2): 219-228. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-681.

Acknowledgements: This work was partly funded by the Russian Federation Ministry of Science and Higher Education within the State assignment FSRC «Crystallography and Photonics» RAS under agreement 007-Г3/43363/26 in part of design of experiment, RFBR (Project No. 18-29-20006 and 18-07-00613) in parts of theoretical, numerical, and experimental studies.

References

- [1] Refki S, Hayashi S, Ishitobi H, Nesterenko DV, Rahmouni A, Inouye Y, Sekkat Z. Resolution enhancement of plasmonic sensors by metal-insulator-metal structures. *Annalen Der Physik* 2018; 530(4): 1700411. DOI: 10.1002/andp.201700411.
 - [2] Li Z, Butun S, Aydin K. Large-area, lithography-free super absorbers and color filters at visible frequencies using ultrathin metallic films. *ACS Photon* 2015; 2(2): 183-188.
 - [3] Refki S, Hayashi S, Rahmouni A, Nesterenko DV, Sekkat Z. Anticrossing behavior of surface plasmon polariton dispersions in metal-insulator-metal structures. *Plasmonics* 2015; 11: 443-440. DOI: 10.1007/s11468-015-0047-7.
 - [4] Cui Y, He Y, Jin Y, Ding F, Yang L, Ye Y, Zhong S, Lin Y, He S. Plasmonic and metamaterial structures as electromagnetic absorbers. *Laser Photon Rev* 2014; 8(4): 495-520.
 - [5] Porto A, Garcia-Vidal FJ, Pendry JB. Transmission resonances on metallic gratings with very narrow slits. *Phys Rev Lett* 1999; 83: 2845-2848.
 - [6] Garcia-Vidal FJ, Martin-Moreno L. Transmission and focusing of light in one-dimensional periodically nanostructured metals. *Phys Rev B* 2002; 66: 155412.
 - [7] Belotelov VI, Kalish AN, Zvezdin AK, Gopal AV, Venugurlekar AS. Fabry-Perot plasmonic structures for nanophotonics. *J Opt Soc Am B* 2012; 29(3): 294-299.
 - [8] Prêtre Ph, Wu LM, Hill RA, Knoesen A. Characterization of electro-optic polymer films by use of decal-deposited reflection Fabry-Perot microcavities. *J Opt Soc Am B* 1998; 15(1): 379-392.
 - [9] Fabry C, Pérot A. Théorie et applications d'une nouvelle méthode de spectroscopie interférentielle. *Ann de Chim et de Phys* 1899; 16(7): 115-144.
 - [10] Homola J, Yee SS, Gauglitz G. Surface plasmon resonance sensors: review. *Sens Actuators B Chem* 1999; 54(1-2): 3-15.
 - [11] Nesterenko DV, Sekkat Z. Resolution estimation of the Au, Ag, Cu, and Al single- and double-layer surface plasmon sensors in the ultraviolet, visible, and infrared regions. *Plasmonics* 2013; 8(4): 1585-1595. DOI: 10.1007/s11468-013-9575-1.
 - [12] Katsidis CC, Siapkas DI. General transfer-matrix method for optical multilayer systems with coherent, partially coherent, and incoherent interference. *Appl Opt* 2002; 41(19): 3978-3987.
 - [13] Vaughan JM. The Fabry-Perot interferometer: History, theory, practice and applications. New York: Taylor & Francis Group LLC; 1989.
 - [14] Born M, Wolf E. Principles of optics. 7th ed. Cambridge: University Press; 2007.
 - [15] Svelto O. Principles of lasers. 4th ed. New York: Springer; 1998.
 - [16] Ismail N, Kores CC, Geskus D, Pollnau M. Fabry-Pérot resonator: spectral line shapes, generic and related Airy distributions, linewidths, finesses, and performance at low or frequency dependent reflectivity. *Opt Express* 2016; 24(15): 16366-16389.
 - [17] Pollnau M. Counter-propagating modes in a Fabry-Perot-type resonator. *Opt Lett* 2018; 43(20): 5033-5036.
 - [18] He Y, Lu D, Zhao L. Reflection Airy distribution of a Fabry-Pérot resonator and its application in waveguide loss measurement. *Opt Express* 2019; 27(13): 17876-17886.
-

-
- [19] [19] Nesterenko DV, Hayashi S, Sekkat Z. Asymmetric surface plasmon resonances revisited as Fano resonances. *Phys Rev B* 2018; 97(23): 235437. DOI: 10.1103/PhysRevB.97.235437.
- [20] Nesterenko DV, Pavelkin RA, Hayashi S. Estimation of resonance characteristics of single-layer surface-plasmon sensors in liquid solutions using Fano's approximation in the visible and infrared regions. *Computer Optics* 2019; 43(4): 596-604. DOI: 10.18287/2412-6179-2019-43-4-596-604.
- [21] Nesterenko DV. Fano approximation for coupled modes in metal-dielectric multilayer structures. *J Phys Conf Ser* 2019; 1368(5): 052046. DOI: 10.1088/1742-6596/1368/5/052046.
- [22] McPeak KM, Jayanti SV, Kress SJP, Meyer S, Iotti S, Rossinelli A, Norris DJ. Plasmonic films can easily be better: Rules and recipes. *ACS Photon* 2015; 2(3): 326-333.
- [23] Malitson I. Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica. *J Opt Soc Am A* 1965; 55(10): 1205-1209.
- [24] Kazanskiy NL, Khonina SN, Butt MA. Plasmonic sensors based on Metal-insulator-metal waveguides for refractive index sensing applications: A brief review. *Phys E Low-dimensional Syst Nanostructures* 2020; 117: 113798. DOI: 10.1016/j.physe.2019.113798.
- [25] Soifer VA. Diffractive nanophotonics and advanced information technologies. *Her Russ Acad Sci* 2014; 84(1): 9-18. DOI: 10.1134/S1019331614010067.
- [26] Emelyanov SV, Bykov DA, Golovastikov NV, Doskolovich LL, Soifer VA. Differentiating space-time optical signals using resonant nanophotonics structures. *Dokl Phys* 2016; 61(3): 108-111. DOI: 10.1134/S1028335816030022.
- [27] Doskolovich LL, Bezus EA, Bykov DA, Golovastikov NV, Soifer VA. Resonant properties of composite structures consisting of several resonant diffraction gratings. *Opt Express* 2019; 27(18): 25814-25828. DOI: 10.1364/OE.27.025814.
-

Authors' information

Dmitry V. Nesterenko graduated with honors (1999) from Samara State Aerospace University (Samara, Russia), majoring in Physics. Candidate in Optics (2002). Currently he is a senior researcher at Diffractive Optics laboratory of the Image Processing Systems Institute RAS – Branch of the FSRC "Crystallography and Photonics" RAS (Samara, Russia), an associate professor at Samara National Research University. His current research interests include nanophotonics, plasmonics, and electromagnetic theory. E-mail: nesterenko@smr.ru.

Received December 22, 2019. The final version – March 30, 2020.
