

МЕТОД МОДЕЛИРОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПОГЛОЩАЮЩИХ СЛОИСТЫХ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ РЕЗОНАТОРОВ

© 2025 Д.В. Нестеренко

Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королева,
г. Самара, Россия

Статья поступила в редакцию 02.12.2025

Построение математических моделей как резонансных систем со структурными и материальными параметрами, так и окружающей их среды на основе экспериментальных измерений оптических спектров, широко используется, например, в оптической сенсорике, фильтрации, спектроскопии. В сенсорике или инфракрасной спектроскопии актуальной задачей является оценка поглощения в сплошных средах, при этом, чем меньше характерные размеры структур, тем менее точной она является. В настоящей работе рассматривается возможность применения слоистых диэлектрических и металлодиэлектрических резонансных структур, допускающих возбуждение интерференционных мод, для исследования поглощения в материалах. Традиционно, взаимосвязь между спектральными значениями и параметрами слоистых диэлектрических и металлодиэлектрических структур определяется численной аппроксимацией зарегистрированных спектров. Для аналитического описания и интерпретации резонансных эффектов в спектрах резонансных структур используются подходы теории связанных мод, которые, однако, не раскрывают условия возбуждения собственных мод. Для описания влияния оптических и геометрических параметров интерференционных структур, допускающих возбуждение волноводных, Фабри-Перо, симметричных и антисимметричных плазмонных нормальных мод, на характеристики резонансного профиля в настоящей работе разработан математический метод моделирования оптических характеристик поглощающих слоев интерференционных резонаторов на основе изменения условий возбуждения их собственных мод. В рамках разработанного метода дисперсионные соотношения, описывающие поведение постоянных распространения интерференционных мод, используются для получения аналитических выражений, связывающих отдельные параметры слоистых резонансных систем. Разработанный метод позволяет осуществлять оценку материальных характеристик исследуемых сред без необходимости итеративной аппроксимации спектров.

Ключевые слова: математический метод, интерференционные моды, слоистые структуры, аппроксимация, резонансные характеристики, резонаторы, поглощение.

DOI: 10.37313/1990-5378-2025-27-6-214-220

EDN: NKXAZG

Работа выполнена при поддержке Государственного задания №FSSS-2024-0014

ВВЕДЕНИЕ

Оптические резонансные слоистые структуры, демонстрирующие асимметричный резонансный профиль в спектрах, нашли множество применений в сенсорике [1], оптической спектроскопии [2], фильтрации [3], оптических вычислениях [4–8], усилении поглощения света [9–12] и управление цветом [13–17]. Наблюдаемые резонансы объясняются возбуждением собственных мод в структурах. Определение параметров структур, их оптимизация, а также проектирование резонансных свойств структур основываются на понимании условий возбуждения мод [18]. Анализ влияния геометрических и оптических параметров конструкции на комплексную постоянную распространения мод имеет большое значение для описания резонансного поведения в интерференционных структурах.

Теория связанных мод (ТСМ) [19] является эффективным аналитическим инструментом для описания природы резонансов, генерируемых в спектрах планарных структур [20]. Различные резонансные эффекты, например, полное поглощение света [11], формы линий Фано в спектрах [20–23], связанные состояния в континууме [24–26], расщепление Раби и поведение антипересечения дисперсионных кривых мод в связанных системах [2] могут быть описаны с помощью ТСМ. Модели связанных мод (СМ) для плоских плазмонных структур эффективны для оценки резонансных характеристик и максимального усиления ближнего поля с использованием аналитических выражений, основанных на коэффициентах Фано [27]. В предыдущей работе [20] были получены строгие модели СМ для аппроксимации пространственных спектров амплитуды электромагнитного поля вблизи резонансной окрестности в высоко- и

низкодобротных интерференционных резонаторных структурах в виде дифференциальных уравнений. Коэффициенты моделей выражаются аналитически как функции геометрических и оптических параметров структур. Аналитические модели СМ напрямую связывают структурные параметры с изменением резонансных характеристик структур. Анализ СМ выявил некоторые важные особенности. В частности, было показано, что ширина профиля резонансных линий в спектрах углов падения увеличивается с увеличением поглощения в структурах [3]. Однако зависимость параметров структуры от резонансных условий возбуждения мод в аналитически не исследовалась.

В настоящей работе аналитически исследуются дисперсионные соотношения, включающие в себя условия возбуждения интерференционных мод в элементарных трехслойных структурах. Поскольку на резонансные характеристики в пространственных и частотных спектрах влияют как геометрические, так и оптические параметры структуры, предлагается обратить внимание на обратную задачу нахождения толщины резонатора, комплексных показателей преломления входящих в структуру слоев. В работе разработан математический метод получения аналитических выражений для параметров слоев трехслойного резонатора на основе известных данных о положении моды в пространственном спектре. Целью работы является расширение аналитических подходов ТСМ.

ТРЕХСЛОЙНАЯ СТРУКТУРА

Трехслойная структура является простейшей оптической структурой, способной поддерживать интерференционные режимы [20]. Рассмотрим трехслойную структуру, состоящую из слоев L_{l-1} , L_l , и L_{l+1} с комплексными показателями преломления n_{l-1} , n_l , и n_{l+1} соответственно, где l – номер слоя, n_i представляется как $n_i = n'_i + i n''_i$. Диэлектрические проницаемости выражаются как $\varepsilon_i = n_i^2$, где $i = l - 1, l, l + 1$. Слои L_{l-1} и L_{l+1} полубесконечные вдоль оси z . Толщина промежуточного слоя L_l составляет d_l . В следующем моделировании предполагается, что слои однородны с плоскими границами раздела.

Далее дадим обозначения падения плоской волны на границу раздела $I_{k,k+1}$. Для каждой плоской волны, распространяющейся в слое L_k , комплексные коэффициенты амплитуды, отражения и прохождения обозначаются как $H_{k,k+1}$, $r_{k,k+1}$ и $t_{k,k+1}$ соответственно, а для плоской волны, распространяющейся в слое L_{k+1} как $H_{k+1,k}$, $r_{k+1,k}$, и $t_{k+1,k}$ соответственно.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ МОД

Предположим падение плоской волны $h_{l-1}^+(x, z, \alpha) = H_{l-1,l} \exp\{ik_0[\alpha x + \beta_{l-1}(\alpha)z]\}$ s- или p-поляризации в слое L_{l-1} трехслойной структуры на границу раздела слоев L_{l-1} и L_l вдоль оси z в положительном направлении. Проекция постоянной распространения на оси x и z определяются как $k_0\alpha$ и $k_0\beta_l$, соответственно; $k_0 = 2\pi/\lambda$ – волновое число свободного пространства, λ – длина волны в свободном пространстве; α и $\beta_l = \sqrt{\varepsilon_l - \alpha^2}$ являются нормализованными константами распространения вдоль осей x и z , соответственно. Падающая плоская волна с комплексной амплитудой $H_{l-1,l}$ на границе раздела $I_{l-1,l}$ передается в слой L_l с коэффициентом пропускания $t_{l-1,l}$. В результате многократных отражений передаваемого поля в слое L_l создается интерференционное поле h_l , представляемое в виде суперпозиции падающей и отраженной волн:

$$h_l(x, z, \alpha) = H_{l,l+1}(\alpha) \exp(ik_0\alpha x) \times \{r_{l,l+1} \exp[-ik_0\beta_l(z - d_l)] + \exp[ik_0\beta_l(z - d_l)]\}, \quad (1)$$

где коэффициент отражения $r_{l,l+1}$ находится как [28; 29]

$$r_{l,l+1}^p = \frac{\beta_l/\varepsilon_l - \beta_{l+1}/\varepsilon_{l+1}}{\beta_l/\varepsilon_l + \beta_{l+1}/\varepsilon_{l+1}} \text{ и } r_{l,l+1}^s = \frac{\beta_l - \beta_{l+1}}{\beta_l + \beta_{l+1}}$$

для p- и s-поляризаций, соответственно.

Поле интерференции h_l в слое L_l затем отражается обратно в слой L_{l-1} и передается в слой L_{l+1} с коэффициентами полного отражения $r_{l-1,l+1} = (r_{l-1,l}H_{l-1,l} + t_{l,l-1}H_{l,l-1})/H_{l-1,l}$ и пропускания $t_{l-1,l+1} = t_{l,l+1}H_{l,l+1}/H_{l-1,l}$, соответственно. Спектры отражения и пропускания характеризуются регулярными изменениями интенсивности в спектрах длины волны и угла падения дальнего поля. При-

мер спектров пропускания приведен на рис. 2. Появление таких изменений интенсивности связывают с возбуждением интерференционных мод [3].

Далее анализируем условия возбуждения мод в трехслойных структурах. Комплексная амплитуда $H_{l,l+1}(\alpha)$ на границе раздела $L_{l-1,l}$ определяется как $H_{l,l+1} = \chi_l v_l t_{l-1,l} H_{l-1,l}$, где $v_l = \exp(ik_0 \beta_l d_l)$ – коэффициент передачи комплексной амплитуды поля на границах раздела $L_{l-1,l}$ и $L_{l,l+1}$ при распространении плоской волны в слое L_l , где

$$\chi_l(\alpha) = \sigma_l^{-1} \quad (2)$$

– коэффициент, описывающий усиление амплитуды поля интерференции в слое L_l с $\sigma_l(\alpha) = 1 - v_l^2 r_{l,l-1} r_{l,l+1}$. Анализ σ_l уточняет возникновение нормальных электромагнитных мод в трехслойных интерференционных резонаторах. При некотором комплексном значении $\alpha = \gamma = \gamma' + i\gamma''$ условие возбуждения мод,

$$\sigma_l(\gamma) = 0, \quad (3)$$

выполняется, где γ – комплексная константа распространения моды. Согласно (1) и (2), при $\sigma_l \rightarrow 0$, $\chi_l \rightarrow \infty$, амплитуда поля h_l в слое L_l резонансно возрастает.

Соотношение (3) можно получить следующим образом

$$k_0 \beta_l(\gamma) d_l = \pi m + i \ln \frac{\beta_l(\gamma) \bar{w}_{l,l-1} - \beta_{l-1}(\gamma) \bar{w}_{l-1,l}}{(\varepsilon_l - \varepsilon_{l-1})^{1/2}} \bar{p}_{l,l-1} + i \ln \frac{\beta_l(\gamma) \bar{w}_{l,l+1} - \beta_{l+1}(\gamma) \bar{w}_{l+1,l}}{(\varepsilon_l - \varepsilon_{l+1})^{1/2}} \bar{p}_{l,l+1}, \quad m \in \mathbf{Z}, \quad (4)$$

где коэффициенты, зависящие от поляризации, имеют значения $\bar{w}_{l,k} = 1$, $\bar{p}_{l,k} = 1$ и $\bar{w}_{l,k} = (\varepsilon_k / \varepsilon_l)^{1/2}$, $\bar{p}_{l,k} = \gamma_{l,k}(\gamma^2 - \gamma_{l,k}^2)^{-1/2}$, в случае s- и p-поляризаций, соответственно; $\gamma_{l,k}$ задается как $\gamma_{l,k} = [\varepsilon_l \varepsilon_k / (\varepsilon_l + \varepsilon_k)]^{1/2}$, k принимает значения $l-1$ или $l+1$.

Следующее дисперсионное соотношение можно получить дополнительно, используя соотношение (4):

$$ik_0 \beta_l(\gamma) d_l + i\pi m = \frac{1}{2} \ln q_{l,l+1} q_{l,l-1}, \quad (5)$$

и из (5) можно выделить два случая генерации мод в зависимости от действительной части константы распространения моды:

$$\begin{aligned} q_{l,l+1} &= \frac{1 + g_{l,l+1}}{1 - g_{l,l+1}}, \quad q_{l,l-1} = \frac{1 + g_{l,l-1}}{1 - g_{l,l-1}}, \quad \text{Re}(g_{l,k}) < 1, \\ q_{l,l+1} &= \frac{g_{l,l+1} + 1}{g_{l,l+1} - 1}, \quad q_{l,l-1} = \frac{g_{l,l-1} + 1}{g_{l,l-1} - 1}, \quad \text{Re}(g_{l,k}) > 1, \end{aligned} \quad (6)$$

где $g_{l,k} = \beta_k / (\bar{w}_{l,k}^2 \beta_l)$.

Соотношения (5) для трехслойных структур характеризуют возбуждение волноводной моды [30], моды Фабри-Перо [31], антисимметричных и симметричных связанных плазмонных мод [32]. Выбор соотношения в выражениях (5) зависит от значений $g_{l,k}$. В частности, для p- и s-поляризаций компоненты $g_{l,k}$, соответственно, следующие:

$$g_{l,k}^p = \frac{\varepsilon_l \sqrt{\varepsilon_k - \alpha^2}}{\varepsilon_k \sqrt{\varepsilon_l - \alpha^2}} \quad \text{и} \quad g_{l,k}^s = \frac{\sqrt{\varepsilon_k - \alpha^2}}{\sqrt{\varepsilon_l - \alpha^2}}. \quad (7)$$

ПАРАМЕТРЫ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ СТРУКТУР

Далее, без ограничения общности, рассмотрим первое дисперсионное уравнение (5). Толщину интерференционного слоя d_l можно получить с помощью (5) как

$$d_{l,m}(\gamma) = \text{Re} \left[\frac{\lambda}{2\beta_l(\gamma)} \left(m - i \frac{1}{2\pi} \ln q_{l,l+1} q_{l,l-1} \right) \right], \quad (8)$$

где m обозначает порядок моды. При $m = 0$ толщина промежуточного слоя в трехслойной конфигурации находится как

$$d_{l,0}(\gamma) = -\operatorname{Re} \left[i \frac{\lambda}{2\beta_l(\gamma)} \frac{1}{2\pi} \ln q_{l,l+1} q_{l,l-1} \right]. \quad (9)$$

Соотношение (8) можно переписать для произвольного m с помощью (9) следующим образом

$$d_{l,m}(\gamma) = m \frac{\lambda}{2} \operatorname{Re} \frac{1}{\beta_l(\gamma)} + d_{l,0}(\gamma). \quad (10)$$

Соотношение (10) позволяет предположить, что для мод с одинаковыми константами распространения γ можно установить следующую связь между толщинами промежуточного слоя:

$$d_{l,m+j}(\gamma) - d_{l,m}(\gamma) = j \frac{\lambda}{2} \operatorname{Re} \frac{1}{\beta_l(\gamma)}. \quad (11)$$

Действительную часть показателя преломления n' непоглощающего слоя L_l можно приближенно получить при $\theta = 0^\circ$ и $\beta_l(0) = n'$ как

$$n'_l \approx j \frac{\lambda}{2[d_{l,m+j}(0) - d_{l,m}(0)]}. \quad (12)$$

Полагая, что диэлектрическая проницаемость слоя L_l с малым поглощением является комплексной, $\varepsilon_l = \varepsilon'_l + i\varepsilon''_l$, то составляющую $\operatorname{Re} \beta_l^{-1}(\gamma')$ в выражении (11) можно получить как

$$\operatorname{Re} \frac{1}{\beta_l(\gamma')} \approx \frac{1}{\sqrt{\varepsilon'_l - \gamma'^2}} \left[1 + \frac{1}{8} \left(\frac{\varepsilon''_l}{\varepsilon'_l - \gamma'^2} \right)^2 \right], \quad (13)$$

где $\gamma' = n_{l-1} \sin \theta$, θ – угол падения плоской волны к нормали к поверхности, приводящий к максимальному усилению поля интерференционной моды. Согласно выражениям (13) и (11), увеличение поглощения в слое L_l приводит к увеличению разницы между резонансными толщинами слоя L_l , обеспечивающими возбуждение мод с одинаковыми действительными частями показателей преломления мод при фиксированной длине волны.

Поэтому поглощение в слое L_l , определяемое значением n'' , можно оценить с помощью выражений (10) и (12) как

$$n''_l \approx \frac{n'^2_l - \gamma'^2}{n'_l} \sqrt{2 \left\{ \sqrt{n'^2_l - \gamma'^2} \frac{2[d_{l,m+j}(\gamma') - d_{l,m}(\gamma')]}{j\lambda} - 1 \right\}}. \quad (14)$$

В случае нормального падения соотношение (14) можно свести к виду

$$n''_l \approx n'_l \sqrt{2 \left\{ n'_l \frac{2[d_{l,m+j}(0) - d_{l,m}(0)]}{j\lambda} - 1 \right\}}. \quad (15)$$

В случае поглощающих слоев мнимые части $g_{l,k}^p$, $g_{l,k}^s$, $q_{l,l+1}$, и $q_{l,l-1}$ отличны от нуля. Это приводит к зависимости $d_{l,0}(\gamma)$, определяемой выражением (9), от состояния поляризации. В случае непоглощающих материалов $d_{l,0}(\gamma)$ не зависит от состояния поляризации, $d_{l,0}(\gamma) = 0$, и положения резонансов совершенно одинаковы для s- и p-поляризаций с константами распространения мод

$$\gamma_m = \sqrt{\varepsilon_l - \left(\frac{\lambda}{2d_{l,m}} m \right)^2}. \quad (16)$$

Сначала рассмотрим влияние поглощения в слое L_{l+1} на резонансную длину волны и толщину непоглощающего слоя L_l . Предположим, например, что слой L_{l+1} является поглощающим, $n_{l+1} = n'_{l+1} + in''_{l+1}$. Соотношение (9) можно записать в следующем виде:

$$\frac{4\pi d_{l,0}}{\lambda} = \operatorname{Re} \left[-\frac{i}{\beta_l} (\ln q_{l,l+1} + \ln q_{l,l-1}) \right]. \quad (17)$$

Для простоты рассмотрим случай резонансов вблизи $\theta = 0^\circ$. Компоненты $g_{l,k}$, определенные в (7), получаются при $\theta = 0^\circ$ как

$$g_{l,k}^p = n_l / n_k \text{ и } g_{l,k}^s = n_k / n_l. \quad (18)$$

Подставив выражения (18) и (6) в (17) и полагая непоглощающие слои L_{l-1} и L_l , получим в случае нормального падения

$$\frac{4\pi n_l d_{l,0}}{\lambda} = \operatorname{Re}\{-i[\ln(n_l + n_{l+1}) - \ln(n_{l+1} - n_l)]\}. \quad (19)$$

Решая выражение (19), последовательно получаем

$$\frac{4\pi n_l d_{l,0}}{\lambda} = \operatorname{arccot} \frac{n'_{l+1} + n_l}{n''_{l+1}} - \operatorname{arccot} \frac{n'_{l+1} - n_l}{n''_{l+1}}, \quad (20)$$

$$\cot \frac{4\pi n_l d_{l,0}}{\lambda} = \frac{\frac{n'_{l+1} + n_l}{n''_{l+1}} \frac{n'_{l+1} - n_l}{n''_{l+1}} + 1}{\frac{n'_{l+1} + n_l}{n''_{l+1}} - \frac{n'_{l+1} - n_l}{n''_{l+1}}}, \quad (21)$$

$$\cot \frac{4\pi n_l d_{l,0}}{\lambda} = \frac{n'^2_{l+1} - n_l^2 + n''^2_{l+1}}{2n''_{l+1}n_l}. \quad (22)$$

Уравнение (22) предполагает, что резонансная длина волны увеличивается с увеличением поглощения в слое L_{l+1} .

В случае малых n''_{l+1} , $n''_{l+1} \ll n'_{l+1}$, мнимую часть показателя преломления n''_{l+1} приближенно можно получить из соотношения (22) следующим образом:

$$n''_{l+1} = \tan\left(\frac{4\pi n_l d_{l,0}}{\lambda}\right) \frac{n'^2_{l+1} - n_l^2}{2n_l}. \quad (23)$$

Далее рассмотрим другой случай, когда слой L_l является поглощающим, $n_l = n'_l + in''_l$, а слои L_{l-1} и L_{l+1} – непоглощающими. Соотношение (17) можно представить при $\theta = 0^\circ$ в виде

$$4\pi \frac{\beta_l(0)d_{l,0}}{\lambda} = \operatorname{arccot} \frac{n'_{l+1} + n'_l}{n''_l} + \operatorname{arccot} \frac{n'_{l+1} - n'_l}{n''_l} + \operatorname{arccot} \frac{n'_{l-1} + n'_l}{n''_l} + \operatorname{arccot} \frac{n'_{l-1} - n'_l}{n''_l}. \quad (24)$$

Подставив аппроксимацию (13) в выражение (24), получим

$$\cot \left\{ 4\pi \frac{n'_l d_{l,0}}{\lambda} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{n''_l}{n'_l} \right)^2 \right]^{-1} \right\} = \frac{(n'^2_{l+1} - n'^2_l - n''^2_l)(n'^2_{l-1} - n'^2_l - n''^2_l) - 4n'_{l+1}n'_{l-1}n''^2_l}{2n''_l(n'_{l+1} + n'_{l-1})(n'_{l-1}n'_{l+1} - n'^2_l - n''^2_l)}. \quad (25)$$

В случае малых n''_l , $n''_l \ll n'_l$, n''_l можно приближенно оценить соотношением (25) следующим образом:

$$n''_l = \tan\left(4\pi \frac{n'_l d_{l,0}}{\lambda}\right) \frac{(n'^2_{l+1} - n'^2_l)(n'^2_{l-1} - n'^2_l)}{2(n'_{l+1} + n'_{l-1})(n'_{l-1}n'_{l+1} - n'^2_l)}. \quad (26)$$

Для оценки оптических характеристик структур металл-диэлектрик-металл и диэлектрик-металл-диэлектрик, т.е. в случае структур, содержащих слои с высоким поглощением, соотношения (22) и (25) могут быть решены численно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальное получение оптических характеристик слоистых структур осуществляется регистрацией спектров при изменении угла падения световой волны или длины волны света. В задачи оптической сенсорики входит определение параметров материалов, окружающих оптическую структуру или входящих в ее состав. Если характерные размеры структуры малы, это приводит к большой ошибке определения материальных констант или геометрических размеров слоев. Метод оценки параметров поглощающих слоистых структур, обеспечивающих возбуждение интерференционных мод, на основе их резонансных характеристик как в частотном, так и в пространственном спектрах, разработанный в

настоящей работе, позволяет осуществлять оценку действительной части показателя преломления, а также низких значений поглощения отдельных слоев в компактной ограниченной области. Результаты настоящего исследования могут быть полезны для оптимизации резонансных структур, а также их оптических характеристик для сенсорики, оптических вычислений, спектроскопии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

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, Z. Sekkat // *Annalen der Physik.* – 2018. – Vol. 530. – № 4. – P. 1700411. – DOI: 10.1002/andp.201700411.
2. *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.* – 2016. – Vol. 11. – № 2. – P. 433-440. – DOI: 10.1007/s11468-015-0047-7.
3. *Nesterenko, D.V.* Resonance characteristics of transmissive optical filters based on metal/dielectric/metal structures / D.V. Nesterenko // *Comput. Opt.* – 2020. – Vol. 44. – № 2. – P. 219-228. – DOI: 10.18287/2412-6179-CO-681.
4. *Nesterenko, D.V.* Fabry–Pérot Resonances in Planar Metal–Insulator–Metal Structures for Optical Data Processing: A Review / D.V. Nesterenko, S. Hayashi, V. Soifer // *Physics of Wave Phenomena.* – 2023. – Vol. 31. – № 5. – P. 293-311. – DOI: 10.3103/S1541308X23050096.
5. *Silva, A.* Performing Mathematical Operations with Metamaterials / A. Silva, F. Monticone, G. Castaldi, V. Galdi, A. Alù, N. Engheta // *Science.* – 2014. – Vol. 343. – № 6167. – P. 160-163. – DOI: 10.1126/science.1242818.
6. *Solli, D.R.* Analog optical computing / D.R. Solli, B. Jalali // *Nature Photonics.* – 2015. – Vol. 9. – № 11. – P. 704-706. – DOI: 10.1038/nphoton.2015.208.
7. *Kazanskiy, N.L.* Optical Computing: Status and Perspectives / N.L. Kazanskiy, M.A. Butt, S.N. Khonina // *Nanomaterials.* – 2022. – Vol. 12. – № 13. – P. 2171. – DOI: 10.3390/nano12132171.
8. *Zhu, T.F.* Plasmonic computing of spatial differentiation / T.F. Zhu, Y.H. Zhou, Y.J. Lou, H. Ye, M. Qiu, Z.C. Ruan, S.H. Fan // *Nat. Commun.* – 2017. – Vol. 8. – P. 15391. – DOI: 10.1038/ncomms15391.
9. *Shu, S.* Triple-layer Fabry–Pérot absorber with near-perfect absorption in visible and near-infrared regime / S. Shu, Z. Li, Y.Y. Li // *Optics Express.* – 2013. – Vol. 21. – № 21. – P. 25307-25315. – DOI: 10.1364/OE.21.025307.
10. *Yan, M.* Metal–insulator–metal light absorber: a continuous structure / M. Yan // *Journal of Optics.* – 2013. – Vol. 15. – № 2. – P. 025006. – DOI: 10.1088/2040-8978/15/2/025006.
11. *Li, Z.* Large-Area, Lithography-Free Super Absorbers and Color Filters at Visible Frequencies Using Ultrathin Metallic Films / Z. Li, S. Butun, K. Aydin // *ACS Photonics.* – 2015. – Vol. 2. – № 2. – P. 183-188.
12. *Ng, C.* Plasmonic Near-Complete Optical Absorption and Its Applications / C. Ng, L. Wesemann, E. Panchenko, J. Song, T.J. Davis, A. Roberts, D.E. Gómez // *Advanced Optical Materials.* – 2019. – Vol. 7. – № 14. – P. 1801660. – DOI: 10.1002/adom.201801660.
13. *Seo, M.* Printing of Highly Vivid Structural Colors on Metal Substrates with a Metal–Dielectric Double Layer / M. Seo, J. Kim, H. Oh, M. Kim, I.U. Baek, K.-D. Choi, J.Y. Byun, M. Lee // *Advanced Optical Materials.* – 2019. – Vol. 7. – № 13. – P. 1900196. – DOI: 10.1002/adom.201900196.
14. *Tan, J.* Numerical Study of an Au–ZnO–Al Perfect Absorber for a Color Filter with a High Quality Factor / J. Tan, Z. Wu, K. Xu, Y. Meng, G. Jin, L. Wang, Y. Wang // *Plasmonics.* – 2020. – Vol. 15. – № 1. – P. 293-299. – DOI: 10.1007/s11468-019-01047-z.
15. *Deng, H.* Broadband perfect absorber based on one ultrathin layer of refractory metal / H. Deng, Z. Li, L. Stan, D. Rosenmann, D. Czaplewski, J. Gao, X. Yang // *Optics Letters.* – 2015. – Vol. 40. – № 11. – P. 2592-2595. – DOI: 10.1364/OL.40.002592.
16. *Chirumamilla, M.* Multilayer tungsten–alumina-based broadband light absorbers for high-temperature applications / M. Chirumamilla, A.S. Roberts, F. Ding, D. Wang, P.K. Kristensen, S.I. Bozhevolnyi, K. Pedersen // *Optical Materials Express.* – 2016. – Vol. 6. – № 8. – P. 2704-2714. – DOI: 10.1364/OME.6.002704.
17. *Abedini Dereshgi, S.* Ultra-Broadband, Lithography-Free, and Large-Scale Compatible Perfect Absorbers: The Optimum Choice of Metal layers in Metal–Insulator–Metal Multilayer Structures / S. Abedini Dereshgi, A. Ghobadi, H. Hajian, B. Butun, E. Ozbay // *Scientific Reports.* – 2017. – Vol. 7. – № 1. – P. 14872. – DOI: 10.1038/s41598-017-13837-8.
18. *Chekhonina, S.V.* Research plasmon polaritons resonances with use method of transfers-matrixes / S.V. Chekhonina // *Izvestiya Samarskogo nauchnogo centra Rossijskoj akademii nauk.* – 2012. – Vol. 14. – № 4. – P. 232-235.
19. *Haus, H.A.* Waves and fields in optoelectronics / H.A. Haus. – Englewood Cliffs; London: Prentice-Hall, 1984.
20. *Nesterenko, D.V.* Ab initio spatial coupled-mode theory of Fano resonances in optical responses of multilayer interference resonators / D.V. Nesterenko, S. Hayashi, V. Soifer // *Physical Review A.* – 2022. – Vol. 106. – № 2. – P. 023507. – DOI: 10.1103/PhysRevA.106.023507.
21. *Fano, U.* Sullo spettro di assorbimento dei gas nobili presso il limite dello spettro darco / U. Fano // *Il Nuovo Cimento.* – 1935. – Vol. 12. – № 3. – P. 154-161.
22. *Fano, U.* Effects of Configuration Interaction on Intensities and Phase Shifts / U. Fano // *Phys. Rev.* – 1961. – Vol. 124. – № 6. – P. 1866-1878. – DOI: 10.1103/PhysRev.124.1866.
23. *Gallinet, B.* Ab initio theory of Fano resonances in plasmonic nanostructures and metamaterials / B. Gallinet, O.J.F. Martin // *Phys. Rev. B.* – 2011. – Vol. 83. – № 23. – P. 235427.
24. *Marinica, D.C.* Bound States in the Continuum in Photonics / D.C. Marinica, A.G. Borisov, S.V. Shabanov // *Phys. Rev. Lett.* – 2008. – Vol. 100. – № 18. – P. 183902.
25. *Wu, F.* Giant Enhancement of the Goos–Hänchen Shift Assisted by Quasibound States in the Continuum / F. Wu, J. Wu, Z. Guo, H. Jiang, Y. Sun, Y. Li, J. Ren, H. Chen // *Phys. Rev. Appl.* – 2019. – Vol. 12. – P. 014028.

26. Wu, F. Dual quasibound states in the continuum in compound grating waveguide structures for large positive and negative Goos-Hänchen shifts with perfect reflection / F. Wu [et al.] // *Phys. Rev. A*. – 2021. – Vol. 104. – P. 023518.
27. Nesterenko, D.V. Fano Approximation as a Fast and Effective Way for Estimating Resonance Characteristics of Surface Plasmon Structures / D.V. Nesterenko, R. Pavelkin, S. Hayashi, Z. Sekkat, V. Soifer // *Plasmonics*. – 2021. – P. 1-11. – DOI: 10.1007/s11468-020-01364-8.
28. Yeh, P. Electromagnetic propagation in periodic stratified media I General theory / P. Yeh, A. Yariv, C.-S. Hong // *J. Opt. Soc. Am.* – 1977. – Vol. 67. – № 4. – P. 423-38.
29. Markos, P. Wave Propagation From Electrons to Photonic Crystals and Left-Handed Materials / P. Markos, C.M. Soukoulis. – Princeton University Press, 2008.
30. Marcuse, D. Theory of dielectric optical waveguides / D. Marcuse. – New York: Academic Press, 1974.
31. Fabry, C. Théorie et applications d'une nouvelle méthode de spectroscopie interférentielle / C. Fabry, A. Pérot // *Ann. de Chim. et de Phys.* – 1899. – Vol. 16. – № 7. – P. 115-144.
32. Dionne, J.A. Plasmon slot waveguides: Towards chip-scale propagation with subwavelength-scale localization / J.A. Dionne, L.A. Sweatlock, H.A. Atwater, A. Polman // *Phys. Rev. B*. – 2006. – Vol. 73. – № 3. – P. 035407.

MODELING METHOD FOR CHARACTERIZATION OF ABSORPTIVE PLANAR INTERFERENCE RESONATORS

© 2025 D.V. Nesterenko

Samara National Research University named after academician S.P. Korolyov, Samara, Russia

The development of mathematical models for both resonant systems and their environment with structural and material parameters based on experimental measurements of optical spectra is widely used, for example, in optical sensing, filtering, and spectroscopy. In sensing or infrared spectroscopy, the estimation of absorption in continuous media is an important problem, where the accuracy decreases as the characteristic dimensions of structures become smaller. In the present work, the possibility of implementation of planar dielectric and metal-dielectric resonance structures that support the excitation of interference modes for investigating absorption in materials is considered. Conventionally, the relationship between spectral values and parameters of layered dielectric and metal-dielectric structures is determined through numerical approximation of recorded spectra. For analytical description and interpretation of resonant effects in the spectra of resonant structures, coupled-mode theory approaches are used, which, however, do not reveal the conditions for eigenmodes excitation. In the present work, to describe the influence of optical and geometric parameters of interference structures supporting the excitation of waveguide, Fabry-Pérot, symmetric and antisymmetric plasmonic normal modes on the characteristics of the resonance profile, a mathematical method for modeling optical characteristics of absorbing layers in interference resonators based on changing the excitation conditions of their eigenmodes has been developed. Within the framework of the developed method, dispersion relations describing the behavior of propagation constants of interference modes are used to obtain analytical expressions relating individual parameters of layered resonant systems. The developed method can be used for the estimation of material characteristics of the examined media eliminating the need for iterative spectral approximations.

Keywords: mathematical method, interference modes, planar structures, approximation, resonance characteristics, resonators, absorption.

DOI: 10.37313/1990-5378-2025-27-6-214-220

EDN: NKXAZG