

Развита теория параметрического усиления с учетом дифракции, что позволило детально изучить процесс приготовления сжатых состояний в случае как попутного, так и встречного взаимодействия. Показано, что конечная угловая апертура взаимодействующих пучков приводит к изменению наблюдаемого эффекта сжатия из-за различных условий параметрического усиления для разных угловых компонент излучения. При этом в поле сжатого состояния расходящейся волны может иметь место как деградация сжатия, так и (в случае сжатия классического шума) его улучшение.

Авторы благодарны проф. С. А. Ахманову за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Колобов М. И., Соколов И. Б. // ЖЭТФ. 1986. 90. С. 1889. [2] Клышко Д. Н. // ЖЭТФ. 1986. 90. С. 1172. [3] Смирнов Д. Ф., Трошин А. С. // УФН. 1987. 153. С. 233. [4] Slusher R. E., Holiberg L. W., Yurke B., Mertz J. C., Valley J. F. // Phys. Rev. Lett. 1985. 55. P. 2409. [5] Reid M. D., Walls D. F. // Phys. Rev. 1985. A31. P. 1622. [6] Yurke B. // Phys. Rev. 1985. A32. P. 300; 311. [7] Kumar P., Shapiro H. // Phys. Rev. 1984. A30. P. 1568. [8] Wu L., Kimble H. J., Hall J. L., Wu H. // Phys. Rev. Lett. 1986. 57. P. 2520. [9] Ахманов С. А., Хохлов Р. В. // Радиотехн. и электроника. 1961. 6. С. 1813. [10] Ахманов С. А., Белинский А. В., Чиркин А. С. // Квант. электроника. 1988. 15. С. 873.

Поступила в редакцию
25.01.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 3

УДК 535.417

СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА ТОНКОСЛОЙНЫХ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ФИЛЬТРОВ

А. В. Козарь, А. В. Козлов

(кафедра радиофизики СВЧ)

Аналитически показана возможность синтеза тонкослойных интерференционных фильтров, у которых не только оптические толщины слоев, но и полная оптическая толщина всей структуры могут быть сделаны существенно меньше длины волны.

В ранее опубликованных работах была показана возможность синтеза нового класса согласующих структур — тонкослойных интерференционных согласователей (ТИС) [1—3]. Такие согласователи отличаются по своим структурным свойствам от других известных до настоящего времени согласующих слоистых систем тем, что как отдельные слои ТИС, так и полная его оптическая толщина могут быть сделаны существенно меньше четвертьволновой. Это представляет несомненный интерес для расширения фундаментальных представлений о свойствах слоисто-неоднородных сред, а также для широкого круга задач прикладной физики.

Полученные в работах [1—3] аналитические соотношения позволяют проводить аналитически как анализ, так и синтез ТИС, однако из этих соотношений не следует возможность синтеза подобных им по своим структурным свойствам слоистых сред типа тонкослойных фильтров, т. е. структур, показатели преломления граничных сред слева и справа от которых одинаковы. В настоящей работе рассмат-

ривается возможность синтеза тонкослойных интерференционных фильтров (ТИФ) на основе подхода, развитого в [1—3], и анализируются их основные структурные особенности и свойства.

Пусть плоская монохроматическая волна, распространяющаяся слева направо, падает нормально на многослойную структуру, состоящую из произвольного числа плоскопараллельных слоев без поглощения с показателями преломления n_1 (крайний правый слой) и n_2 и с толщинами соответственно d_1 и d_2 , периодом n_1, n_2 (четное число слоев $N=2k$) или n_1, n_2, n_1 (нечетное число слоев $N=2k+1$). В работе [3] было показано, что все возможные решения задачи о нахождении толщин слоев такой слоистой структуры, обеспечивающих полное пропускание распространяющейся через нее волны, могут быть получены из системы уравнений

$$M_{11}M_{21} - M_{22}M_{12}n_H^2 = 0, \quad (1)$$

$$M_{22}M_{21} - M_{11}M_{12}n_L^2 = 0, \quad (2)$$

где n_L и n_H — показатели преломления сред слева и справа от структуры соответственно; M_{ij} — элементы характеристической матрицы N -слойной структуры:

для $N=2k$

$$M_{11} = m_{11}U_{k-1}(x) - U_{k-2}(x),$$

$$M_{12} = m_{12}U_{k-1}(x),$$

$$M_{21} = m_{21}U_{k-1}(x),$$

$$M_{22} = m_{22}U_{k-1}(x) - U_{k-2}(x),$$

для $N=2k+1$

$$M_{11} = (m_{11}U_{k-1}(x) - U_{k-2}(x))a_{11} + m_{12}a_{21}U_{k-1}(x),$$

$$M_{12} = (m_{11}U_{k-1}(x) - U_{k-2}(x))a_{12} + m_{12}a_{22}U_{k-1}(x),$$

$$M_{21} = (m_{22}U_{k-1}(x) - U_{k-2}(x))a_{21} + m_{21}a_{11}U_{k-1}(x),$$

$$M_{22} = (m_{22}U_{k-1}(x) - U_{k-2}(x))a_{22} + m_{21}a_{12}U_{k-1}(x),$$

где m_{ij} и a_{ij} — элементы характеристических матриц двухслойного периода и одного слоя структуры соответственно; $U_{k-1}(x)$, $U_{k-2}(x)$ — полиномы Чебышева второго рода:

$$m_{11} = \cos \beta_1 d_1 \cos \beta_2 d_2 - \frac{n_1}{n_2} \sin \beta_1 d_1 \sin \beta_2 d_2; \quad a_{11} = \cos \beta_1 d_1,$$

$$m_{12} = \frac{1}{n_1} \cos \beta_2 d_2 \sin \beta_1 d_1 + \frac{1}{n_2} \cos \beta_1 d_1 \sin \beta_2 d_2; \quad a_{12} = \frac{1}{n_1} \sin \beta_1 d_1,$$

$$m_{21} = n_2 \cos \beta_1 d_1 \sin \beta_2 d_2 + n_1 \cos \beta_2 d_2 \sin \beta_1 d_1; \quad a_{21} = n_1 \sin \beta_1 d_1,$$

$$m_{22} = \cos \beta_1 d_1 \cos \beta_2 d_2 - \frac{n_2}{n_1} \sin \beta_1 d_1 \sin \beta_2 d_2; \quad a_{22} = \cos \beta_1 d_1,$$

$$U_k(x) = \frac{\sin((k+1) \arccos x)}{\sqrt{1-x^2}}; \quad x = \cos \beta_1 d_1 \cos \beta_2 d_2 - \rho \sin \beta_1 d_1 \sin \beta_2 d_2,$$

$$\rho = \frac{n_1^2 + n_2^2}{2n_1 n_2}; \quad \beta_i = \frac{2\pi n_i}{\lambda}; \quad i = 1, 2,$$

d_i — толщина i -го слоя структуры.

В рассматриваемом нами случае, т. е. когда $n_L = n_H \equiv n$, эквивалентная (1)–(2) система имеет вид

$$M_{11} = M_{22}, \quad (3)$$

$$M_{12}n^2 = M_{21}. \quad (4)$$

Подставив в (3) и (4) выражения для элементов матриц M_{ij} , m_{ij} и a_{ij} , исключив при этом тривиальные решения, соответствующие полуволновым и четвертьволновым толщинам слоев структуры, рассмотрим, как и в [3], лишь решения, соответствующие минимальным значениям толщин ее слоев.

Тогда для четного числа слоев ($N=2k$) получим

$$U_{k-1}(x) = 0. \quad (5)$$

Уравнение (5) позволяет получить соотношение, связывающее функции T_1 ($T_1 \equiv \operatorname{tg} \beta_1 d_1$) и T_2 ($T_2 \equiv \operatorname{tg} \beta_2 d_2$), которое и определяет, по существу, требования, предъявляемые к толщинам слоев структуры для реализации ее в качестве ТИФ:

($N=2k$)

$$\cos \frac{\pi}{k} = \frac{1 - \rho T_1 T_2}{V(1 + T_1^2)(1 + T_2^2)}, \quad (6)$$

или

$$T_2 = \frac{\rho T_1 \pm \sqrt{(1 + T_1^2)(\sin^2(\pi/k) + T_1^2(\rho^2 - \cos^2(\pi/k))) \cos \pi/k}}{\rho^2 T_1^2 - (1 + T_1^2) \cos^2(\pi/k)}, \quad (7)$$

причем из (6) видно, что тонкослойный ТИФ с четным числом слоев реализуем лишь при $k \geq 2$.

Для структур с нечетным числом слоев ($N=2k+1$) соответственно получим

($N=2k+1$)

$$T_2 \cong \frac{n_1 n_2 (n_1^2 - n^2) ((k+1) T_1 - B_{k-1} T_1^3)}{(B_k (n_1^4 - n_2^2 n^2) + 2B_{k-1} n_1^2 (n_2^2 - n^2)) T_1^2 - k n_1^2 (n_2^2 - n^2)}, \quad (8)$$

где

$$B_k = k(k+1)(k+2)/6$$

Соотношение (8) получено методом, описанным в [3], в приближении малости функций T_2 и T_1 , причем относительная ошибка в определении d_i при этом не превышает величины 2% уже при $k=4$.

Как следует из соотношений (7) и (8), для синтеза ТИФ необходимо выполнить лишь условие связи между толщинами его слоев в периоде, выбор же самой толщины d_1 (или d_2) произволен. Таким образом, при заданных параметрах n_1 , n_2 , n , N и λ может быть реализовано множество ТИФ, отличающихся толщинами его слоев в периоде, что дает возможность удовлетворить самым разнообразным требованиям, предъявляемым к ТИФ при решении конкретных задач, технологического или физического характера. Кроме того, из (7) и (8) следует, что при данном соотношении между толщинами слоев ТИФ их абсолютное значение обратно пропорционально числу слоев N всей структуры, что еще более расширяет возможности ТИФ.

Как было показано в работе [4], одним из общих свойств тонко-слоистых сред является то, что при равенстве оптических толщин их слоев ($n_1 d_1 = n_2 d_2$) суммарная оптическая толщина таких структур минимальна. Для ТИФ в таком случае из (7) и (8) получаем для $N=2k$

$$d_i = \frac{1}{\beta_i} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{1 - \cos(\pi/k)}{p + \cos(\pi/k)}}, \quad (9)$$

для $N=2k+1$

$$d_i = \frac{1}{\beta_i} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{n_1 n_2 (n_1^2 - n^2) (k+1) + n_1^2 (n_2^2 - n^2) k}{B_k (n_1^4 - n_2^2 n^2) + 2B_{k-1} n_1^2 (n_2^2 - n^2) + B_{k-1} n_1 n_2 (n_1^2 - n^2)}}. \quad (10)$$

Из (9) и (10) легко получить асимптотическое соотношение для d_i при $k \gg 1$, которое независимо от четности числа слоев ТИФ и параметров граничных с ним сред имеет вид

$$d_i = \frac{1}{N} \frac{\lambda}{n_i} \frac{\sqrt{n_1 n_2}}{n_1 + n_2}. \quad (11)$$

Из (11) видно, что и в этом случае толщина слоев ТИФ обратно пропорциональна числу его слоев N . Полная оптическая толщина такого ТИФ при этом равна

$$D = \lambda \frac{\sqrt{n_1 n_2}}{n_1 + n_2}, \quad (12)$$

которая, как видно из (12), при любых n_1 и n_2 ($n_1 \neq n_2$) удовлетворяет неравенству

$$D < \lambda/2,$$

причем в частном случае, когда $n^2 = n_1 n_2$, полная оптическая толщина ТИФ оказывается минимальной и равной

$$D = \frac{\lambda}{2} \frac{\sqrt{n_1 n_2}}{n_1 + n_2} < \frac{\lambda}{4}.$$

Таким образом, полная оптическая толщина многослойного ТИФ определяется лишь электрофизическими параметрами (отношением n_1/n_2) его слоев и соотношением их толщин в периоде и не зависит ни от числа и порядка их чередования, ни от оптических характеристик граничных с ним сред.

Проведенный аналитический анализ показывает возможность синтеза нового класса фильтрующих структур — тонкослойных интерференционных фильтров, имеющих в отличие от известных следующие основные структурные особенности:

1) толщины слоев ТИФ обратно пропорциональны их числу, что позволяет синтезировать фильтрующие структуры с толщинами слоев, существенно меньшими длины волны;

2) толщины слоев многослойных ТИФ инвариантны относительно порядка их чередования и оптических характеристик граничных со структурой сред;

3) полная оптическая толщина многослойных ТИФ инвариантна относительно числа его слоев, минимальна при равенстве оптических толщин его слоев и составляет при этом величину, меньшую полу-

волновой, а при выполнении дополнительного частного условия $n^2 = n_1 n_2$ — меньше четвертьволновой;

4) варьирование соотношением толщин слоев и их числа при заданных n_1 , n_2 , n и λ можно реализовать тонкослойные фильтры практически с любыми наперед заданными значениями толщин слоев.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Козарь А. В. // Тез. докл. Всесоюз. науч.-техн. конф. «Проектирование и применение радиоэлектронных устройств на диэлектрических волноводах и резонаторах». Саратов, 27—29 сент. 1983 г. С. 136. [2] Козарь А. В. // Тез. докл. Всесоюз. науч. семинара «Методы синтеза и применение многослойных интерференционных систем». Москва, 18—19 апр. 1984 г. С. 118. [3] Козарь А. В. // Опт. и спектр. 1985. 59, № 5. С. 1132. [4] Козарь А. В. // Тез. докл. Всесоюз. науч. семинара «Методы синтеза и применение многослойных интерференционных систем». Москва, 18—19 апр. 1984 г. С. 116.

Поступила в редакцию
22.01.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 3

УДК 535.37

НАНОСЕКУНДНАЯ ДИНАМИКА БЕЛКА МЕЛИТТИНА: ФЛУОРЕСЦЕНТНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ С ВРЕМЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

П. Гершман (ЧССР), А. С. Ладохин, Н. В. Лебедева, А. Ю. Чикишев

(Межфакультетская проблемная лаборатория им. А. Н. Белозерского)

Исследованы спектральные зависимости кинетики затухания собственной триптофановой флуоресценции водных растворов белка мелиттина при различных температурах. Для тетрамерной формы белка определена температурная зависимость времени внутримолекулярной релаксации окружения триптофанила.

Введение. Известно, что флуоресцентная спектроскопия является одним из наиболее распространенных методов изучения структуры биологических объектов [1, 2]. Применение лазерной пикосекундной техники позволяет исследовать подвижность окружения как искусственных, так и естественных хромофоров [3, 4].

В тех случаях, когда при поглощении кванта света происходит существенное изменение дипольного момента молекулы-хромофора, непосредственно вслед за этим начинается релаксация дипольного окружения этой молекулы к новому равновесному состоянию. Если время жизни флуоресценции сравнимо с временем релаксации, становится возможной регистрация этого процесса. Во флуоресцентной спектроскопии проявлениями релаксационных процессов является смещение со временем после возбуждения «мгновенных» спектров флуоресценции в длинноволновую сторону и возрастание времени жизни флуоресценции на длинноволновом краю полосы флуоресценции [1].

Целью настоящей работы является анализ спектральных зависимостей кинетики затухания собственной триптофановой флуоресценции водных растворов белка мелиттина при различных температурах и определение времени релаксации окружения хромофора и его зависимости от температуры.

Объект исследования. Молекула мелиттина — основного компонента пчелиного яда — состоит из 26 аминокислотных остатков. Биологическое действие белка основано на его способности встраиваться