

УДК 535.345.6

Хейки СЫНАЯЛГ

АНИЗОТРОПНЫЕ ФИЛЬТРЫ, СИНТЕЗИРОВАННЫЕ ВЫЖИГАНИЕМ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПРОВАЛОВ

(Представил П. Саари)

1. Введение

Выжигание спектральных провалов (ВСП) [1-4] предоставляет уникальные возможности для формирования частотной зависимости тензора диэлектрической проницаемости ϵ , а тем самым и отклика среды на падающий свет. Перспективным представляется использование изготовленных посредством ВСП фильтров как оптических элементов синтеза импульсов с заданными модуляциями амплитуды, частоты и поляризации [5-10]. В последние годы ведется интенсивный поиск способов создания формирователей сверхкоротких световых импульсов в связи с развитием таких областей, как оптическая обработка информации, спектроскопия с временным разрешением и т. д. (см. напр., [11, 12]).

В известных стеклообразных средах, поддающихся ВСП, фотохромные примесные центры распределены как по собственным частотам резонансного бесфононного перехода, так и по ориентациям дипольных моментов перехода. Поскольку вероятность высвечивания центра зависит от угла между его вектором дипольного момента перехода и вектором электрического поля света, то, облучая образец поляризованным излучением, можно изготавливать анизотропные (ϵ среды превращается в тензор) спектральные фильтры [13]. Отклик фильтра при фиксированном направлении распространения падающего света задается в таком случае (2×2) -матрицей Джонса [14]. Спектральные голограммы на базе ВСП, позволяющие воспроизвести сигналы с изменяющимися во времени амплитудой, несущей частотой и поляризационным состоянием [15, 16], по существу, также являются анизотропными фильтрами. Однако рассмотрение фильтров не может базироваться на приближении малой модуляции ϵ , используемого в теории временной голографии [17, 15, 16].

В настоящей работе развита теория анизотропных спектральных фильтров, синтезированных методом ВСП с помощью эллиптически поляризованного излучения. В разделе 2 задается математическая аппаратура, связывающая параметры выжигающего света с элементами матрицы Джонса. Раздел 3 в основном посвящен возможностям формирования линейно-поляризованного импульса.

2. Распространение света в анизотропном спектральном фильтре

Рассмотрим пластинку из материала с фотохромными примесными центрами, которые отличаются по собственным частотам бесфононного перехода ω_0 и по ориентациям Ω дипольного момента того же перехода. Опишем каждый центр гармоническим осциллятором. Тензор комплексной диэлектрической проницаемости среды выражается в виде [15, 16]:

$$\hat{\varepsilon}(\omega, \mathbf{r}) = \hat{I} + \frac{2\pi e^2}{m\omega} \int \left\langle \frac{g(\omega_0, \mathbf{r}, \Omega) (\mathbf{e}_\Omega \times \mathbf{e}_\Omega)}{\omega_0 - \omega + i\Gamma} \right\rangle_\Omega d\omega_0, \quad (1)$$

где \hat{I} — единичный тензор; Γ , e , m — соответственно затухание, заряд и эффективная масса осциллятора; $g(\omega_0, \mathbf{r}, \Omega)$ — совместная функция распределения центров после выжигания по собственным частотам бесфонного перехода ω_0 , пространственным координатам \mathbf{r} и ориентациям дипольных моментов Ω . Через $(\mathbf{e}_\Omega \times \mathbf{e}_\Omega)$ обозначено тензорное произведение единичных векторов $\mathbf{e}_\Omega = \cos \alpha_1 \mathbf{e}_x + \cos \alpha_2 \mathbf{e}_y + \cos \alpha_3 \mathbf{e}_z$ в направлении вектора дипольного момента перехода в центре ($\mathbf{e}_{x,y,z}$ — единичные векторы вдоль координатных осей), а через $\langle \dots \rangle_\Omega$ — усреднение по ориентациям дипольных моментов. В результате несложных преобразований приходим к выражению

$$\hat{\varepsilon}(\omega, \mathbf{r}) = \hat{I} - i \frac{2\pi e^2}{m\omega} (1 + i\hat{H}) \left[\left\langle g(\omega, \mathbf{r}, \Omega) (\mathbf{e}_\Omega \times \mathbf{e}_\Omega) \right\rangle_\Omega \otimes \frac{\Gamma}{\omega^2 + \Gamma^2} \right], \quad (2)$$

где \hat{H} и \otimes означают операторы преобразования Гильберта и свертки по частоте ω . Пусть на такой анизотропный спектральный фильтр в направлении оси z падает световая волна

$$\mathbf{E}(\omega, \mathbf{r}) = \mathbf{E}^M(\omega, \mathbf{r}) \cdot \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}), \quad (3)$$

где $\mathbf{E}^M(\omega, \mathbf{r})$ — медленно изменяющаяся амплитуда, $\exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r})$ — быстро осциллирующая фаза, \mathbf{k} — среднее значение волнового вектора в среде $|\mathbf{k}| = \frac{\omega}{c}$. Воспользуемся приближением медленно изменяющейся амплитуды, т. е. дифференциальным уравнением распространения первого порядка. Для двух поляризационных компонентов $E_x^M(\omega, \mathbf{r})$ и $E_y^M(\omega, \mathbf{r})$ поля из уравнения Максвелла с учетом (2) получаются связанные уравнения [14]

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} E_x &= n_{11} E_x + n_{12} E_y, \\ \frac{d}{dz} E_y &= n_{21} E_x + n_{22} E_y, \end{aligned} \quad (4)$$

где $E_{x,y} = E_{x,y}(\omega, \mathbf{r})$,

$$n_{ij} = n_{ij}(\omega, \mathbf{r}) = -K(1 + i\hat{H}) \left[\langle g(\omega, \mathbf{r}, \Omega) \cos \alpha_i \cos \alpha_j \rangle_\Omega \otimes \frac{\Gamma}{\omega^2 + \Gamma^2} \right] \quad (5)$$

— элементы дифференциальной матрицы распространения Джонса \hat{N} , $K = \frac{4\pi^2 e^2}{mc}$. Видно, что $n_{12} = n_{21}$.

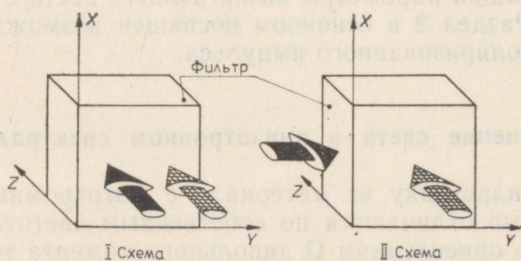


Рис. 1. Распространение света при изготовлении фильтра (черные стрелы) и при фильтрации (заштрихованные стрелы).

В дальнейшем необходимо конкретизировать функцию распределения $g(\omega, \mathbf{r}, \Omega)$. Допустим, что фильтр изготавливался путем фотовыжигания провалов в спектр примесного поглощения, причем направления распространения света при изготовлении фильтра и при фильтрации совпадают (I схема, см. рис. 1) или образуют прямой угол (II схема). Учтем, что скорость высвечивания под действием выжигающего светового поля $\mathbf{A}(\omega, \mathbf{r})$ центров, электронный переход которых характеризуется собственной частотой ω и ориентацией дипольного момента \mathbf{e}_Ω , определяется эффективной дозой

$$W(\omega, \mathbf{r}, \Omega) = \kappa |\mathbf{A}(\omega, \mathbf{r}) \cdot \mathbf{e}_\Omega|^2 \otimes \frac{\Gamma}{\omega^2 + \Gamma^2}, \quad (6)$$

как [15, 16, 18]

$$dg(\omega, \mathbf{r}, \Omega) = -g(\omega, \mathbf{r}, \Omega) dW \quad (7)$$

(κ — константа).

Для $g(\omega, \mathbf{r}, \Omega)$ в схемах I и II получаем:

$$g^I(\omega, \mathbf{r}, \Omega) = g(\omega) \cdot \exp(-a_x \cos^2 \alpha_1 - a_y \cos^2 \alpha_2 - a_{xy} \cos \alpha_1 \cos \alpha_2), \quad (8)$$

$$g^{II}(\omega, \mathbf{r}, \Omega) = g(\omega) \cdot \exp(-a_x \cos^2 \alpha_1 - a_z \cos^2 \alpha_3 - a_{xz} \cos \alpha_1 \cos \alpha_3), \quad (9)$$

где

$$a_{x,y,z} = a_{x,y,z}(\omega, \mathbf{r}) = \kappa |A_{x,y,z}(\omega, \mathbf{r})|^2 \otimes \frac{\Gamma}{\omega^2 + \Gamma^2}, \quad (10)$$

$$a_{xy,xz} = a_{xy,xz}(\omega, \mathbf{r}) = \kappa [A_{x,x}(\omega, \mathbf{r}) \cdot A_{y,z}^*(\omega, \mathbf{r}) + \text{conj}] \otimes \frac{\Gamma}{\omega^2 + \Gamma^2}. \quad (11)$$

В дальнейшем считаем, что функция распределения центров по собственным частотам перед выжиганием $g(\omega) = \text{const} = 1$. Результаты усреднения по ориентациям дипольных моментов

$$\langle g^{I,II}(\omega, \mathbf{r}, \Omega) \cos \alpha_i \cos \alpha_j \rangle_\Omega$$

приведены в приложении.

Переходим к вычислению элементов (интегральной) матрицы Джонса $\hat{T} = (t_{ij})$. Если $n_{12} = n_{21} = 0$, то решение тривиально вытекает из системы (4)

$$\begin{aligned} t_{ii} &= \exp(n_{ii}z), \quad i=1, 2, \\ t_{12} &= t_{21} = 0, \end{aligned} \quad (12)$$

Отметим, что случай $n_{12} = n_{21} = 0$ реализуется: 1) в первой схеме эксперимента, если полуоси эллипса поляризации выжигающего света $\mathbf{A}(\omega, \mathbf{r})$ при изготовлении фильтра на всей спектральной полосе ориентированы в направлениях осей x и y (см. (П4), (11)); 2) во второй схеме эксперимента — всегда (см. (П6)).

В общем случае ($n_{12} = n_{21} \neq 0$) матрицу $\hat{T} = (t_{ij})$ можно вычислить решением известного уравнения, связывающего дифференциальную (\hat{N}) и интегральную (\hat{T}) матрицы [14]

$$\frac{d}{dz} \hat{T}(z, \omega) = \hat{N}(\omega) \cdot \hat{T}(z, \omega). \quad (13)$$

Мы пренебрегаем поглощением света при ВСП, считая элементы дифференциальной матрицы Джонса независимыми от координаты z (приближение однородной среды). Учитывая также, что равенство недиаго-

нальных элементов дифференциальной матрицы ($n_{12}=n_{21}$) приводит к равенству недиагональных элементов интегральной матрицы ($t_{12}=t_{21}$), получаем:

$$t_{11,22} = \frac{1}{4i\beta} [(n_{11,22} - n_{22,11} + 2i\beta) \cdot \exp(i\beta z) - (n_{11,22} - n_{22,11} - 2i\beta) \cdot \exp(-i\beta z)] \cdot \psi, \quad (14)$$

$$t_{12} = t_{21} = \frac{n_{12}}{2i\beta} [\exp(i\beta z) - \exp(-i\beta z)]$$

где $\psi = \exp\left[\frac{1}{2}(n_{11} + n_{22})z\right]$,

$$i\beta = \frac{1}{2} [(n_{11} - n_{22})^2 + 4(n_{12})^2]^{1/2}.$$

Таким образом, (5) и (8) — (11), (П1), (П4) — (П6) связывают амплитуду (дозу) и поляризационное состояние света, используемого для изготовления анизотропного спектрального фильтра, с элементами дифференциальной матрицы распространения Джонса. Последняя, в свою очередь, позволяет по (14) в приближении однородной среды определить интегральную матрицу Джонса (отклик фильтра).

3. Управление откликом фильтра

Элементы матрицы Джонса в определенной мере управляемы амплитудой (дозой) и поляризационным состоянием света в процессе фотovyжигания. Существенное влияние имеют два обстоятельства: 1) изотропное распределение дипольных моментов фотоактивных центров в образце перед выжиганием спектральных провалов и 2) аналитичность диэлектрической проницаемости.

Из-за изотропного распределения центров в пространстве невозможно независимо управлять двумя поляризационными компонентами отклика. Математически это выражается в том, что все элементы дифференциальной матрицы Джонса n_{ij} в отдельности зависят от компонентов A_x и A_y выжигающего света. Однако, как видно из рис. 2 и 3, коэффициенты пропускания для x - и y -поляризованного света могут отличаться друг от друга на несколько порядков.

Известно, что принцип причинности [19, 20] устанавливает дисперсионные соотношения между амплитудно-частотными и фазовыми характеристиками линейных систем. В частности, причинность матрицы Джонса дифференциально тонкого фильтра

$$\hat{T}(dz, \omega) = \hat{I} + \hat{N}(\omega) \cdot dz \quad (15)$$

гарантируется оператором $(1 + i\hat{H})$ (см. (5)). При этом имеются существенные различия между диагональными и недиагональными элементами матрицы $\hat{T}(dz, \omega)$. Так как диэлектрическая проницаемость внутри фильтра не имеет резких пространственных модуляций, то

$$\text{Re} [\hat{T}(dz, \omega)]_{ii} = 1 + \text{Re} [n_{ii}(\omega)] \cdot dz > 0, \quad (16)$$

и, следовательно, диагональный элемент, в принципе, не может быть любой причинной функцией*. Оказывается, что существенным призна-

* Причинную функцию с интегрируемым модулем $f(\omega)$ можно выразить в виде $f(\omega) = (1 + i\hat{H})f^r(\omega)$, где действительная часть $f^r(\omega)$ в общем случае имеет как положительные, так и отрицательные значения [20].

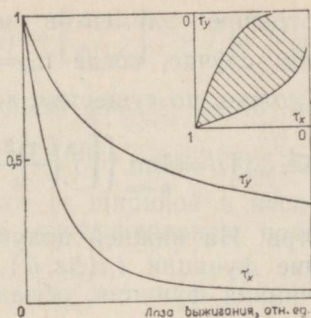


Рис. 2. Коэффициенты пропускания (в нормированном виде) для линейно-поляризованного в направлениях x или y света как функции от дозы выжигания x -поляризованным широкоспектральным излучением

$$\tau_x = \frac{2 \cdot \ln |t_{11}|}{\ln T_0}, \quad \tau_y = \frac{2 \cdot \ln |t_{22}|}{\ln T_0},$$

$|t_{11}|^2$ ($|t_{22}|^2$) — коэффициент пропускания x - (y -) поляризованного света; T_0 — коэффициент пропускания перед фотовыжиганием.

На вставке: заштрихованная область соответствует возможным парам (τ_x, τ_y) .

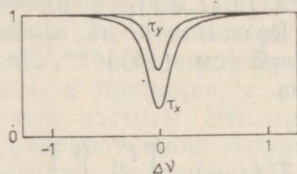


Рис. 3. Нормированные спектры пропускания x - и y -поляризованного света после фотовыжигания монохроматическим x -поляризованным излучением. Ширина однородной линии поглощения $\Gamma = 0,03$ ед. Обозначения те же, что на рис. 2.

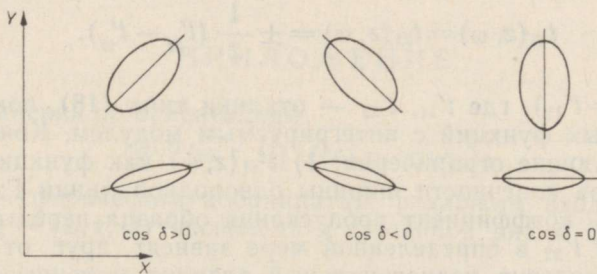


Рис. 4. Знак $\cos \delta$, где δ — разность фаз между поляризационными компонентами A_x и A_y света. $\cos \delta > 0$ или $\cos \delta < 0$ соответственно тому, находится ли большая ось эллипса поляризации на первой и третьей или на второй и четвертой четвертях координатной плоскости.

ком таких функций является отсутствие нулей у аналитического продолжения на нижней комплексной полуплоскости ($\text{Re } \omega, \text{Im } \omega$). Недиагональные элементы $[\hat{T}(dz, \omega)]_{12} = [\hat{T}(dz, \omega)]_{21}$ такому ограничению не подчиняются. Как видно из (5), (11) и (П4), знак действительной части недиагональных элементов $[\hat{T}(dz, \omega)]_{12, 21}$ (пренебрегая влиянием операторов свертки $\otimes \frac{\Gamma}{\omega^2 + \Gamma^2}$) определяется знаком $\cos \delta$, где δ — разность фаз между поляризационными компонентами $A_x(\omega)$ и $A_y(\omega)$ фотовыжигющего света (рис. 4).

Переходим к рассмотрению элементов интегральной матрицы Джонса $\hat{T}(z, \omega)$. В частном случае, когда $n_{12} = n_{21} = 0$, диагональный элемент матрицы $\hat{T}(z, \omega)$ можно, по существу, выразить в виде:

$$t_{ii}(\Delta z, \omega) = [\hat{T}(\Delta z, \omega)]_{ii} = \lim_{n \rightarrow \infty} \left\{ \left[\hat{T} \left(\frac{\Delta z}{n}; \omega \right) \right]_{ii} \right\}^n, \quad (17)$$

где Δz — толщина фильтра. На нижней полуплоскости ($\text{Re } \omega, \text{Im } \omega$) аналитическое продолжение функции $t_{ii}(\Delta z, \omega)$, следовательно, нулей не имеет. Но любая причинная функция, обладающая таким признаком, выражаема как **

$$t_{ii}(\Delta z, \omega) = \exp \{ (1 + i\hat{H}) [\ln |t_{ii}(\Delta z, \omega)|] \}. \quad (18)$$

Возможности формирования импульса оптическими системами, распространение света в которых описывается одним дифференциальным уравнением первого порядка, исчерпываются откликами типа (18) [7, 10]. Однако анизотропный фильтр в случае $n_{12} = n_{21} \neq 0$ позволяет синтезировать линейно-поляризованные импульсы более общего типа. Дело в том, что аналитическое продолжение недиагонального элемента интегральной матрицы Джонса $[\hat{T}(z, \omega)]_{12, 21}$ имеет нули на нижней комплексной полуплоскости ($\text{Re } \omega, \text{Im } \omega$), по крайней мере, в тех точках $\omega^0 = \omega_r^0 + i\omega_i^0$, где $n_{12}(\omega^0) = 0$ (см. (14))***. Действительно, рассмотрим фильтр с матрицей Джонса

$$\hat{T}'(z, \omega) = \begin{bmatrix} t'_{11} & 0 \\ 0 & t'_{22} \end{bmatrix}. \quad (19)$$

Поворачивая его на $\pm 45^\circ$ вокруг оси z (направление распространения света), получаем для недиагонального элемента

$$t_{12}(z, \omega) = t_{21}(z, \omega) = \pm \frac{1}{2} (t'_{22} - t'_{11}). \quad (20)$$

Разность $(t'_{22} - t'_{11})$, где t'_{11}, t'_{22} — отклики типа (18), покрывает весь класс причинных функций с интегрируемым модулем. Конечно, в силу остаются следующие ограничения: 1) $t'_{ii}(z, \omega)$ как функции частоты ω размазаны из-за конечности ширины однородной линии Γ ; 2) $|t'_{ii}|^2 > T_0$, где T_0 — коэффициент пропускания образца перед фотовыжиганием; 3) t'_{11} и t'_{22} в определенной мере зависят друг от друга (см. рис. 2, 3). Используя недиагональный элемент матрицы Джонса для формирования линейно-поляризованного светового импульса, необходимо фильтр поставить между двумя перпендикулярно ориентированными поляризаторами.

В качестве примера опишем изготовление фильтра, в центре рабочей спектральной полосы (ω_0) которого фазовая характеристика имеет скачок на π . Легко убедиться, что данное поведение фазовой характеристики противоречит соотношению (18). Поэтому используем недиагональный элемент матрицы Джонса. Выжигаем широкий спектральный провал, применяя x -поляризованное излучение при $\omega < \omega_0$, а y -поляризованное при $\omega > \omega_0$. Такой фильтр представляет собой своеобразный поляризатор, пропускающий свет преимущественно в одной плоскости в зависимости от длины волны

** (18) можно получить прямо из (12).

*** Аналитическое продолжение диагонального элемента матрицы Джонса T , в принципе, тоже может иметь нули на нижней полуплоскости ($\text{Re } \omega, \text{Im } \omega$) из-за зависящего от z члена.

$$\hat{T}(\omega < \omega_0) = \begin{bmatrix} \tau & 0 \\ 0 & \tau' \end{bmatrix}, \quad \hat{T}(\omega > \omega_0) = \begin{bmatrix} \tau' & 0 \\ 0 & \tau \end{bmatrix},$$

где $\tau/\tau' \gg 1$. Поворачиваем фильтр на 45° вокруг оси z . Недиагональный элемент матрицы Джонса $t_{12} = t_{21} = \pm \frac{1}{2}(\tau - \tau')$ изменит свой знак в средней области (с шириной в несколько Γ) рабочей полосы. Достижимая величина «коэффициента пропускания» $|t_{12}|^2 = |t_{21}|^2 > 0, 1$.

4. Заключение

В настоящей работе изложена теория анизотропных фильтров, синтезированных выжиганием спектральных провалов. Она позволяет по амплитуде и поляризации выжигающего света определить дифференциальную (2×2)-матрицу распространения, а в приближении однородной среды и интегральную передаточную матрицу (матрица Джонса). Результаты усреднения по ориентациям векторов дипольного момента представлены степенными рядами, коэффициенты которых легко вычисляются по рекуррентным формулам. Показано, что, используя недиагональный элемент матрицы Джонса, который описывает поворот плоскости поляризации на $\pi/2$, можно синтезировать причинные линейно-поляризованные импульсы, в принципе, с любым временным поведением амплитуды и несущей частоты. Это является наиболее важным практическим выводом разработанной теории, так как указывает на путь преодоления ограничений, присущих откликам изотропных фильтров.

Автор выражает благодарность П. Саари и Р. Каарли за полезные обсуждения и советы.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Для усреднения по ориентациям

$$\langle g^{I, II}(\omega, \mathbf{r}, \Omega) \cdot \langle \cos \alpha_i \cos \alpha_j \rangle_\Omega$$

переходим к сферическим координатам, разложим входящий в выражение для $g^{I, II}(\omega, \mathbf{r}, \Omega)$ экспонент в степенной ряд и проинтегрируем (см. [21]).

1. Элемент n_{11}^I дифференциальной матрицы Джонса (при первой схеме эксперимента) пропорционален величине

$$\langle \cos^2 \alpha_1 \cdot \exp(-a_x \cos^2 \alpha_1 - a_y \cos^2 \alpha_2 - a_{xy} \cos \alpha_1 \cos \alpha_2) \rangle_\Omega =$$

$$= \frac{1}{2\pi} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{k=0}^n \left(-\frac{1}{2}\right)^{m+n} \cdot \frac{1}{m! n!} \cdot [1 + (-1)^k] \cdot C_n^k \times$$

$$\times F(0; 2m+2n+3) \cdot F\left(k; n-k + \frac{1-(-1)^n}{2}\right) \times$$

$$\times (a_x + a_y)^m \cdot (a_x - a_y)^{n-k} \cdot (a_{xy})^k =$$

$$= \frac{1}{3} \left[1 - \frac{1}{5} (3a_x + a_y) + \frac{3}{70} (5(a_x)^2 + 2a_x a_y + (a_y)^2 + (a_{xy})^2) - \dots \right],$$

(П1)

где C_n^k — биномиальные коэффициенты. Через $F(p; q)$ обозначен интеграл

$$F(p; q) = \int_0^{\pi/2} \sin^p \varphi \cdot \cos^q \varphi d\varphi, \quad (p, q - \text{неотрицательные целые числа}) \quad (\text{П2})$$

который легко вычисляется по рекуррентной формуле

$$F(p+1; q) = \frac{p}{p+q+1} \cdot F(p-1; q), \quad (\text{П3})$$

учитывая, что

$$F(p; q) = F(q; p),$$

$$F(0; 0) = \pi/2, \quad F(0; 1) = 1, \quad F(1; 1) = 1/2.$$

Элементы n_{22}^I и n_{11}^{II} тоже определяются результатом (П1), если в нем сделать соответствующие замены:

$$\left. \begin{array}{l} a_x \rightleftharpoons a_y \\ a_y \rightarrow a_z \\ a_{xy} \rightarrow a_{xz} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{(для вычисления } n_{22}^I); \\ \text{(для вычисления } n_{11}^{II}). \end{array}$$

2. Недиagonальные элементы $n_{12}^I = n_{21}^I$ определяются выражением

$$\begin{aligned} & \langle \cos a_1 \cos a_2 \cdot \exp(-a_x \cos^2 a_1 - a_y \cos^2 a_2 - a_{xy} \cos a_1 \cos a_2) \rangle_{\Omega} = \\ & = \frac{1}{4\pi} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{k=0}^n \left(-\frac{1}{2}\right)^{m+n} \cdot \frac{1}{m! n!} \cdot [1 - (-1)^n] \cdot [1 - (-1)^k] \cdot C_n^k \times \\ & \times F(0; 2n+2m+3) \cdot F(n-k; k+1) \cdot (a_x+a_y)^m \cdot (a_x-a_y)^{n-k} \cdot (a_{xy})^k = \\ & = -\frac{1}{3} a_{xy} \left[\frac{1}{5} - \frac{3}{35} (a_x+a_y) + \frac{1}{210} (5(a_x)^2 + 6a_x a_y + 5(a_y)^2 + (a_{xy})^2) - \dots \right]. \end{aligned} \quad (\text{П4})$$

3. Для вычисления n_{22}^{II} усредняем

$$\begin{aligned} & \langle \cos^2 a_2 \cdot \exp(-a_x \cos^2 a_1 - a_z \cos^2 a_3 - a_{xz} \cos a_1 \cos a_3) \rangle_{\Omega} = \\ & = \frac{1}{\pi} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{k=0}^n \frac{1}{m! n!} (-1)^{m+n} \cdot [1 + (-1)^k] \cdot C_n^k \times \\ & \times F(2; 2n-k) \cdot F(2n-k+3; 2m+k) \cdot (a_x)^{n-k} \cdot (a_z)^m \cdot (a_{xz})^k = \\ & = \frac{1}{3} \left[1 - \frac{1}{5} (a_x+a_z) + \frac{1}{70} (3(a_x)^2 + 3(a_z)^2 + 2a_x a_z + (a_{xz})^2) - \dots \right]. \end{aligned} \quad (\text{П5})$$

4. Недиagonальные элементы $n_{12}^{II} = n_{21}^{II} = 0$, так как

$$\langle \cos a_1 \cos a_2 \cdot \exp(-a_x \cos^2 a_1 - a_z \cos^2 a_3 - a_{xz} \cos a_1 \cos a_3) \rangle_{\Omega} = 0. \quad (\text{П6})$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Гороховский А. А., Каарли Р. К., Ребане Л. А. // Письма в ЖЭТФ, 1974, 20, № 7, 474—479.
2. Kharlamov, B. M., Personov, R. I., Bykovskaya, L. A. // Opt. Commun., 1974, 12, № 1, 191—193.
3. Persistent Spectral Hole-Burning: Science and Applications (ed. W. E. Moerner). Springer Series Topics in Current Physics 44. Berlin, Springer-Verlag, 1988.
4. Zero-Phonon Lines and Spectral Hole-Burning in Spectroscopy and Photochemistry (ed. O. Sild, K. Haller). Berlin et al., Springer-Verlag, 1988.

5. Bjorklund, G. C. // U. S. Patent, 4 306 771, 1981.
6. Eberly, J. H., Hartmann, S. R., Szabo, A. // Phys. Rev. A, 1981, 23, № 5, 2502—2506.
7. Sõnajalg, H., Gorokhovskii, A., Kaarli, R., Palm, V., Rätsep, M., Saari, P. // Opt. Commun., 1989, 71, № 6, 377—380.
8. Rebane, A., Kaarli, R. // Chem. Phys. Lett., 1983, 101, № 3, 317—319.
9. Rebane, A. // Opt. Commun., 1988, 67, № 4, 301—304.
10. Сынаялг Х. // Изв. АН Эстонии. Физ. Матем., 1990, 39, № 1, 69—74.
11. Weiner, A. M., Heritage, J. P., Salehi, J. A. // Opt. Lett., 1988, 13, № 4, 300—302.
12. Warren, W. S. // Science, 11. Nov. 1988, 242, 878—884.
13. Köhler, W., Breinl, W., Friedrich, J. // J. Phys. Chem., 1985, 89, 2473—2477.
14. Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. М., Мир, 1981.
15. Сапануу Р., Саару П. // Изв. АН ЭССР. Физ. Матем., 1988, 37, № 3, 269—279.
16. Saari, P. M., Kaarli, R. K., Sarapu, R. V., Sõnajalg, H. R. // IEEE J. Quantum Electr., 1989, 25, № 3, 339—345.
17. Saari, P., Kaarli, R., Rebane, A. // J. Opt. Soc. Amer. B, 1986, 3, № 4, 527—533.
18. Кикас Я. В. // Некоторые вопросы исследования электронно-колебательных спектров примесных молекул в неоднородных твердотельных матрицах. Автореф. канд. дис. Тарту, 1978.
19. Нуссенцвейг Х. М. Причинность и дисперсионные соотношения. М., Мир, 1976.
20. Toll, J. S. // Phys. Rev., 1956, 104, № 6, 1760—1770.
21. Келих С. // Молекулярная нелинейная оптика. М., Наука, 1981.

Институт физики
Академии наук Эстонии

Поступила в редакцию
19/X 1989

Heiki SÕNAJALG

СПЕКТРААЛСÄLKAMISE MEETODIL SÜNTEESITUD ANISOTROOPSED FILTRID

On esitatud spektraalsälkamise meetodil sünteessitud anisotroopsete filtrite teooria. Lähtudes filtri valmistamisel kasutatud valguse intensiivsusest ja polarisatsioonist, on leitud filtri diferentsiaalne levikumaatriks ja homogeenne keskkonna lähenduses ka integraalne levikumaatriks (Jonesi maatriks). On näidatud, et anisotroopsete sälkfiltrite abil saab kujundada põhimõtteliselt suvalise amplituud- ja sagedusmodulatsiooniga lineaarselt polariseeritud valgusimpulse.

Heiki SÕNAJALG

ANISOTROPIC FILTERS SYNTHESIZED VIA SPECTRAL HOLE BURNING

In this paper, the theory of anisotropic optical filters based on spectral hole burning, is presented. The (2×2) matrix of propagation is found as a function of the intensity and the polarization state of the hole-burning irradiation. It is shown that by making use of a properly burnt-in anisotropic spectral filters one may form linearly polarized light pulses with, in principle, any kind of amplitude and frequency modulations.