РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ

АВТОМЕТРИЯ

№ 5 1998

УДК 531.241.13 : 534

А. С. Задорин, А. С. Немченко

(Томск)

АППАРАТНАЯ ФУНКЦИЯ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ФИЛЬТРА ПРИ ВЫСОКИХ СКОРОСТЯХ ПЕРЕСТРОЙКИ

Предложена математическая модель динамической аппаратной функции (ДАФ) акустооптического спектрального прибора, перестраиваемого ЛЧМ-сигналом со скоростью ξ. Данная модель предназначена для одновременного описания таких связанных между собой параметров акустооптических приборов спектрального анализа изображений, как быстродействие, частотные и пространственные селектирующие свойства. С помощью численных экспериментов исследованы основные свойства ДАФ на примерах широкоугольной дифракции света в стандартных срезах кристалла парателлурита. Показано, что при увеличении ξ до некоторого критического уровня ξ_* имеет место сравнительно медленное уширение АФ и повышение уровня боковых лепестков. При превышении указанного порога боковые лепестки АФ превалируют над основным максимумом, образуя ложные максимумы, число которых зависит от скорости перестройки и параметров взаимодействующих пучков. В условиях фазовой расстройки АФ утрачивает симметрию относительно положения главного максимума.

Из широкого спектра разработанных к настоящему времени акустооптических приборов и устройств наиболее заметное практическое распространение получили, пожалуй, лишь перестраиваемые акустооптические фильтры (АОФ) различных типов [1–4]. Распространение акустооптических компонент в технике спектроскопии обусловлено многими объективными факторами, главными из которых можно считать привлекательные перспективы существенного увеличения скорости перестройки и светосилы спектральных приборов (СП) за счет замены в них традиционных диспергирующих элементов акустооптическими модуляторами (АОМ). Перестройка таких АО-приборов по длинам волн λ осуществляется путем свипирования несущей частоты акустической волны f. В данной связи щироко используются импульсные сигналы с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ), параметр f которых зависит от времени t как

$$f = f_0 + \xi t, \tag{1}$$

где f_0 – центральная частота; ξ – скорость перестройки частоты.

Естественно, что отвечающая условиям синхронизма длина опорной световой волны λ при этом также оказывается динамической переменной.

Спектральную селективность данных АОФ, как и любого другого СП, принято описывать аппаратной функцией (АФ) $\Psi(\lambda)$, являющейся нормированным распределением спектральной плотности мощности излучения i по длинам волн на выходе СП, при воздействии на его вход монохроматического поля [5]. Однако при быстрой перестройке СП такое определение АФ уже не может считаться удовлетворительным [6]. Так, спектральная плотность излучения АО-приборов на некоторой длине волны λ определяется, как отмечалось выше, интенсивностью i дифракционного поля в дальней зоне при соответствующей частоте управляющего сигнала. Естественно, что перестройка этой частоты по закону (1) будет приводить к изменению уровня i во времени. Причем вследствие переходных процессов величина i может значительно отклоняться от ее квазистатического уровня. Это означает, что и аппаратная функция АОФ также будет зависеть от переходных процессов, интенсивность которых связана с параметром ξ ЛЧМ-сигнала. Другими словами, при больших скоростях перестройки АОФ должна описываться функцией двух переменных $\lambda(t)$ и ξ. В декартовой системе координат с осями t, ξ, i функция $\Psi(t,\xi)$ описывает некоторую поверхность, в дальнейшем называемую динамической аппаратной функцией (ДАФ) $\Psi(\lambda,\xi)$.

Задача динамического спектрального анализа изображений посредством АОФ предъявляет дополнительные требования к $\Psi(\lambda,\xi)$, а именно достижение хороших селектирующих свойств фильтра при высоком быстродействии в широкой угловой апертуре $\Delta\theta$ светового поля, составляющего изображение объекта [7]. Для решения такого рода задач необходимы сведения о зависимости $\Psi(\lambda,\xi)$ от еще одной переменной – текущего значения угла θ из сектора $\Delta\theta$. Ширина этой зависимости по осям λ, θ при фиксированном быстродействии ξ определяет важнейшие параметры СП: спектральное разрешение $\Delta\lambda^*$ и угловую апертуру ДАФ $\Delta\theta^*$ соответственно. Таким образом, приходим к заключению, что в качестве универсальной характеристики любого СП в общем случае удобно использовать трехмерную ДАФ, формально выражаемую как $\Psi(\lambda,\theta,\xi)$.

В литературе такая динамическая аппаратная функция АОФ исследована недостаточно полно. Поэтому основной целью работы являлось построение математической модели ДАФ, а также исследование общих свойств поверхности, описываемой данной аппаратной функцией.

В соответствии с изложенным выше задача отыскания ДАФ акустооптического фильтра сводится к определению зависимости интенсивности поля дифрагированного пучка при АО-взаимодействии (АОВ) монохроматического светового излучения с ультразвуковым ЛЧМ-сигналом $\mathbf{U}(\mathbf{r},t)$ в анизотропной среде от переменных $\lambda(t)$ и ξ. В данном случае применима следующая исходная модель процесса. В прозрачной упругой среде без потерь в направлении лучевой нормали q_e распространяется пакет ультразвукового излучения $\mathbf{U}(\mathbf{r},t)$, освещаемый монохроматическим полем опорной световой волны $\mathbf{E}_0(t,\mathbf{r})$. Будем считать, что пространственное распределение акустического и светового полей описывается двумерными функциями координат, заданными в некоторой общей плоскости $\mathbf{T}\cdot\mathbf{r} = \mathrm{const}$. Поле $\mathbf{U}(\mathbf{r},t)$ вследствие упругооптического эффекта [7] возмущает тензор относительной диэлектрической проницаемости среды $\hat{\varepsilon}$, который в линейном приближении пропорционален амплитуде деформаций $U_m(\mathbf{r},t)$ поля $\mathbf{U}(\mathbf{r},t)$ [1], т. е.

$$\hat{\varepsilon} = \hat{\varepsilon}_0 + \Delta\hat{\varepsilon}U_m(\mathbf{r},t), \qquad (2)$$

где $\hat{\varepsilon}_0$, $\Delta\hat{\varepsilon}$ – невозмущенная и возмущенная части тензора $\hat{\varepsilon}$.

Возмущение $\Delta\hat{\varepsilon}$ приводит к связи $\mathbf{E}_0(t, \mathbf{r})$ с полем дифрагированных пучков. В рассматриваемом здесь режиме брэгговского АОВ данное поле представляется единственным пучком $\mathbf{E}_1(t, \mathbf{r})$. Ограничений на тип дифракции накладывать не будем, полагая, что полученный результат будет охватывать все практически важные ситуации, в том числе и АО-взаимодействия коллинеарного или широкоугольного типа, обеспечивающего лучшие показатели СП по разрешающей способности и угловой апертуре. При этом под областью взаимодействия в дальнейшем будем понимать пространственную конфигурацию объема, задаваемого пересечением световых пучков с полем звукового сигнала $U(t)$. Область локализации данного поля, как указывалось ранее, представляет собой волновой пакет, распространяющийся с групповой скоростью звуковой волны в среде взаимодействия и возмущающий ее электромагнитные параметры.

Пространственные границы пакета, с одной стороны, задаются размерами преобразователя (продольные границы), а с другой – модулирующей функцией сигнала $U(t)$ (поперечные границы). Это означает, что в принципе дифракционный процесс должен быть двумерным. Однако в рассматриваемом здесь случае пакетов с «замытыми» поперечными границами в расчет будем принимать лишь продольные границы. В данном приближении следует ожидать, что модуляция света звуком будет описываться значительно простой одномерной моделью, аналогичной [1–3].

Для определения параметров световых пучков представим $U_m(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{E}(t, \mathbf{r})_\alpha$ частотно-угловыми спектрами (ЧУС) $U(f, \mathbf{K})$ и $E_\alpha(\omega, \mathbf{k}_\alpha)$:

$$\mathbf{U}(\mathbf{r}, t) = 0{,}5\,\mathbf{u} \iint\limits_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{U}(f, \mathbf{K}) \exp[i(2\pi f t - \mathbf{K} \cdot \mathbf{r})] d\mathbf{K} df + \text{КС}, \tag{3}$$

$$\mathbf{E}_\alpha(t, \mathbf{r}) = 0{,}5 \iint\limits_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{e}_\alpha(\mathbf{k}_\alpha) E_\alpha(\omega, \mathbf{k}_\alpha) \exp[i(\omega_\alpha t - \mathbf{k}_\alpha \cdot \mathbf{r})] d\mathbf{k}_\alpha d\omega + \text{КС}. \tag{4}$$

Здесь f, ω – частоты; $\mathbf{K}, \mathbf{k}_\alpha$ – волновые векторы; $\mathbf{u}, \mathbf{e}_\alpha$ – векторы поляризации плосковолновых составляющих пучков; индексами $\alpha = 0$ и $\alpha = 1$ помечены параметры опорной и дифрагированной волн соответственно, а знаком КС – комплексно-сопряженный член. Операции над векторными и тензорными величинами в приведенных и последующих формулах записаны в системе обозначений [8]. Так, знак «$\cdot$» между векторами означает свертку этих величин, а отсутствие такового – образование диадного тензора.

Связь между пучками $\mathbf{E}(t, \mathbf{r})_\alpha$ в пределах возмущенной области в (3) будет выражаться в том, что скорости и амплитуды плосковолновых составляющих ЧУС (2) являются медленно изменяющимися функциями координаты $\mathbf{r}$. Скорость этого изменения пропорциональна малому параметру задачи [1]

$$\mu = \frac{(\Delta\hat{\varepsilon} \cdot \mathbf{e})}{(\hat{\varepsilon}_0 \cdot \mathbf{e})} U_m \ll 1.$$

Величины df и dK в (2) связаны между собой дисперсионным уравнением, которое в линейном приближении можно записать как [9]

$$df = \mathbf{V}_e \cdot d\mathbf{K}, \tag{5}$$

где $\mathbf{V}_e$ – групповая скорость звуковой волны. Для световых пучков имеет место $d\omega_\alpha \ll \omega_\alpha^0$, поэтому дисперсионное уравнение принимает вид:

$$N_{e\alpha} \cdot d\mathbf{k}_\alpha = 0. \tag{6}$$

Уравнения (5), (6) фактически дают линейную аппроксимацию годографов $L(r)$ и $S(r)$ вблизи нормалей $\mathbf{N}_\alpha^0$, $\mathbf{q}^0$, направленных вдоль осей соответствующих волновых пучков. Следовательно, в рассматриваемом приближении изменение волновых векторов плоских волн пучков (3), (4) может быть представлено в виде

$$\left.\begin{aligned} \mathbf{k}_\alpha &= \frac{2\pi \mathbf{n}_\alpha}{\lambda_0} \mathbf{N}_\alpha + d\mathbf{k}_\alpha, \\ \mathbf{K} &= \frac{2\pi f}{V} \mathbf{q}^0 + d\mathbf{K}, \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

где λ_0 – длина световой волны в вакууме; $\mathbf{n}$ – показатель преломления кристалла для рассматриваемой волны; V – скорость звука в направлении $\mathbf{q}^0$. Верхним индексом 0 в (7) и далее будут помечаться параметры центральных составляющих ЧУС. Используя (5), представим $d\mathbf{K}$ в базисе векторов $\mathbf{q}^0 - \mathbf{q}^0 \times \mathbf{T}$ как

$$d\mathbf{K} = K_\tau \operatorname{tg}\psi \cdot \mathbf{q}^0 + K_\tau (\mathbf{q}^0 \times \mathbf{T}), \tag{8}$$

где величина K_τ – тангенциальная компонента текущего вектора $\mathbf{K}$ из спектра $U(f, \mathbf{K})$, выражаемая через угол отклонения Ψ данного вектора от направления $\mathbf{q}^0$ (оси пучка $\mathbf{U}(\mathbf{r}, t)$) как

$$K_\tau = |\mathbf{q} \times \mathbf{K}| = \psi |\mathbf{K}|. \tag{9}$$

Аналогичные соотношения можно получить и для вектора

$$d\mathbf{k}_\alpha = (\mathbf{N}_\alpha \cdot \operatorname{tg}\beta_\alpha + \mathbf{N}_\alpha \times \mathbf{T} \cdot \cos\beta_\alpha) k_{\alpha\tau}, \tag{10}$$

где

$$k_{\alpha\tau} = |\mathbf{N}_{\alpha 0} \times \mathbf{k}_\alpha| = \theta_\alpha |\mathbf{k}_\alpha|; \tag{11}$$

θ_α – угол между $\mathbf{k}_\alpha$ и осью пучка $\mathbf{N}_\alpha$. Ввиду (8), (10) интегрирование в соотношениях (3), (4) по векторам $d\mathbf{K}$ и $d\mathbf{k}_\alpha$ может быть заменено интегрированием по соответствующим скалярным параметрам K_τ и $k_{\alpha\tau}$.

Электромагнитное поле пучков $E_\alpha(\mathbf{r}, t)$ должно удовлетворять уравнениям Максвелла, которые в рассматриваемом случае сводятся к следующему соотношению для напряженностей электрических полей:

$$\mathrm{rot\,rot}(E_0 + E_1) = -\mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \hat{\varepsilon}(E_0 + E_1). \tag{12}$$

Здесь ε_0, μ_0 – диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума.

Полагая, что поляризация волн не изменяется в пределах спектров (3), (4) и разделяя зависимость $U(f, \mathbf{K})$ по переменным f и $\mathbf{K}$, т. е. представляя ЧУС $U(f, \mathbf{K})$ в виде

$$U(f, \mathbf{K}) = F(f) \cdot S(\mathbf{K}),$$

где $S(\mathbf{K})$, $F(f)$ – угловой и частотный спектры акустического поля, подставим выражения (2)–(4) в (12). В результате, приравнивая члены с равными частотами, получим уравнения, определяющие с точностью $\sim \mu$ изменение амплитудного спектра световых пучков в области взаимодействия:

$$i \int\limits_{-\infty}^{+\infty} |\mathrm{grad} E_1(\omega + 2\pi f, k_{\tau 1})| \exp(-i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}) dk_{1\tau} =$$

$$= \xi_1 \iiint\limits_{-\infty}^{+\infty} S_m(K_\tau) F(f) E_0(\omega, k_{\tau 0}) \exp[i(\mathbf{K} - \mathbf{k}_0) \cdot \mathbf{r}] dK_\tau \, df dk_{0\tau}, \tag{13}$$

$$i \int\limits_{\infty}^{+\infty} |\mathrm{grad} E_0(\omega - 2\pi f, k_{\tau 0})| \exp(-i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}) dk_{0\tau} =$$

$$= \xi_0 \iiint\limits_{\infty}^{+\infty} S_m(K_\tau) F(f) E_1(\omega, k_{\tau 1}) \exp[i(\mathbf{K} - \mathbf{k}_1) \cdot \mathbf{r}] dK_\tau \, df dk_{1\tau}, \tag{14}$$

где

$$\xi_\alpha = \frac{\omega_0^2 \varepsilon_0 \mu_0 (\mathbf{e}_1 \cdot \Delta\varepsilon \cdot \mathbf{e}_0)}{2 B_\alpha}; \qquad B_\alpha = \mathbf{e}_1 \cdot (2\Gamma \cdot \mathbf{k}_\alpha - \Gamma \mathbf{k}_\alpha - \mathbf{k}_\alpha \Gamma) \cdot \mathbf{e}_0; \tag{15}$$

Γ – единичный вектор, направленный вдоль $\mathrm{grad} E_1$. Однозначное решение системы (13), (14) в принципе должно удовлетворять краевым условиям, определенным на границах пакета Однако если пренебречь поперечными границами, то для решения (13), (14) достаточно задать начальные условия, которые в случае встречной ориентации лучевых нормалей $\mathbf{N}_{c0}, \mathbf{N}_{c1}$ относительно $\mathbf{G}_n$ (т. е. при $(\mathbf{G}_t \cdot \mathbf{N}_{c1})/(\mathbf{G}_t \cdot \mathbf{N}_{c0}) < 0$) имеют обычный вид:

$$\left.\begin{array}{l} E_0(x = 0) = E, \\ E_1(x = 0) = 0, \end{array}\right\} \tag{16}$$

где x – координата, отсчитываемая вдоль нормали $\mathbf{G}_n$; E – амплитуда светового поля опорной волны в невозмущенной среде на соответствующей границе. В системе координат, ориентированной вдоль $\mathrm{grad}E_1$, уравнение (13) сводится к обыкновенным дифференциальным уравнениям. Действительно,

$$\mathrm{grad}E_1 = \mathbf{G}_n \frac{dE_n}{dx}. \tag{17}$$

Последняя формула означает, что величина $\mathrm{grad}E_1$ постоянна на плоскостях $\mathbf{G}_n \cdot \mathbf{r} = \mathrm{const}$. Подставляя (17) в (13) и приравнивая амплитуды равных пространственных частот, получим выражение для спектральной плотности дифрагированного пучка:

$$\frac{d}{dx} E_{1n}(\omega + 2\pi f, k_{\tau 1}) = -i\xi_1 \iint\limits_{-\infty}^{+\infty} S_m(K_\tau) F(f) E_0(\omega, k_{\tau 0}) \exp(i\Delta\mathbf{K}_n \cdot \mathbf{r}) dK_\tau\, df. \tag{18}$$

Здесь $\Delta\mathbf{K}_n$ – вектор фазовой расстройки с модулем $\Delta\mathbf{K}$, направленный вдоль $\mathbf{G}_n$:

$$\Delta\mathbf{K}_n = \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_{1t} + \mathbf{K} = \Delta\mathbf{K}_n \mathbf{G}_n. \tag{19}$$

Условие, при котором $\Delta\mathbf{K}_n = 0$, называют условием синхронизма, а соответствующую частоту звуковой волны f^* – частотой синхронизма [1]. Умножая скалярно (19) на $\mathbf{q}^0$, получим

$$f^* = \frac{V}{\lambda_0}[n_0(\mathbf{N}_0 \cdot \mathbf{q}^0) - n_1(\mathbf{N}_1 \cdot \mathbf{q}^0)].$$

Отсюда находим малые изменения f^*, связанные с вариацией длины волны $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$:

$$\Delta f^* = f - f^* = \frac{V}{\lambda_0^2}[n_0(\mathbf{N}_0 \cdot \mathbf{q}^0) - n_1(\mathbf{N}_1 \cdot \mathbf{q}^0)]\Delta\lambda. \tag{20}$$

Соотношение (20) устанавливает линейную связь между текущей частотой f ЛЧМ-сигнала и соответствующей условию синхронизма длиной световой волны $\lambda_0 + \Delta\lambda$ АО-взаимодействия любого типа: коллинеарного, широкоугольного, изотропного и т. д.

Прежде чем интегрировать (18), необходимо задать частотный спектр опорного светового и звукового пучков, а также выразить k_1, ΔK через переменные интегрирования f, K_τ и параметр $k_{1\tau}$. Так, для отыскания аппаратной функции частотный спектр $F(f)$ в (18) следует определить спектром ЛЧМ-сигнала (1), а $E_0(\omega)$ – задать δ-функцией, т. е. $E_0(\omega, k_\tau) = \delta(\omega - \omega^0)E_0(k_\tau)$, где $E_0(k_\tau)$ – угловой спектр опорного пучка. Далее воспользуемся линейными приближениями (7) для годографов $L(r)$ и $S(r)$. Подставим данные соотношения в (18) и умножим результат векторно сначала на $\mathbf{G}_n$, а затем на лучевую нормаль $\mathbf{N}_{e1}$. В итоге, выражая $k_{\tau\alpha}$ через θ_α, а вектор $\mathbf{K}$ через текущую частоту f и угол ψ по формулам (7), (8), получим линейную аппроксимацию зависимостей $\Delta K(f, \psi, k_{1\tau}), \theta_0(f, \psi, k_{1\tau})$:

$$\left.\begin{aligned} &\theta_0(f, \theta_1) = -\frac{A_n}{B_n}(f - f^0) + \frac{1}{B_n}\theta_1, \\ &\Delta K_n(f, \theta_1, \Delta\lambda) = \left(C_n - \frac{A_n D_n}{B_n}\right)(f - f^0) + \frac{D_n}{B_n}\theta_1 + \frac{K_\tau}{\cos\gamma} + \Delta K_0(\Delta\lambda), \end{aligned}\right\} \quad (21)$$

$$\left.\begin{aligned} &A_n = \frac{\lambda_0}{Vn_1}\frac{|\mathbf{q}_e \cdot \mathbf{q}|}{|\mathbf{q}_e \times \mathbf{N}_{e1}|}\cos\beta_1, \quad B_n = \left(\frac{\cos\beta_1}{\cos\beta_0}\right)\frac{|\mathbf{q} \times \mathbf{N}_{e1}|n_0}{|\mathbf{q}_e \times \mathbf{N}_{e1}|n_1}, \\ &C_n = -\frac{2\pi}{V}\frac{|\mathbf{q}_e \cdot \mathbf{N}_{e1}|}{|\mathbf{q}_e \times \mathbf{N}_{e1}|}, \qquad D_n = \frac{2\pi n_0}{\lambda_0 \cos\beta_0}\frac{|\mathbf{N}_{e1} \times \mathbf{N}_{e0}|}{(\mathbf{q}_e \cdot \mathbf{N}_{e1})}, \end{aligned}\right\} \quad (22)$$

где

$$\Delta K_0 = \left(C_n - \frac{A_n D_n}{B_n}\right)(f^0 - f^*) \quad (23)$$

– начальная фазовая расстройка, связанная с отклонением несущей частоты сигнала $\mathbf{U}(\mathbf{r}, t)$ от частоты синхронизма f^*. Соотношение (21) определяет линейную чувствительность процесса АОВ к угловой и частотной расстройкам. При этом геометрия дифракции, т. е. взаимная ориентация волновых и лучевых нормалей пучков, определяется коэффициентами (22), называемыми в дальнейшем дисперсионными. Из (21) следует, что переменные K_τ и θ_α не связаны между собой. Это упрощает вычисление интеграла в (18). Интегрируя правую часть (18) по K_τ, получим

$$\frac{d}{dx}E_1(f, \theta_1, \Delta\lambda) = -i\xi_1 s(x) F(f - f^0) E_0(\theta_{1n}) \exp(i\Delta K_n(f, \theta_1, \Delta\lambda)x),$$

где $s(x)$ – распределение спектральной плотности звукового пучка вдоль вектора $\mathbf{G}_n$. Интегрируя последнее уравнение по x от 0 до $L \times \cos\gamma$, с учетом (16), (21)–(23) получим искомое выражение для спектральной плотности пучка на выходе области взаимодействия:

$$E_1(f, \theta_1, \Delta\lambda) = -i\xi_1 E F(f - f^0) E_0\left(\theta_0 = \frac{\theta_1}{B_n} - \frac{A_n}{B_n}(f - f^0)\right) \times$$

$$\times S_m\left(K_\tau = \frac{D_n}{B_n}\theta_1 + \left(C_n - \frac{A_n D_n}{B_n}\right)(f - f^0) + \Delta K_0(\Delta\lambda)\right) \times$$

$$\times \exp\left[i\Delta K_n(f, \theta_1, \Delta\lambda)\frac{L}{2}\right]. \quad (24)$$

Полученные соотношения устанавливают связь АФ с параметрами взаимодействующих пучков и значениями дисперсионных коэффициентов A_n, B_n, C_n и D_n.

Как указывалось выше, ДАФ есть нормированная временная зависимость углового распределения интенсивности дифракционного поля

$$i_1(t,\theta_1,\xi) = E_1(t,\theta_1,\xi)\widetilde{E}_1(t,\theta_1,\xi). \qquad (25)$$

Входящее в (25) динамическое распределение амплитуды $E_1(t,\theta_1,\xi)$ и ее комплексно-сопряженное выражение находим из (24), применив к нему обратное преобразование Фурье и предварительно задав $F(f)$ частотным спектром акустического ЛЧМ-сигнала (1). Последнее соотношение вместе с формулами (1), (20)–(24) определяет динамику углового распределения дифракционного поля в дальней зоне. Искомое же распределение $\Psi(\lambda,\theta,\xi)$ находится делением (25) на угловое распределение интенсивности опорного пучка и выражением текущего времени t через длину волны λ по формулам (1), (20). С точки зрения задачи фильтрации изображений наибольший интерес представляют ситуации, когда АФ слабо зависит от пространственного распределения полей E_0 и S_m. Согласно (24), это становится возможным при обращении в нуль линейного коэффициента D_n при угловой переменной $\Delta\theta$. Это так называемый режим «широкоугольного» АОВ, реализующийся в случае $\mathbf{N}_{e1} = \mathbf{N}_{e0}$ [1]. Для определения угловой апертуры ДАФ $\Delta\theta^*$ в данном режиме АОВ нужно дополнить аппроксимацию (21) параметра $\Delta K(\theta_1)$ квадратичным по θ_1 слагаемым с угловым дисперсионным коэффициентом D_{n2}. Значения этого и всех других дисперсионных коэффициентов, согласно (22), определяются срезом кристалла и геометрией взаимодействия. Поэтому для достижения максимума угловой апертуры данные параметры следует выбирать так, чтобы D_n обращался в нуль, а значение D_{n2} было бы минимальным. В качестве примера на рис. 1 приведены расчетные значения указанных коэффициентов и других параметров анизотропной дифракции на сдвиговой волне в кристалле парателлурита. Расчеты проведены для системы координат x'', y'', z'', развернутой относительно кристаллофизической системы на углы Эйлера $\alpha = 45°$, φ и $\gamma = 0$. Предполагалось, что акустический пучок мощностью 0,1 Вт имеет равномерное распределение поля на

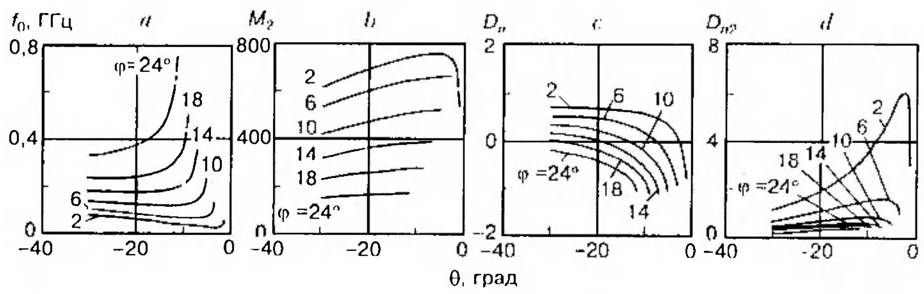

Рис. 1. Угловые зависимости частоты синхронизма (*a*), коэффициента акустооптического качества $M_2 \cdot 10^{-19}$ кг/с^3 (*b*), линейного (*c*) и квадратичного (*d*) угловых дисперсионных коэффициентов при аномальном АОВ со сдвиговой волной в монокристалле парателлурита

апертуре L и распространяется в направлении оси x'', а опорный световой – вблизи направления z''. Материальные константы кристалла были взяты из справочника [10]. Из данных рис. 1 следует, что условие $D_n = 0$ широкоугольной дифракции в TeO_2 достигается в секторе направлений звуковой волны $0 < \varphi < 20°$. При этом абсолютный максимум угловой апертуры ($D_n = 0$, D_{n2} – min) может быть достигнут на срезе $\varphi \approx 19°$ при достаточно высоком значении коэффициента акустооптического качества. Для указанных срезов, согласно (24), (25), ДАФ не зависит от угловой координаты θ, обеспечивая таким образом максимальную четкость обрабатываемого изображения.

На рис. 2 приведены соответствующие результаты моделирования ДАФ. При проведении расчетов полагалось, что опорный световой пучок с λ_0 = = 0,63 мкм и равномерным распределением поля по апертуре d направлен под углом 39° к вектору **q**. Параметр расстройки θ есть угол θ_1, нормированный к дифракционной расходимости опорного пучка. Значение ДАФ $\Psi(\lambda, \xi)$ дано в процентах от мощности $\mathbf{E}_0$. Полученные данные позволяют выделить следующие характерные искажения ДАФ, связанные с увеличением скорости перестройки:

1. Сравнительно медленное уширение АФ и повышение уровня боковых лепестков при увеличении скорости перестройки сигнала в пределах $\xi < \xi_*$, ξ_* – критическое значение скорости перестройки, связанное с геометрией АОВ и размерами пучков.

2. Радикальное искажение АФ в области $\xi > \xi_*$. Здесь боковые лепестки АФ, образуя «ложные» максимумы, начинают превалировать над основным максимумом (см. рис. 2, *a*, *b*), который при этом может оказаться даже полностью подавленным. Предлагаемая модель позволяет установить допустимый порог ξ_* для любой экспериментальной ситуации.

3. Число «ложных» максимумов ДАФ в области $\xi > \xi_*$ зависит от скорости перестройки и параметров пучков (см. рис. 2, *a*, *b*).

4. В условиях фазовой расстройки АФ утрачивает симметрию относительно положения главного максимума (см. рис. 2, *b*).

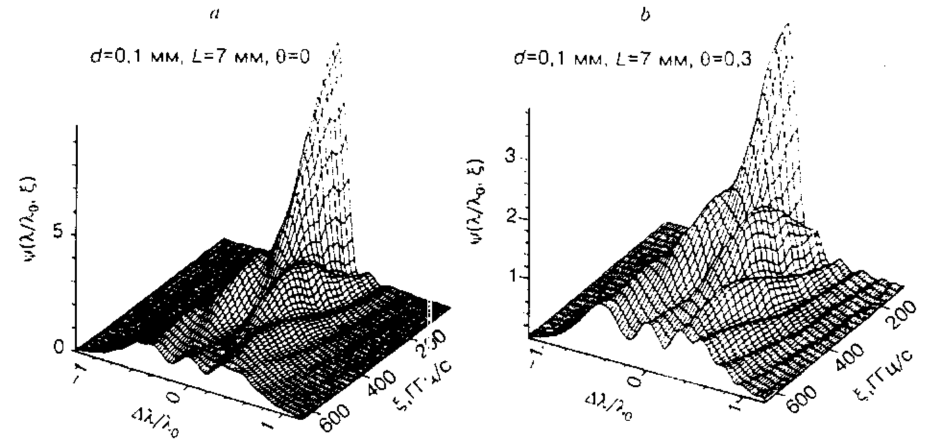

Рис. 2. Динамическая аппаратная функция широкоугольного АОВ в парателлурите

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Балакший В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е.** Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
2. **Voloshinov V., Mironov O.** // Sov. Techn. Phys. J. Lett. 1988. **14**, N 17. P. 1541.
3. **Пожар В. Э., Пустовойт В. И.** Коллинеарная дифракция: возможности и перспективы // Акустооптические устройства радиоэлектронных систем. Л., 1988. С. 36.
4. **Епихин В. М., Визен Ф. Л.** Двухканальный фильтр с новыми функциональными возможностями // Оптика и спектроскопия. 1994. **76**, № 4. С. 697.
5. **Скоков И. В.** Оптические спектральные приборы. М.: Машиностроение, 1984.
6. **Магдич Л. Н.** Аппаратная функция акустооптического фильтра при перестройке частоты // Оптика и спектроскопия. 1980. **49**, № 2. С. 387.
7. **Molchanov V. Y.** Double – Cannel collinear acousto-optical tunable filter for spectral analysis non-polarized optical images // World Congress on Ultrasonics. 1995. P. 285.
8. **Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П.** Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1975.
9. **Хаткевич А. Г.** Дифракция и распространение пучков ультразвукового излучения в монокристаллах // Акуст. журн. 1978. **24**, вып. 1. С. 108.
10. **Акустические** кристаллы: Справочник / Под ред. М. П. Шаскольской. М.: Наука, 1982.

Поступила в редакцию 15 апреля 1997 г.