

РЕЖИМ АВТОРАССТРОЙКИ УГЛА БРЭГГА В АКУСТООПТИЧЕСКИХ ЯЧЕЙКАХ С МНОГОЭЛЕМЕНТНЫМИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯМИ

А. Б. Баренбойм, Ю. Е. Невский

В большинстве работ, посвященных акустооптическим ячейкам (АОЯ) с многоэлементными электроакустическими преобразователями (МЭАП), основное внимание уделяется вопросам расширения полосы пропускания, что связано с их использованием в широкополосных системах обработки информации. Относительно широкая полоса в приборах этого типа достигается за счет эффекта автоподстройки диаграммы направленности звукового поля под угол Брэгга при определенной геометрии взаимодействия. Направление падающего пучка света обычно выбирается так, чтобы на центральной частоте рабочего диапазона f_0 условие Брэгга выполнялось для пространственной гармоники звукового поля, распространяющейся в направлении -1 -го или $+1$ -го максимума диаграммы направленности, и чтобы в первом случае частота дифрагированного света уменьшалась, а во втором увеличивалась. Геометрия взаимодействия в АОЯ с многоэлементным встречноштыревым преобразователем в режиме автоподстройки на частоте f_0 показана на рис. 1. Условие автоподстройки $d |\partial_B|_{f=f_0} = -d |\varphi|_{f=f_0}$, где θ_B — угол Брэгга, φ — угол между направлением максимума лепестка диаграммы направленности преобразователя и осью y (нормалью к плоскости преобразователя), выполняется, если период преобразователя p , схема которого показана на рис. 2, определяется выражением

$$p = 2nV^2/\lambda f_0^2, \quad (1)$$

в котором V — скорость звука, n — показатель преломления, λ — длина волны света в вакууме. Этот режим и характеристики соответствующих АОЯ рассматривались в ряде работ, например [1, 2].

Условие Брэгга в рассматриваемой АОЯ может быть выполнено и при таком направлении падающего света, когда при дифракции на пространственной гармонике, распространяющейся в направлении -1 -го максимума диаграммы направленности, частота дифрагированного света увеличивается, а в направлении $+1$ -го — уменьшается. Такая геометрия взаимодействия для частоты f_0 и при выполнении условия (1) показана на рис. 3. При этом свет дифрагирует сразу на двух пространственных гармониках. Сканирование лепестков диаграммы направленности с изменением частоты звука в этом случае приводит к расстройке дифракции. Такой режим работы АОЯ будем называть авторасстройкой. В работе рассмотрены характеристики АОЯ с МЭАП в этом режиме. Показано, что некоторые особенности данного режима расширяют область применения АОЯ с МЭАП.

В линейном приближении фурье-образ дифрагированного света с точностью до несущественного для нашей задачи множителя определяется выражением

$$U_d(k_x, k_y, \omega) \propto \iiint_{-\infty}^{\infty} \iiint_{-\infty}^{\infty} U_i'(k'_x, k'_y, \omega') A'(K_x, K_y, \Omega) \delta(k'_x - k_x + K_x) \times \\ \times \delta(k'_y - k_y + K_y) \delta(\omega - \omega' - \Omega) dk'_x dk'_y d\omega' dK_x dK_y d\Omega, \quad (2)$$

где U_i' — фурье-образ падающего света, A' — фурье-образ излучаемого преобразователем звука, δ — дельта-функция Дирака, ω — циклическая частота света, Ω — циклическая частота звука. Перейдем в (2) к полярным координатам $k'_x = k' \cos \theta_i$, $k'_y = k' \sin \theta_i$, $k_x = k \cos \theta_d$, $k_y = k \sin \theta_d$, $K_x = K \cos \theta_s$, $K_y = K \sin \theta_s$. Учтем, что $k = \omega/a$, где a — скорость света в среде. Функции U_i' и A' , являющиеся фурье-образами решений волновых однородных уравнений, можно записать в виде [3]

$$U_i' = U_i(k', \theta_i, \omega') \delta(k' - \omega'/a), \quad A' = A(K, \theta_s, \Omega) \delta(K - \Omega/V).$$

Тогда

$$U_d(\omega, \theta_d) \propto \iint_{-\infty}^{\infty} \iint_0^{2\pi} \iint_0^{\infty} U_i(k', \theta_i, \omega') A(K, \theta_s, \Omega) \delta(k' - \omega'/a) \times \\ \times \delta(K - \Omega/V) \delta[k' \cos \theta_i + K \cos \theta_s - (\omega/a) \cos \theta_d] \delta[k' \sin \theta_i + K \sin \theta_s - \\ - (\omega/a) \sin \theta_d] \delta(\omega - \omega' - \Omega) k' K dk' dK d\theta_i d\theta_s d\omega' d\Omega.$$

Используя фильтрующее свойство δ -функции, возьмем последовательно интегралы по K , k' , Ω , θ_s и ω' . Окончательно получим

$$U_d(\omega, \theta_d) \propto \int_0^{2\pi} U_i\left(\theta_i, \omega \left[1 - 2\beta \sin\left(\frac{\theta_d - \theta_i}{2}\right)\right]\right) \times \\ \times A\left\{\arccos\left[-\sin\left(\frac{\theta_d + \theta_i}{2}\right)\right], 2\beta\omega \sin\left(\frac{\theta_d - \theta_i}{2}\right)\right\} \beta\omega d\theta_i, \quad (3)$$

где $\beta = V/a$. Таким образом, чтобы получить выражение для U_d , необходимо найти функции $U_i(\theta_i, \omega')$, $A(\theta_s, \Omega)$, сделать замену переменных

$$\omega' \rightarrow \omega(1 - 2\beta \sin[(\theta_d - \theta_i)/2]), \quad (4)$$

$$\Omega \rightarrow 2\beta\omega \sin\left(\frac{\theta_d - \theta_i}{2}\right), \quad \theta_s \rightarrow \arccos\left[-\sin\left(\frac{\theta_d + \theta_i}{2}\right)\right]$$

и проинтегрировать (3) по θ_i . Если падающий свет можно считать плоским и монохроматическим, то при малых углах падения

$$U_i(\theta_i, \omega') \propto (a/\omega') \delta(\theta_i - \theta_0) \delta(\omega' - \omega_0), \quad (5)$$

где θ_0 — угол, под которым свет распространяется в среде, ω_0 — его циклическая частота. Проинтегрировав (3), с учетом (4) и (5) получим

$$U_d(\omega, \theta_d) \propto A\left\{\arccos\left[-\sin\left(\frac{\theta_d + \theta_0}{2}\right)\right], 2\beta\omega \sin\left(\frac{\theta_d - \theta_0}{2}\right)\right\} \times \\ \times \delta\left(\omega \left[1 - 2\beta \sin\left(\frac{\theta_d - \theta_0}{2}\right)\right] - \omega_0\right). \quad (6)$$

Здесь и далее предполагается, что $\beta \ll 1$.

Таким образом, получено выражение для пространственно-частотного спектра дифрагированного света, который полностью определяется пространственно-частотным спектром звука $A(\theta_s, \Omega)$. Частотный спектр звука $S(\Omega)$ будем считать известным. Угловой спектр звука A_s определим по распределению звукового поля в плоскости преобразователя. Будем считать, что все элементы преобразователя излучают звук одинаковой амплитуды $u_1 = 1$ с фазовым сдвигом π между соседними элементами. Число периодов p (рис. 2) обозначим через N . Тогда, согласно [4],

$$A_s(\Omega \cos \theta_s / V) = \\ = \int_0^d \exp\left(-i \frac{\Omega}{V} \cos \theta_s x\right) dx + \dots + \int_{(N-1)p}^{(N-1)p+d} \exp\left[-i \frac{\Omega}{V} \cos \theta_s x - (N-1)\pi\right] dx.$$

Взяв интеграл и просуммировав полученный ряд, для $A(\theta_s, \Omega)$ имеем

$$A(\theta_s, \Omega) \propto \quad (7)$$

$$\propto \frac{\sin[(\Omega d/2V) \cos \theta_s]}{(\Omega d/2V) \cos \theta_s} \frac{\sin[(N\Omega p/2V) \cos \theta_s]}{2N \cos[(\Omega p/4V) \cos \theta_s]} S(\Omega).$$

С учетом (7) и (4) выражение (6) принимает вид

$$U_d(\omega, \theta_d) \propto \\ \propto \frac{\sin\{(\beta\omega d/V) \sin[(\theta_0 - \theta_d)/2] \sin[(\theta_0 + \theta_d)/2]\}}{(\beta\omega d/V) \sin[(\theta_0 - \theta_d)/2] \sin[(\theta_0 + \theta_d)/2]} \times \\ \times \frac{\sin\{(N\beta\omega p/V) \sin[(\theta_0 - \theta_d)/2] \sin[(\theta_0 + \theta_d)/2]\}}{2N \cos\{(\beta\omega p/2V) \sin[(\theta_0 - \theta_d)/2] \sin[(\theta_0 + \theta_d)/2]\}} \times \\ \times S\{2\beta\omega \sin[(\theta_d - \theta_0)/2]\} \delta\{\omega - \omega_0/(1 - 2\beta \sin[(\theta_d - \theta_0)/2])\}. \quad (8)$$

Выражение (8) описывает распределение амплитуды света в дальней зоне, которое в акустооптических устройствах обычно реализуется в фокальной плоскости линзы. Здесь δ -функция показывает, что каждому выбранному направлению θ_d (или точке в фокальной плоскости линзы) соответствует своя частота света, зависящая также от направления падающего пучка θ_0 , так как

$$\omega \simeq \omega_0(1 + 2\beta \sin[(\theta_d - \theta_0)/2]).$$

Найдем угловое распределение интенсивности дифрагированного света $i_d \propto U_d U_d^*$. Для этого проинтегрируем (8) по ω :

$$i_d \propto \left\{ \frac{\sin\left[\left(\frac{\pi}{4\theta_m^2}\right)(\theta_0^2 - \theta_d^2)\right]}{\left(\frac{\pi}{4\theta_m^2}\right)(\theta_0^2 - \theta_d^2)} \frac{\sin\left[\left(\frac{\pi N}{\theta_m^2}\right)(\theta_0^2 - \theta_d^2)\right]}{2N\cos\left[\left(\frac{\pi}{2\theta_m^2}\right)(\theta_0^2 - \theta_d^2)\right]} S\left[\frac{\pi V}{\lambda}(\theta_d - \theta_0)\right] \right\}^2,$$

где $\theta_m^2 = 2\lambda/pn$; кроме того, предполагается, что $d = p/4$.

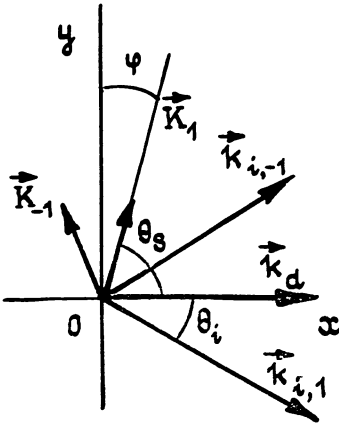


Рис. 1.

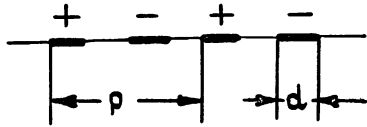


Рис. 2.

Диаграмма направленности дифрагированного света при $\theta_0 = 0$, что соответствует режиму авторасстройки (рис. 3) и $S = \text{const}$, имеет два главных максимума в направлениях $\pm\theta_m$. Оценка ширины этих максимумов приводит к выражению

$$\Delta\theta_{\max} = \theta_m/N.$$

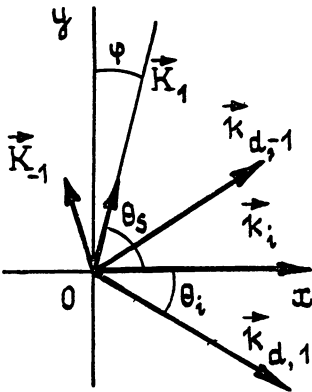


Рис. 3.

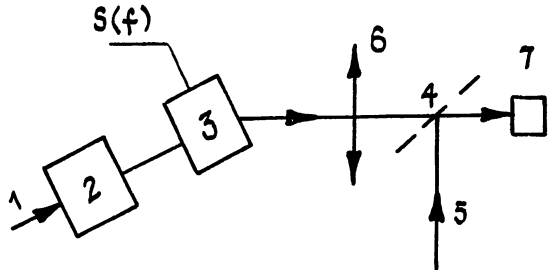


Рис. 4.

Ширина полосы частот, представленных в максимуме,

$$\Delta f_{\max} = f_0/N$$

(при условии, что период p выбран в соответствии с формулой (1)). Интересным является также тот факт, что с изменением θ_0 в достаточно широких пределах направления максимумов изменяются незначительно. Допустимый интервал изменения θ_0 , при котором амплитуда дифрагированного света в направлениях $\theta_d = \pm\theta_m$ отлична от нуля, составляет

$$\Delta\theta_0 = 2\theta_m/\sqrt{N}.$$

Исследованный в данной работе режим может быть использован для создания быстродействующих перестраиваемых фильтров СВЧ диапазона. Схема такого устройства показана на рис. 4. Падающий луч света 1, пройдя дефлектор 2, дифрагирует на АОЯ 3. При этом частота дифрагированного света оказывается сдвинутой относительно частоты падающего на величину

$$f \simeq f_0 - V\lambda^{-1}\theta_0. \quad (9)$$

Дифрагированный свет, пройдя линзу 6, попадает на фотоприемник 7. Одновременно на фотоприемник попадает опорный луч 5. На выходе фотоприемника выделяется сигнал, соответствующий небольшому интервалу спектра $S(f)$ вблизи частоты f , определяемой формулой (9). Ширина полосы отфильтрованного сигнала Δf_Φ и диапазон перестраиваемых частот Δf_Π зависят от апертуры b фотоприемника 7. Если $b < F\Delta\theta_{\max}$, то

$$\Delta f_\Phi \approx bV/\lambda F; \quad (10)$$

$$\Delta f_\Pi \approx 2f_0/\sqrt{N}. \quad (11)$$

Минимальная величина Δf_Φ в этом случае определяется разрешающей способностью оптической схемы. Если $b > F\Delta\theta_{\max}$, то

$$\Delta f_\Phi \approx f_0/\sqrt{N}; \quad (12)$$

$$\Delta f_\Pi \approx \sqrt{2bVf_0/F\lambda}. \quad (13)$$

Схема, показанная на рис. 4, может быть использована также для быстрого последовательного анализа спектра радиосигналов. При этом опорный луч 5 не нужен. Разрешающая способность и полоса анализируемых частот определяются теми же формулами (10)—(13).

Таким образом, особенности работы АОЯ с МЭАП в режиме авторасстройки расширяют область их применения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Григорьев М. А., Зюрюкин Ю. А., Петров В. В., Толстиков А. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1982. Т. 25. № 8. С. 948.
2. Зюрюкин Ю. А., Ушаков Н. М. // Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Т. 27. № 8. С. 1065.
3. Бредов М. М., Румянцев В. В., Топтыгин И. И. Классическая электродинамика. — М.: Наука, 1984.
4. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику. — М.: Мир, 1970.

Новосибирский электротехнический институт

Поступила в редакцию
5 ноября 1987 г.