

УДК 534.874.2:535.241.13

**АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ МНОГОЭЛЕМЕНТНЫХ  
ЭЛЕКТРОАКУСТИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ,  
ОБЕСПЕЧИВАЮЩИХ АВТОПОДСТРОЙКУ ЗВУКОВОГО ПУЧКА  
В БРЭГГОВСКИХ АКУСТООПТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВАХ. I**

*M. A. Григорьев, B. B. Петров, A. B. Толстиков*

Рассматриваются многоэлементные электроакустические преобразователи (МЭАП) для акустооптических устройств, обеспечивающие автоподстройку «под угол Брэгга» и представляющие собой последовательность синфазных или противофазных пьезоэлементов, а также элементов, входящих в ячейки многозвездных фильтров низких или высоких частот. Для различных пространственных гармоник возбуждающего поля найдены частотные зависимости для емкостного сопротивления пьезоэлемента, входного импеданса МЭАП и оптимального волнового сопротивления подводящей линии. Получены аналитические выражения для коэффициентов преобразования. Приводятся численные результаты для МЭАП из  $ZnO$  «подслоем» и «надслоем» из  $Al$  на звукопроводе из  $LiNbO_3$   $x$ -реза.

В [1] на основе представления о пространственных гармониках возбуждающего электромагнитного поля в многоэлементных электроакустических преобразователях (МЭАП) была рассмотрена возможность автоподстройки «под угол Брэгга» акустического пучка, созданного преобразователями с синфазными (СФ) и противофазными (ПФ) элементами, а также с элементами, входящими в ячейки многозвездных фильтров низких (ФНЧ) или высоких (ФВЧ) частот. Была предложена методика расчета периода таких систем, длии отдельных элементов и длины всего преобразователя, необходимых для широкополосной работы акустооптического (АО) устройства.

Чтобы сделать выводы о применимости в акустооптике того или иного преобразователя, необходимо рассмотреть вопрос о коэффициенте преобразования (КП) различных МЭАП, а также сравнить предельные эффективности АО взаимодействия, достижимые при их использовании. Этому и посвящена настоящая статья, написанная как продолжение [1]. Опубликованные ранее работы [2, 3] и др. не дают возможности сделать указанные выводы.

Здесь мы остановимся на согласовании МЭАП с источником сигнала, что в значительной мере определяет его эффективность, и найдем КП для различных пространственных гармоник возбуждающего электромагнитного поля.

Часть II\* будет посвящена оптимальному значению КП, обеспечивающему максимум интенсивности дифрагированного света в случае МЭАП типа ФНЧ и ФВЧ, и сравнению предельно достижимых эффективностей АО-взаимодействия для МЭАП названных выше типов.

\* «Анализ эффективности многоэлементных электроакустических преобразователей, обеспечивающих автоподстройку звукового пучка в брэгговских акустооптических устройствах II» будет напечатана в следующем номере.

## 1. СОГЛАСОВАНИЕ МЭАП С ГЕНЕРАТОРОМ

a) Синфазные и противофазные преобразователи позволяют, применяя соответствующую схему соединения пьезоэлементов между собой, аналогично тому, как это делается в мозаичных преобразователях [4], получить импеданс, модуль которого близок к волновому сопротивлению стандартной передающей линии. Это облегчает достижение приемлемых значений КП без применения каких-либо подстроечных элементов, устраняющих отражения от преобразователя. Такие элементы неоправданно усложняют конструкцию МЭАП и обычно сужают его возможную рабочую полосу частот. Простейшим способом подведения к МЭАП мощности СВЧ генератора является прямое подключение многоэлементной структуры к передающей линии, когда полностью отсутствуют какие-либо согласующие устройства. При этом мощность, преобразуемая в «звук», достигает максимума при условии, что волновое сопротивление линии имеет опимальное значение  $Z_{\text{опт}}$ , равное модулю импеданса преобразователя [5]  $Z_{\text{опт}} = \sqrt{R_z^2 + X_z^2}$ , где  $R_z$  и  $X_z$  — суммарные активное и реактивное сопротивления МЭАП. КСВН в таком случае остается еще большим, но КП, при использовании пленок ZnO или пластинок LiNbO<sub>3</sub>, оказывается, независимо от частотного диапазона, достаточно высоким ( $-3 \div -14 \text{ dB}$ ), а расчетная полоса частот преобразователя достигает октавы и более (см. ниже). От влияния на генератор отраженной волны легко избавиться применением вентиля.

Следует заметить, что потери мощности в самой линии, а также конечная проводимость пьезоэлектрика и сопротивление контактов, «подслоя» и «надслоя» заметно снижают КСВН и делают малоэффективным применение подстроечных элементов, поскольку даже полная ликвидация отражений не приводит к достижению стопроцентного преобразования.

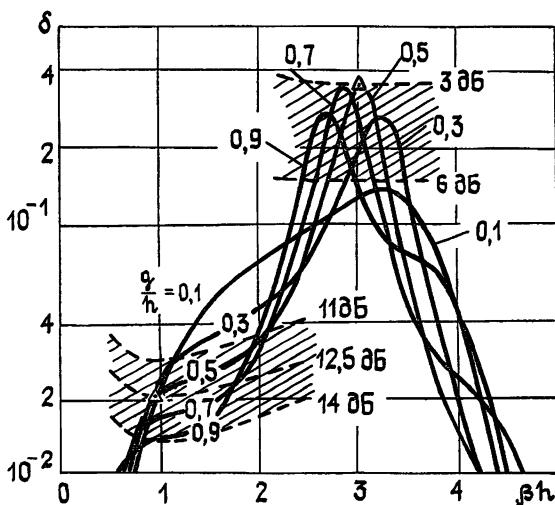


Рис. 1.

Импеданс МЭАП, а следовательно и  $Z_{\text{опт}}$ , зависит от схемы соединения отдельных элементов между собой. При параллельном или последовательном соединении  $n$  элементов, каждый из которых имеет импеданс  $Z(\omega) = R(\omega) + jX(\omega) = X(\delta + j)$ , где  $\delta = R/X$ , оптимальное волновое сопротивление линии на частоте  $\omega_0$  будет выражаться формулой

$$Z_{\text{опт}} = n^q X_0 \sqrt{1 + \delta_0^2}, \quad (1)$$

где  $X_0 = X(\omega_0)$ ,  $\delta_0 = \delta(\omega_0) = R(\omega_0)/X(\omega_0) = R_0/X_0$ ,  $q = 1$  или  $-1$  при последовательном или параллельном соединении соответственно.

Располагая теоретически рассчитанной зависимостью  $\delta$  от произведения постоянной распространения упругой волны в пьезоэлектрике  $\beta$  и его толщины  $h$ , можно найти  $Z_{\text{опт}}$ , воспользовавшись тем, что реактивное сопротивление пьезоэлемента с площадью  $s$  определяется главным образом его статической емкостью

$$X = -h/\omega s, \quad (2)$$

а добавкой, обусловленной пьезоэффектом, можно пренебречь. На рис. 1 изображено семейство теоретических зависимостей  $\delta$  от  $\beta h$ , рассчитанное для случая, когда возбуждаются продольные упругие волны в кристалле  $\text{LiNbO}_3$  в направлении оси  $x_1$  с помощью пьезоэлектрика  $\text{ZnO}$  с «подслоем» и «надслоем» из  $\text{Al}$ . Слой  $\text{ZnO}$  считается ориентированным осью  $x_3$  перпендикулярно торцу кристалла  $\text{LiNbO}_3$ , а толщина «надслоя» — равной  $p = 0.1h$ . Параметром у кривых служило отношение толщин «подслоя» и пьезоэлектрика ( $g/h$ ). Импеданс преобразователя находился в квазистатическом приближении

$$R + jX = \left[ \int_0^h E(x, t) dx \right] / j\omega D,$$

где  $E(x, t)$  и  $D(t)$  — напряженность и смещение электрического поля в пьезоэлектрике.

При расчете использовались следующие значения физических констант для  $\text{ZnO}$ ,  $\text{LiNbO}_3$  и  $\text{Al}$  соответственно. Скорость звука ( $10^3 \text{ м/с}$ ) принималась равной 6,1, 6,57, 6,32. Акустические волновые сопротивления ( $10^6 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$ ) принимались равными 34,4, 30,4, 17,1. Диэлектрическая проницаемость и коэффициент электромеханической связи  $\text{ZnO}$ : 8,84 и 0,283.

Пусть на какой-либо из приведенных кривых в окрестности точки с абсциссой  $\beta_0 h$  и ординатой  $\delta_0$  выбран участок, обеспечивающий допустимый перепад и приемлемую величину КП в рабочем диапазоне частот, и пусть этой точке соответствует частота  $\omega_0$ . Тогда требуемая толщина пьезоэлемента будет равна  $h = (\beta_0 h) v_2 / \omega_0$ , где  $v_2$  — скорость звука в пьезоэлектрике. Полагая, что  $s = ab$ , где  $a$  — длина пьезоэлемента, а  $b$  — его ширина, определяемая размером падающего светового пучка, в направлении, перпендикулярном плоскости дифракции, из (2) получим

$$X_0 = -(\beta_0 h) v_2 / \omega_0 \epsilon_r \epsilon_0 ab. \quad (3)$$

Здесь длина  $a$  должна составлять определенную (оптимальную) долю от периода преобразователя  $l_m$  для того, чтобы амплитуда парциальной упругой волны, возбуждаемой  $m$ -й пространственной гармоникой электромагнитного поля, достигала максимума

$$a = (a/l_m) l_m, \quad (4)$$

где  $l_m$  выбирается так, чтобы МЭАП обеспечивал автоподстройку «под угол Брэгга» при использовании  $m$ -й пространственной гармоники. Если исходить из допущения, что  $\delta \rightarrow 0$  и синфазные или противофазные МЭАП являются «чисто» емкостной нагрузкой линии с оптимальным волновым сопротивлением  $Z_{\text{опт}} = X_0$ , то можно, воспользовавшись выражениями для амплитуд пространственных гармоник и напряженности электрического поля в пьезоэлементах (см. [1]), показать, что при постоянной мощности согласованного с линией генератора опти-

мальное значение  $(a/l)_m$  должно удовлетворять уравнению

$$(\varphi_0 + 2\pi m) (a/l)_m = \lg [(\varphi_0 + 2\pi m)/2(a/l)_m],$$

где  $\varphi_0$  — сдвиг фазы на период.

Заметим, что это уравнение справедливо и для МЭАП типа ФНЧ и ФВЧ, если они согласованы на одном конце с передающей линией, а на другом — с поглотителем.

Используя выражение для  $l_m$  из [1], можно для рассматриваемых здесь типов МЭАП записать

$$l_m = k_m n_0 v_4^2 / f_0^2 \lambda_0, \quad (5)$$

где  $v_4$  и  $n_0$  — скорость звука и показатель преломления в звукопроводе,  $\lambda_0$  — длина световой волны в вакууме,  $k_m$  — коэффициент, принимающий различные значения в зависимости от типа преобразователя и номера используемой пространственной гармоники  $m$ . Для МЭАП, у которых сдвиг фазы между соседними элементами  $\varphi_0$  не зависит от частоты (СФ или ПФ),

$$k_m = |\varphi_0/\pi + 2m|, \quad (6)$$

а для МЭАП типа ФНЧ и ФВЧ

$$k_m = \frac{1}{\pi} \left\{ \varphi_m^2(f_0) + 4 \left[ \operatorname{tg}^2 \frac{\varphi_0(f_0)}{2} - v \varphi_m(f_0) \operatorname{tg} \frac{\varphi_0(f_0)}{2} \right] \cos^2 \theta_0(f_0) \right\}^{1/2}, \quad (7)$$

где  $\varphi_0(f_0)$  — сдвиг фазы для частоты  $f_0$ ,  $\varphi_m(f_0) = \varphi_0(f_0) + 2\pi m$ ,  $v = 1$  для ФНЧ и  $v = -1$  для ФВЧ.

Подставляя (4) в (3), получим формулу для нахождения реактивного сопротивления пьезоэлемента на частоте  $\omega_0$ :

$$X_0 = \frac{\lambda_0}{4\pi^2 \epsilon_r \epsilon_0 n_0} \frac{\beta_0 h}{k_m (a/l)_m} \frac{v_2}{v_4^2} \frac{1}{b}. \quad (8)$$

Здесь  $k_m$ , определяемый из (6), не зависит от частоты. Что касается  $k_m$  в (7), то и он остается практически постоянным, поскольку  $\varphi_0(f_0)$  в любом частотном диапазоне колеблется обычно в интервале  $(0,2 \div 0,8) \pi$ , а  $\cos^2 \theta_0(f_0) \approx 1$  для  $f_0 \leq 10 \text{ ГГц}$ . Поэтому  $X_0$  при переходе от одного частотного диапазона к другому остается практически одним и тем же у каждого в отдельности из рассматриваемых здесь МЭАП. Это означает, что требующаяся емкость пьезоэлемента уменьшается обратно пропорционально частоте  $f_0$ .

Для нахождения  $Z_{\text{опт}}$  необходимо знать число элементов  $n$  (см. (1)). В рассматриваемых МЭАП это число определяется шириной рабочего диапазона частот, в пределах которого обеспечивается автоподстройка «под угол Брэгга». Используя формулу (18) работы [1], можно для СФ и ПФ МЭАП в приближении малых брэгговских углов получить формулу

$$n \approx k_m^{-1} (5,57/\pi) (f_0/\Delta f)^2, \quad (9)$$

где  $\Delta f$  — полуширина рабочей полосы частот, а  $k_m$  находится из (6).

Интересно отметить, что для МЭАП типа СФ и ПФ полная длина  $L = nl_m$ , как следует из (5) и (9), не зависит от  $m$ .

Подставляя (8) и (9) в (1), найдем окончательно оптимальное волновое сопротивление линии, подводящей электромагнитную энергию к МЭАП типа СФ и ПФ,

$$Z_{\text{опт}} = \left[ \frac{5,57}{\pi} \left( \frac{f_0}{\Delta f} \right)^2 \right]^q \frac{(\beta_0 h) \sqrt{1 + \delta_0^2}}{k_m^{q+1} (a/l)_m} \frac{\lambda_0 v_2}{4\pi^2 \epsilon_r \epsilon_0 n_0 v_4^2} \frac{1}{b}. \quad (10)$$

Из (10) видно, что  $Z_{\text{опт}}$  не зависит от абсолютного значения частоты, а определяется лишь относительной шириной рабочей полосы частот МЭАП и рабочей точкой на кривой  $\delta(\beta h)$ .

В табл. 1 приведены значения  $Z_{\text{опт}}$ , рассчитанные по формуле (10) при последовательном или параллельном соединении элементов между собой для случая, соответствующего на рис. 1 кривой с параметром  $g/h=0,5$ . При этом была выбрана точка  $\beta_0 h=3$ ,  $\delta_0=3,552 \cdot 10^{-1}$ . Полоса частот, в которой осуществляется автоподстройка «под угол Брэгга», принималась равной  $2\Delta f/f_0=0,2$ , показатель преломления  $n_0=2,24$ , а ширина элементов  $b=0,2 \text{ мм}$ .

Таблица 1

Тип преобр.	Номер использ. простр. гармон. $m$	$k_m$	Число элементов для $(2\Delta f/f_0) = 0,2$ $n$	$I_m f_0^2 \cdot 10^{-14}, \text{ м} \cdot \text{Гц}^2$	$\left(\frac{a}{l}\right)_m$	Показатель схемы $q$	$Z_{\text{опт}}, \Omega$ при $b=0,2 \text{ мм}$
СФ	+1(-1)	2	89	3,07	0,371	+1 -1	24474 3,11
ПФ	0(-1)	1	177	1,53	0,742	-1 +1	48947 1,56
ПФ	+1	3	59	4,6	0,247	+1 -1	16338 4,68

Из табл. 1 видно, что для СФ и ПФ МЭАП необходимо использовать параллельное соединение элементов, поскольку при последовательном соединении оптимальное волновое сопротивление подводящей линии оказывается слишком велико.

б) МЭАП типа ФНЧ и ФВЧ можно рассматривать как многозвенные цепочки фильтров, к входным «клеммам» которых подводится СВЧ мощность и в них возбуждаются бегущие электромагнитные волны. В каждом звене (ячейке) такой цепочки происходит электроакустическое преобразование, в связи с чем электромагнитная волна затухает вдоль преобразователя. Можно показать (см. ч. II), что в таком случае, для получения максимальной мощности дифрагированного на упругой волне света, КП, определяемый как  $\eta=P_{\text{ак}}/P_{\text{вх},1}$  ( $P_{\text{ак}}$  — мощность акустических колебаний, а  $P_{\text{вх},1}$  — ЭМ мощность, подводимая к 1-ой ячейке МЭАП), должен принимать оптимальное значение, равное  $\eta_{\text{опт}}=-0,367 \text{ dB}$ . Это означает, что к концу МЭАП подойдет лишь  $\sim 8\%$  от мощности, подведенной к началу. Если на выходных «клеммах» МЭАП отсутствует согласованная нагрузка, то в цепочке возникнет отраженная волна, также затухающая вследствие преобразования. В результате на выходных «клеммах» КСВН окажется равным 1,18. Таким образом, при оптимальном значении КП, даже при произвольной нагрузке на выходных «клеммах» МЭАП, задача о согласовании с генератором сводится к обеспечению в заданной полосе частот удовлетворительного соответствия волновых сопротивлений преобразователя и подводящей линии.

Эквивалентные волновые сопротивления Т- и П-ячеек фильтров выражаются известной [6] формулой

$$Z_{T,P} = \sqrt{Z/Y}[1+ZY/4]^{r/2}, \quad (11)$$

где  $r=1$  для Т-, а  $r=-1$  для П-ячейки,  $Z$  и  $Y$  — соответственно последовательный импеданс и шунтирующий адmittанс эквивалентных

схем Т- и П-ячеек (см. рис. 2а, б). Пьезоэлемент на схемах представлен активным сопротивлением излучения  $R$  и емкостью  $C$ , а соединительные проводники — индуктивностью  $L$ . Используя (11), можно для всех рассматриваемых ячеек получить формулу вида

$$Z_{T,P} = |Z_{0,T,P}| \gamma e^{j\alpha}, \quad (12)$$

где  $Z_{0,T,P}$  — зависящая от частоты величина, равная эквивалентному волновому сопротивлению фильтра без потерь (при  $\delta=0$ ) [6],

$$Z_{0,T,P} = 2^{\nu} X \frac{\omega}{\omega_{rp}} \left[ 1 - \left( \frac{\omega}{\omega_{rp}} \right)^{2\nu} \right]^{1/2}. \quad (13)$$

Здесь  $\nu$  — то же, что и в (7),  $\omega_{rp}$  — граничная круговая частота, определяемая как  $\omega_{rp}=2/\sqrt{LC}$  для ФНЧ и  $\omega_{rp}=1/2\sqrt{LC}$  для ФВЧ.

Будем в дальнейшем называть полосой пропускания тот диапазон частот, в котором формула (13) дает чисто действительное число, а за его границей — чисто мнимое.

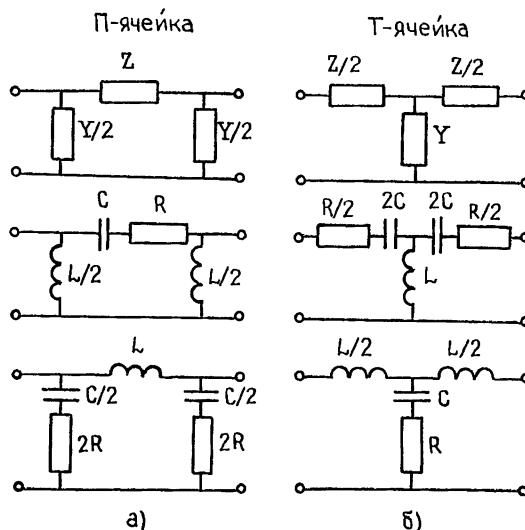


Рис. 2.

Комплексная величина  $\gamma e^{j\alpha}$  зависит от  $\omega$  и от  $\delta$ . Ее модуль  $\gamma$  и фаза  $\alpha$  как внутри, так и вне полосы пропускания определяются для Т- и П-ячеек ФНЧ, а затем для Т- и П-ячеек ФВЧ соответственно следующими выражениями:

$$\gamma = \sqrt[4]{1 + \frac{\delta^2}{\kappa^2}}; \quad \sqrt[4]{\frac{(1+\delta^2)^2 \kappa^2}{\kappa^2 + \delta^2}}; \quad \sqrt[4]{\frac{(\kappa^2 + \delta^2)(1+\delta^2)}{\kappa^2}}; \quad (14a)$$

$$\sqrt[4]{\frac{\kappa^2(1+\delta^2)}{\kappa^2 + \delta^2}};$$

$$\cos 2\alpha = \frac{-\kappa}{\sqrt{\kappa^2 + \delta^2}}; \quad \frac{\kappa(\delta^2 - 1) + 2\delta^2}{\sqrt{(\kappa^2 + \delta^2)(1 + \delta^2)^2}}; \quad \frac{\kappa + \delta^2}{\sqrt{(\kappa^2 + \delta^2)(1 + \delta^2)}}; \\ \frac{\kappa - \delta^2}{\sqrt{(\kappa^2 + \delta^2)(1 + \delta^2)}}, \quad (14b)$$

где  $\kappa = [(\omega/\omega_{\text{гр}})^2 - 1]$ . Если использовать выражение сдвига фаз на период, справедливо для фильтра без потерь, т. е. при  $\delta = 0$ , то  $\kappa$  можно связать с  $\varphi_0(\omega)$  следующим образом [6]:

$$\kappa = [\sin(\varphi_0/2)]^{2v} - 1. \quad (15)$$

Так как  $Z_{\text{T},\text{п}}$  для  $\delta \neq 0$  оказывается комплексной величиной, то это приводит к появлению отраженной волны при непосредственном соединении преобразователя с передающей линией. Модуль коэффициента отражения  $|\Gamma|$  при таком соединении достигает минимума, когда волновое сопротивление линии  $Z_0$  принимает оптимальное значение, равное модулю комплексного волнового сопротивления МЭАП,

$$Z_{\text{опт}} = |Z_{\text{T},\text{п}}| = Z_{\text{от},\text{п}} \gamma. \quad (16)$$

Для двухпроводной линии  $Z_0 = \text{const}$ , а  $|Z_{\text{T},\text{п}}|$  изменяется с частотой, поэтому  $Z_0$  следует выбирать так, чтобы  $|\Gamma|$  не превышал некоторого максимально-допустимого значения во всей заданной полосе частот.

Таблица 2

Тип преобр.	Номер использ. гармон. $m$	$k_m$	$\left(\frac{a}{l}\right)_m$	$X_0, \Omega_m$	Эквивал. схема ячейки	$Z_{\text{опт}}, \Omega_m$
ФНЧ	0	0,137	0,7*	2013	Т П	2229 3857
ФНЧ	+1	1,863	0,3	345	Т П	382 662
ФНЧ	-1	2,137	0,5	181	Т П	200 346
ФВЧ	0	1,137	0,7*	243	Т П	129 242
ФВЧ	+1	3,137	0,3	205	Т П	109 205
ФВЧ	-1	0,863	0,5	447	Т П	237 447

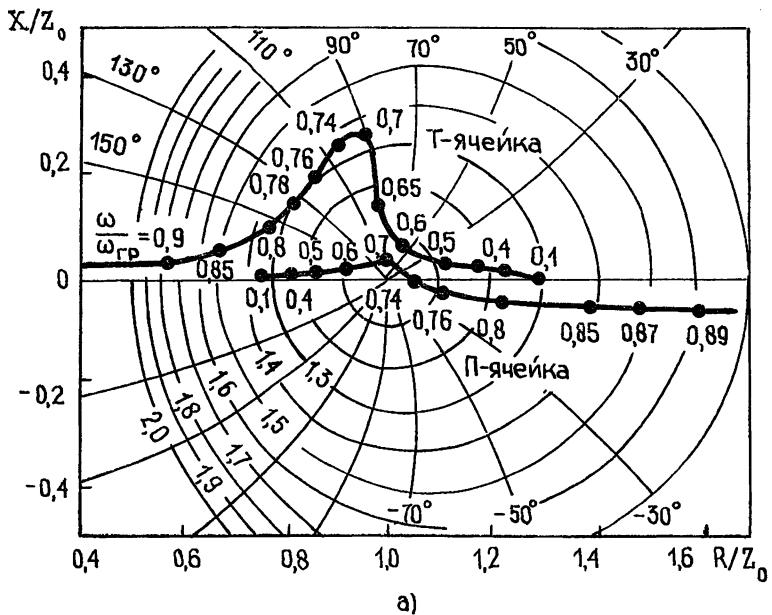
Из (13) и (16) получим для частоты  $\omega_0$  следующее выражение:

$$Z_{\text{опт}} = 2^v X_0 (\kappa_0 + 1)^{1/2} |[1 - (\kappa_0 + 1)^v]|^{v/2} \gamma_0. \quad (17)$$

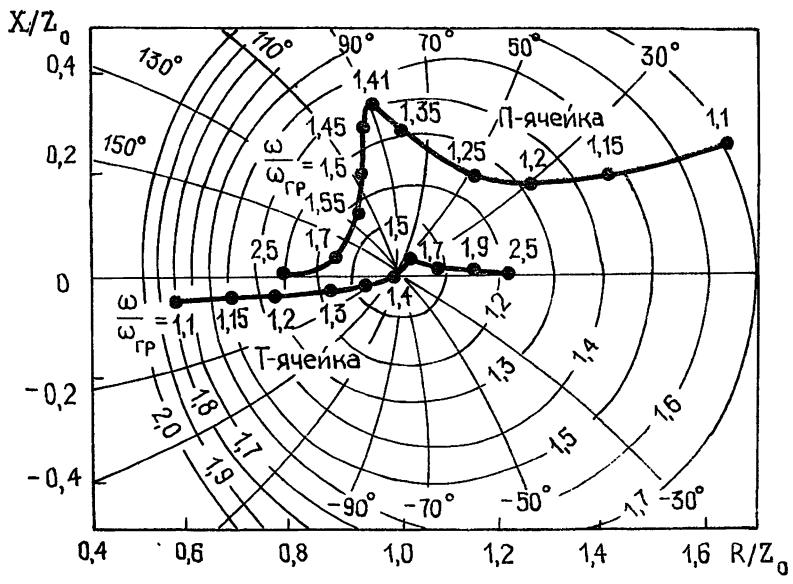
Здесь  $X_0$  и  $\gamma_0 = \gamma(\kappa_0, \delta_0)$  определяются формулами (8) и (14). Полученное выражение справедливо как в полосе пропускания фильтра, так и за ее пределами. В случае, для которого рассчитаны кривые на рис. 1, при  $g/h = 0,5$ , вычисления  $Z_{\text{опт}}$  дают результаты, представленные в табл. 2. При этом  $\varphi_0(\omega_0) = \pi/2$ ,  $b = 0,2 \text{ мм}$ . Из таблицы видно, что для выбранной величины  $b$  полученные значения  $Z_{\text{опт}}$  значительно превышают волновое сопротивление стандартных линий. Если размер лазерного пучка позволяет увеличить ширину элементов до  $b \approx 1 \text{ мм}$ , то это позволит, в соответствии с формулой (8), уменьшить  $Z_{\text{опт}}$  до величин, приемлемых для непосредственного соединения МЭАП с ли-

\* Оптимум при  $a/l = 1$  не может быть реализован в связи с опасностью электрического пробоя между элементами.

нией. В противном случае, чтобы сохранить эффективность преобразователя, потребуется применение согласующих трансформаторов. Следует отметить, что  $Z_{\text{опт}}$  для П-ячеек заметно больше, чем для Т-ячеек, поэтому последние на практике предпочтительнее.



а)



б)

Рис. 3.

Чтобы охарактеризовать возможность непосредственного соединения преобразователя с оптимальной линией на рис. 3а, б в плоскости комплексного сопротивления, показаны рассчитанные для различных значений безразмерной частоты  $\omega/\omega_{\text{гр}}$  геометрические места точек нормированного эквивалентного волнового сопротивления  $Z_{T,P}/Z_{\text{опт}}$  МЭАП типа ФНЧ и ФВЧ (Т- и П-ячеек). Волновое сопротивление линии принималось для каждой кривой равным оптимальному значе-

нию (17) на частоте  $\omega_0$ , для которой  $\phi_0(\omega_0) = \pi/2$ ,  $\omega_0/\omega_{\text{гр}} = 2^{-v/2}$  и  $\beta_0 h = 3$ . Последняя величина соответствует на рис. 1 максимуму кривой с параметром  $g/h = 0,5$ . Видно, что реактивная составляющая величины  $Z_{T,\text{II}}$  любого из рассмотренных вариантов заметно меньше, чем активная, причем особенно мала реактивность для П-ячейки ФНЧ и Т-ячейки ФВЧ. Для них вблизи точки  $\omega_0/\omega_{\text{гр}} = 2^{-v/2}$  реактивная составляющая  $Z_{T,\text{II}}$  при изменении частоты меняет знак, а КСВН при этом не превышает 1,1. В случае Т-ячейки ФНЧ и П-ячейки ФВЧ КСВН вблизи той же точки равен  $\sim 1,36$  и 1,41. При отклонении частоты от  $\omega_0$  в случае Т-ячейки ФВЧ на  $-28,4\%$ , а в случае Т-ячейки ФНЧ на  $+26,8\%$ , КСВН  $\leq 1,8$ .

## 2. КОЭФФИЦИЕНТ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

Электромагнитная мощность, подводимая к МЭАП, преобразуется в акустические волны, характеризующиеся сложным угловым спектром. С этими волнами и взаимодействует световой пучок в АО устройстве, где используется МЭАП. В [1] было показано, что угловой спектр колебаний, возбуждаемых МЭАП, можно представить в виде совокупности парциальных упругих волн, происходящих от отдельных пространственных гармоник ЭМ поля в периодической структуре МЭАП. Там же показано, что в АО устройстве с квазиплоской световой волной угловой спектр акустического излучения МЭАП можно считать обусловленным практически одной пространственной гармоникой, для которой парциальная упругая волна и падающий свет удовлетворяют условию Бульфа—Брэгга.

Мощность этой парциальной акустической волны  $P_{\text{ак}, m}$  выражается через подводимую к МЭАП мощность прямой электромагнитной волны  $P_{\text{эм+}}$  с помощью коэффициента преобразования  $m$ -й пространственной гармоники

$$\eta_m = P_{\text{ак}, m} / P_{\text{эм+}}. \quad (18)$$

Этот КП можно представить как произведение

$$\eta_m = \chi_m \eta_\Sigma, \quad (19)$$

где

$$\chi_m = P_{\text{ак}, m} / \sum_{n=-\infty}^{\infty} P_{\text{ак}, n} = P_{\text{ак}, m} / P_{\text{ак}, \Sigma} \quad (20)$$

будем называть весовым коэффициентом  $m$ -й пространственной гармоники, а

$$\eta_\Sigma = P_{\text{ак}, \Sigma} / P_{\text{эм+}} \quad (21)$$

— суммарным коэффициентом преобразования.

Весовой коэффициент  $\chi_m$  можно найти следующим образом. Для изотропной среды мощность возбужденной акустической волны пропорциональна квадрату амплитуды возбуждающего электромагнитного поля

$$P_{\text{ак}, m} = A |E_m|^2,$$

где  $A$  — коэффициент, не зависящий от  $m$  и определяемый импедансом излучения одиночного пьезоэлемента. Суммируя акустические мощности, возбужденные всеми пространственными гармониками, будем иметь

$$P_{\text{ак}, \Sigma} = A \sum_{n=-\infty}^{\infty} |E_n|^2.$$

Тогда, используя выражения для амплитуд пространственных гармоник [7] (см. также (9) в [1]), получим из (20)

$$\chi_m = \frac{\operatorname{sinc}^2(\varphi_0 + 2\pi m) a/2l}{\sum_{n=-\infty}^{\infty} \operatorname{sinc}^2(\varphi_0 + 2\pi n) a/2l}. \quad (22)$$

В табл. 3 приведены значения  $\chi_m$ , полученные из (22) для различных сдвигов фазы  $\varphi_0$  и номеров  $m$ . При этом суммирование в (22) производилось от  $n = -50$  до  $n = 51$ . Из табл. 3 видно, что наибольшей величиной  $\chi_m$  характеризуются случаи, когда  $m = 0$  при  $\varphi_0 = \pi/2$  и  $m = -1$  при  $\varphi_0 = \pi$ .

Таблица 3

Тип МЭАП	$\varphi_0, \text{рад}$	$m$	$\left(\frac{a}{l}\right)_m$	$\chi_m$
СФ	0	+1, -1	0,371	0,233
		0, -1	0,742	0,462
ПФ	$\pi$	+1	0,247	0,155
		0	0,7*	0,634
ФНЧ	$\pi/2$	-1	0,495	0,309
		+1	0,297	0,187

Найдем суммарный коэффициент преобразования  $\eta_\Sigma$ , определяемый отношением (21).

а) СФ и ПФ МЭАП, рассматриваемые здесь, представляют собой параллельно или последовательно соединенные пьезоэлементы, к которым ЭМ мощность подводится с помощью линии с волновым сопротивлением  $Z_{\text{опт}}$ , определяемым для некоторой частоты  $\omega_0$  из (10). Если пренебречь затуханием в линии, а также проводимостью пьезоэлектрика и сопротивлениями «подслоя» и «надслоя», то  $\eta_\Sigma$  выразится формулой  $\eta_\Sigma = 1 - |\Gamma|^2$ . Тогда, выражая  $|\Gamma|$  через импеданс преобразователя  $Z = n^q X(\delta + j)$  и величину  $Z_{\text{опт}}$  для частоты  $\omega_0$  из (1), получим для произвольной частоты

$$\eta_\Sigma(\beta h, \delta) = \frac{4(\beta h / \beta_0 h) \delta / \delta_0^2 + 1}{[(\beta h / \beta_0 h) \sqrt{\delta_0^2 + 1} + \delta]^2 + 1}, \quad (23)$$

где  $\delta = \delta(\beta h)$ ,  $\delta_0 = \delta(\beta_0 h)$ ,  $\beta_0 h$  и  $\delta_0$  — точка на кривой  $\delta(\beta h)$ , которая определяет оптимальное волновое сопротивление подводящей линии на частоте  $\omega_0$ .

На рис. 4 для СФ и ПФ МЭАП показаны зависимости  $\eta_\Sigma(\beta h)$ , рассчитанные по формуле (23), для двух случаев, отличающихся значениями волнового сопротивления подводящей линии. Значение  $Z_{\text{опт}}$  для кривой 1 вычисляется в точке  $\beta_0 h = 3$ ,  $\delta_0 = 3,552 \cdot 10^{-1}$ , а для кривой 2 — в точке  $\beta_0 h = 1$ ,  $\delta_0 = 2,005 \cdot 10^{-2}$ . Там же, для сравнения, приведена зависимость  $\delta(\beta h)$ , взятая из рис. 1 для  $g/h = 0,5$ . (На этой зависимости указанные точки обведены треугольником.) Из приведенного графика следует, что рассмотренное изменение волнового сопротивления линии не приводит к существенному изменению  $\eta_\Sigma$ . Максимальное значение  $\eta_\Sigma$  для кривой 1 равно  $-3 \text{ dB}$ , а для кривой 2 —  $-4,6 \text{ dB}$ . Следует, однако, отметить, что на кривой 2, в отличие от кривой 1, имеется участок со слабым изменением  $\eta_\Sigma$  в зависимости от частоты:

\* См. сноску к табл. 2.

от  $-11$  дБ до  $-14$  дБ при уменьшении частоты в 2,35 раза. В окрестности максимума обе кривые  $\eta_{\Sigma}(\beta h)$  дают изменение  $\eta_{\Sigma}$  на 3 дБ при относительном изменении частоты на  $\pm 10\%$ . Определим из (23)  $\delta$ , положив  $\eta_{\Sigma} = \eta = \text{const}$ ,

$$\delta = B(2/\eta - 1)(\beta h) - \sqrt{B^2(2/\eta - 1)^2(\beta h)^2 - B^2(\beta h)^2 - 1}, \quad (24)$$

где  $B = \sqrt{\delta_0^2 + 1}/(\beta_0 h)$ . Полученное выражение представляет собой идеальную зависимость  $\delta$  от  $\beta h$ , к которой следует стремиться, чтобы обеспечить широкополосную работу преобразователя. Оно позволяет найти область значений  $\delta$  и  $\beta h$ , в которой перепады  $\eta_{\Sigma}$  лежат в допустимых пределах. На рис. 1 показаны заштрихованные области, границы которых найдены по формуле (24), для значений  $\eta_{\Sigma}$ , отличающихся на 3 дБ. Значения  $\beta_0 h$  и  $\delta_0$  в (24) выбирались для точек, отмеченных на рис. 1 треугольником. Нижняя область соответствует  $-\eta_{\Sigma} = (12,55 \pm 1,5)$  дБ, а верхняя  $-\eta_{\Sigma} = (3,0 \pm 3)$  дБ. Полоса частот, в пределах которой перепад  $\eta_{\Sigma}$  не превышает 3 дБ, для нижней области составляет  $0,77 f_0 \div 2,07 f_0$ , а для верхней  $-f_0 \pm 0,1 f_0$ .

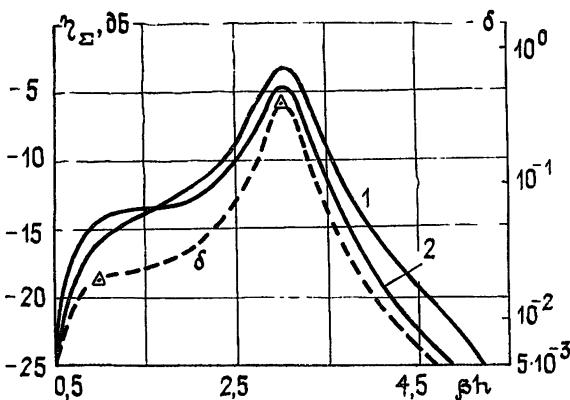


Рис. 4.

б) МЭАП типа ФНЧ и ФВЧ состоят из последовательности ячеек фильтров (см. рис. 2а, б) и могут рассматриваться как волноведущие структуры, в которых мощность электромагнитной волны, поглощаемая сопротивлениями  $R$ , эквивалентна мощности возбуждаемых акустических колебаний. Если такой МЭАП нагружен на согласованную нагрузку или имеет достаточную длину  $l$ , благодаря электроакустическому преобразованию, поглощает почти всю подводимую к нему электромагнитную энергию, то его можно считать бесконечным. Тогда входное сопротивление МЭАП можно принять равным  $Z_t$  или  $Z_p$  (см. (12), (13) и (14)) и найти в линии  $|\Gamma|$ . При этом на вход первой ячейки МЭАП поступит мощность  $P_{\text{вх},1}$ , составляющая часть от подводимой мощности прямой ЭМ волны  $P_{\text{эм+}}$ ,

$$P_{\text{вх},1} = P_{\text{эм+}}(1 - |\Gamma|^2). \quad (25)$$

Эта часть в бесконечно длинном МЭАП должна была бы полностью преобразоваться в акустические колебания. В реальном МЭАП, содержащем  $n$  ячеек, некоторая часть ЭМ мощности  $P_{\text{вх},1}$  перейдет в акустическую, а остаток поглотится в оконечной согласованной нагрузке.

Благодаря преобразованию, мощность, поступающая на  $(k+1)$ -ю ячейку  $(P_{\text{вх}, k+1})$ , оказывается меньше, чем подводимая к  $k$ -й ячейке  $(P_{\text{вх}, k})$ . Если обозначить

$$P_{\text{вх}, k+1}/P_{\text{вх}, k} = w, \quad (26)$$

то электромагнитная мощность на выходе  $n$ -ой ячейки выразится формулой

$$P_{\text{вых}, n} = P_{\text{вх}, 1} w^n,$$

а акустическая мощность, возбуждаемая всеми ячейками, записывается как

$$P_{\text{ак}, z} = P_{\text{вх}, 1} - P_{\text{вых}, n} = P_{\text{вх}, 1} (1 - w^n).$$

Тогда суммарный КП, определяемый формулой (21), с учетом (25) примет вид

$$\eta_z = (1 - |\Gamma|^2) (1 - w^n). \quad (27)$$

Для нахождения в этом выражении первого сомножителя будем считать, что на частоте  $\omega_0$  линия имеет оптимальное волновое сопротивление (17). Тогда, используя формулу

$$|\Gamma| = |Z_{T,P} - Z_{\text{опт}}| / |Z_{T,P} + Z_{\text{опт}}|,$$

где  $Z_{T,P}$  — текущее значение комплексного волнового сопротивления МЭАП из (12), можно получить

$$(1 - |\Gamma|^2) = 4A \cos \alpha (A^2 + 2A \cos \alpha + 1)^{-1}, \quad (28)$$

где  $A = \sqrt[4]{(\kappa/\kappa_0)^2} (\gamma/\gamma_0)$ , а величины  $\gamma$  и  $\cos \alpha$  как внутри, так и вне полосы пропускания определяются для МЭАП различных типов формулами (14а) и (14б). Параметры  $\kappa_0$  и  $\gamma_0$  вычисляются для частоты  $\omega_0$ .

Если бы в ячейках МЭАП отсутствовали потери энергии, обусловленные электроакустическим преобразованием ( $\delta = 0$ ), то за границей полосы пропускания  $Z_{T,P}$  было бы чисто мнимым и формула (28) дала бы  $(1 - |\Gamma|^2) = 0$ , поскольку при  $\delta = 0$  имеем  $\gamma = 1$  и  $\cos \alpha = 0$ . Наличие потерь приводит к тому, что волновое сопротивление МЭАП оказывается комплексным как внутри, так и вне полосы пропускания. При этом доля поглощаемой преобразователем мощности  $(1 - |\Gamma|^2)$  всегда отлична от нуля, а это означает, что электроакустическое преобразование будет происходить и за границей полосы пропускания.

Чтобы найти второй сомножитель в (27) воспользуемся тем, что величину  $w$  на основании определения (26) можно представить в виде отношения квадратов амплитуд напряжения на входе и выходе любой из ячеек, составляющих многозвенную цепочку МЭАП при  $n \rightarrow \infty$ . Используя эквивалентные схемы для ФНЧ в виде Т-ячеек, а для ФВЧ — в виде П-ячеек (см. рис. 2), можно прийти к следующим выражениям:

$$\text{для ФНЧ } w = \frac{1 + \kappa + \sqrt{\kappa^2 + \delta^2} - 2 \sqrt[4]{(1 + \kappa^2)(\kappa^2 + \delta^2)} \sin \alpha}{1 + \kappa + \sqrt{\kappa^2 + \delta^2} + 2 \sqrt[4]{(1 + \kappa^2)(\kappa^2 + \delta^2)} \sin \alpha}; \quad (29a)$$

$$\text{для ФВЧ } w = \frac{\sqrt{1 + \delta^2} + \sqrt{\kappa^2 + \delta^2} - 2 \sqrt[4]{(1 + \delta^2)(\kappa^2 + \delta^2)} \sin \alpha}{\sqrt{1 + \delta^2} + \sqrt{\kappa^2 + \delta^2} + 2 \sqrt[4]{(1 + \delta^2)(\kappa^2 + \delta^2)} \sin \alpha}. \quad (29b)$$

Здесь  $\sin \alpha = \sqrt{(1 - \cos 2\alpha)/2}$  находится для ФНЧ и ФВЧ, используя, соответственно, первую и последнюю формулы из (14б).

Величина  $\kappa$  связана с  $\beta h$  формулой

$$\kappa = \left( \frac{\beta h}{\beta_0 h} \right)^2 \left[ \sin \frac{\varphi_0(\omega_0)}{2} \right]^{2\eta} - 1, \quad (30)$$

где  $\beta_0 h$  определяется частотой  $\omega_0$ .

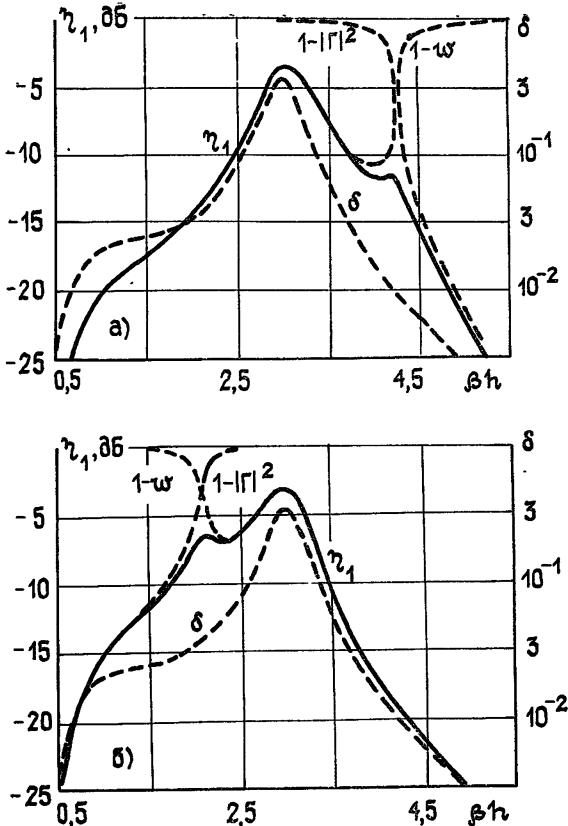


Рис. 5.

На рис. 5а, б для одиночных ( $n=1$ ) Т-ячеек ФНЧ (а) и ФВЧ (б), нагруженных на согласованную нагрузку, показаны зависимости  $\eta_1(\beta h)$ , вычисленные по формулам (27), (28) и (29а), (29б). Выбор Т-ячеек объясняется тем обстоятельством, что для них  $Z_{\text{опт}}$  имеет меньшее значение, чем для П-ячеек (см. табл. 2). Это облегчает на практике согласование МЭАП с линией. Там же пунктирными кривыми показаны зависимости  $(1-|\Gamma|^2)$  и  $(1-\omega)$  от  $\beta h$ , а также зависимость  $\delta(\beta h)$ , взятая из рис. 1 для  $g/h=0.5$ . Предполагалось, что передающая линия обладает оптимальным волновым сопротивлением на частоте  $\omega_0$ , для которой  $\beta_0 h=3$  и  $\varphi_0(\omega_0)=\pi/2$ . Из рис. 5а, б видно, что  $\eta_1$  принимает максимальное значение  $-3 \text{ dB}$  в точке  $\beta_0 h=3$ , где  $\delta$  также максимальна. При этом  $\eta_1$  спадает на  $3 \text{ dB}$  при изменении частоты приблизительно на  $\pm 10\%$ . На границе полосы пропускания (при  $\kappa=0$ , когда для ФНЧ  $\beta h=4.24$ , а для ФВЧ  $\beta h=2.12$ , см. (30))  $\eta_1$  еще сравнительно велик: для ФНЧ  $\eta_1 \approx -11.5 \text{ dB}$ , а для ФВЧ  $\eta_1 \approx -6.4 \text{ dB}$ . При переходе через границу  $\eta_1$  быстро спадает за счет резкого рассогласования МЭАП с линией и соответствующего уменьшения  $(1-|\Gamma|^2)$ . В полосе пропускания  $(1-|\Gamma|^2) \rightarrow 1$  и  $\eta_2$  определяется практически только величиной  $(1-\omega^n)$ .

В настоящей работе получены формулы, дающие возможность для МЭАП различных типов, независимо от частотного диапазона, вычислять оптимальные волновые сопротивления линий, подводящих к МЭАП электромагнитную мощность, а также рассчитывать для МЭАП коэффициенты электроакустического преобразования.

На примере МЭАП из ZnO с «подслоем» и «надслоем» из Al на звукопроводе из LiNbO<sub>3</sub> *x*-среза показано, что

а) в случае СФ и ПФ МЭАП предпочтительнее использовать параллельное (а не последовательное) соединение пьезоэлементов, поскольку при этом  $Z_{\text{опт}}$  ближе к стандартному значению ( $50 \Omega$ );

б) в МЭАП типа ФНЧ и ФВЧ выгоднее применять Т-ячейки (а не П-), поскольку и в этом случае  $Z_{\text{опт}}$  ближе к стандартному значению. В оптимальной линии, нагруженной МЭАП с Т-ячейками, КСВН не превышает 1,9 в полосе, характеризующейся следующим отношением крайних частот: для ФНЧ  $f_{\text{max}}/f_{\text{min}} = 9$ , а для ФВЧ  $f_{\text{max}}/f_{\text{min}} = 2,27$ ;

в) СФ и ПФ МЭАП, будучи нагрузкой оптимальной линии, позволяют получить  $\eta_2 \approx -3 \div -6 \text{ dB}$  в полосе частот  $2\Delta f/f_0 = 0,2$  или  $\eta_2 = -12 \div -15 \text{ dB}$  в полосе более октавы;

г) одна ячейка МЭАП типа ФНЧ и ФВЧ, при  $\phi_0(\omega_0) = \pi/2$ , может обеспечить  $\eta_1 \approx -3 \div -6 \text{ dB}$  при перестройке по частоте в полосе  $(2\Delta f/f_0) = 0,2$ . Подходящий выбор толщин слоев, составляющих пьезоэлемент, и сдвигов фазы на период дает возможность увеличить ширину полосы частот при соответствующем уменьшении  $\eta_1$ .

В работе получены более простые формулы, чем в [1], позволяющие вычислять период МЭАП, оптимальную длину пьезоэлементов, а также число элементов, обеспечивающее автоподстройку «под угол Брэгга» в заданной полосе частот.

Проведенный анализ и полученные результаты могут быть использованы при расчете и конструировании АО устройств с использованием многоэлементных электроакустических преобразователей.

## ЛИТЕРАТУРА

- Григорьев М. А., Зюрюкин Ю. А., Петров В. В., Толстиков А. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1982, 25, № 8, с. 948.
- Coquin G. A., Griffin J. P., Anderson L. K. — IEEE Trans., 1970, SU-17, № 1, p. 34.
- Alphonse G. A. — RCA Rev., 1972, 33, № 3, p. 543.
- Weinert R. W., de Klerk I. — IEEE Trans., 1972, SU-19, № 3, p. 354.
- Григорьев М. А., Ушаков В. Ю., Толстиков А. В., Пылаева Г. И., Зайцев Б. Д. — Радиотехника и электроника, 1980, 25, № 8, с. 1597.
- Калинин В. И., Герштейн Г. М. Введение в радиофизику. — М.: Гостехиздат, 1957.
- Силин Р. А., Сazonov V. P. Замедляющие системы. — М.: Сов. радио, 1966.

Саратовский государственный  
университет

Поступила в редакцию  
4 июня 1984 г.

## EFFICIENCY ANALYSIS OF MULTIELEMENT ELECTROMECHANICAL SOUND BEAM STEERING TRANSDUCERS IN BRAGG'S ACOUSTOOPTICAL DEVICES. PART I

M. A. Grigor'ev, V. V. Petrov, A. V. Tolstikov

The paper discusses multielement beam steering electromechanical transducers, which track the Bragg's scattering angle and represent the sequence of cophasal and antiphasal piezoelements as well as elements forming a part of cells of multilink low or high frequency filters. The required capacitive impedance of one element, transducer input impedance and the optimum transmission line wave impedance for different exciting field space harmonics and for any frequency are found. Analytic expressions of conversion losses for the transducers are received. Numerical results for ZnO transducers on *x*-oriented LiNbO<sub>3</sub> with Al electrodes are given.