

01; 08

© 1992

## К РАСЧЕТУ САМОСОГЛАСОВАННЫХ ОДНОНАПРАВЛЕННЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ПАВ И ФИЛЬТРОВ НА ИХ ОСНОВЕ

Б.В. С в е ш н и к о в

Как известно, при использовании пьезоэлектрических подложек с большим значением константы электромеханической связи ( $k^2$ ) возможна реализация самосогласованных встречно-штыревых преобразователей (СВШП), статическая емкость которых  $C_0$  компенсируется их динамической (связанной с излучением ПАВ) реактивностью:  $\text{Im } \check{Y} + \omega C_0 \approx 0$  [1, 2]. Однако двунаправленность обычных СВШП усложняет проблемы минимизации потерь в фильтрах на их основе [2, 3]. В свою очередь, обычно используемые однонаправленные преобразователи ПАВ (ОП) с внутренними переотражениями, в том числе „естественно однонаправленные“ [4-6], имеющие максимальную направленность излучения  $D_{max}^1$  на основной брэгговской частоте  $\omega_0$ , не могут обеспечить самосогласования на этой частоте, поскольку при  $\omega = \omega_0$  их динамическая реактивность равна нулю:  $\text{Im } \check{Y}(\omega_0) = 0$ .

В настоящей работе анализируется возможность создания самосогласованных однонаправленных преобразователей (СОП), обеспечивающих одновременно самосогласование и высокую степень направленности излучения ПАВ. Методом связанных мод [4-7] выявлены основные соотношения, позволяющие при заданном значении  $D_{max}$  определять оптимальные значения параметров СОП – число пар электродов  $N$  и величину  $\Gamma$  эффективного коэффициента отражения ПАВ от полупериода ВШП. Обсуждаются некоторые вопросы создания фильтров ПАВ на основе СОП.

Связанная с брэгговскими переотражениями ПАВ в рабочей области ВШП асимметрия излучения волны „вправо“ и „влево“ может быть вызвана как топологическим смещением дополнительных отражающих неоднородностей по отношению к центрам электродов [4], так и естественным фазовым сдвигом  $\varphi_0 \neq \frac{\pi}{2}$  между упругими смещениями и электрическим потенциалом ПАВ [5-8]. Физически эта симметрия обусловлена разницей фаз ( $\Delta \varphi$ ), пересчитанных к середине электродов ВШП коэффициентов отражения электрического

<sup>1</sup> Определяем направленность  $D(\omega)$  как отношение амплитуд ПАВ, излучаемых во взаимно противоположных направлениях („вправо“ и „влево“).

потенциала ПАВ от полупериода неоднородностей для волн, распространяющихся „вправо“ и „влево“:  $r_{\pm} = -i|r|e^{\mp i\mathcal{Y}}$  [9]. Для традиционных двунаправленных ВШП  $\mathcal{Y} = \pi n$  ( $\Delta\mathcal{Y} = 0$ ).

Частотные зависимости направленности излучения  $D$  и динамической проводимости  $\tilde{Y}$  преобразователя ( $Y = i\omega C_0 + \tilde{Y}$ ) при произвольном значении  $\mathcal{Y}$  в отсутствие диссипации можно представить в следующем виде:

$$D = \left( \frac{a(a - b \cos \mathcal{Y}) + b \cos \xi (a \cos \mathcal{Y} - b) + b \xi \sin \xi \sin \mathcal{Y}}{a(a - b \cos \mathcal{Y}) + b \cos \xi (a \cos \mathcal{Y} - b) - b \xi \sin \xi \sin \mathcal{Y}} \right)^{1/2} \quad (1)$$

$$Re \tilde{Y} = \frac{2G_a}{\xi^2} (1 - \cos \xi) \frac{a(a - b \cos \mathcal{Y}) + b \cos \xi (a \cos \mathcal{Y} - b)}{a^2 - b^2 \cos^2 \xi} \quad (2)$$

$$Im \tilde{Y} = \frac{2G_a}{\xi^2} \left[ \frac{\sin \xi}{\xi} \cdot \frac{(a^2 + b^2)(a + b \cos \xi \cos \mathcal{Y}) - 2ab(a \cos \mathcal{Y} + b \cos \xi)}{a^2 - b^2 \cos^2 \xi} - (a - b \cos \mathcal{Y}) \right] \quad (3)$$

Здесь  $a = 2\pi N \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0}$ ;  $b = 2|r|N$ ;  $\xi = \sqrt{a^2 - b^2}$ ;  $G_a = \chi N \omega C_0 = \tilde{Y}$  ( $a = 0, b = 0$ );  $\chi = \gamma k^2$  (величина  $\gamma$  определяется геометрией электродов [10]). Ясно, что в случае „классической“ односторонней направленности ( $|\mathcal{Y}| = \frac{\pi}{2}$ )  $D(\omega_0) = \exp(b)$ ;  $D(a) = D(-a)$ ;  $Re \tilde{Y}(a) = Re \tilde{Y}(-a)$ ;  $Im \tilde{Y}(-a) = -Im \tilde{Y}(a)$  [4, 5]. При  $|\mathcal{Y}| \neq \frac{\pi}{2}$

дисперсионные характеристики ВШП деформируются и частота максимума  $D(\omega)$  уже не совпадает с  $\omega_0$ :

$$D(\omega_0) < \exp\left(\frac{b}{\xi}\right) \leq D_{max} \left(\frac{b}{\xi} = b |\sin \mathcal{Y}|\right)^4$$

Если  $th \frac{b}{\xi} \approx 1$ , то направленность максимальна при  $a = a_m = b \cos \mathcal{Y}$   $D_{max} \approx \exp\left(\frac{b}{\xi}\right)$  [12]. При этом

$$Im \tilde{Y}(a_m) = -\frac{2G_a}{b^2} F\left(\frac{b}{\xi}\right) \frac{\cos \mathcal{Y}}{|\sin \mathcal{Y}|} \quad (4)$$

<sup>2</sup> Пользуясь терминологией работы [5], можно сказать, что фазовый параметр направленности равен  $\mathcal{Y} = 4\pi d/\lambda$ , где  $d$  — эффективное расстояние между так называемыми центрами возбуждения и отражения.

<sup>3</sup>  $D(-\mathcal{Y}) = (D(\mathcal{Y}))^{-1}$ .

<sup>4</sup>  $D(\omega_0) = \left(\frac{1 + th b \sin \mathcal{Y}}{1 - th b \sin \mathcal{Y}}\right)^{1/2}$  [8, 9]. Частный случай этого соотношения при  $b \gg 1$  приведен в [11].

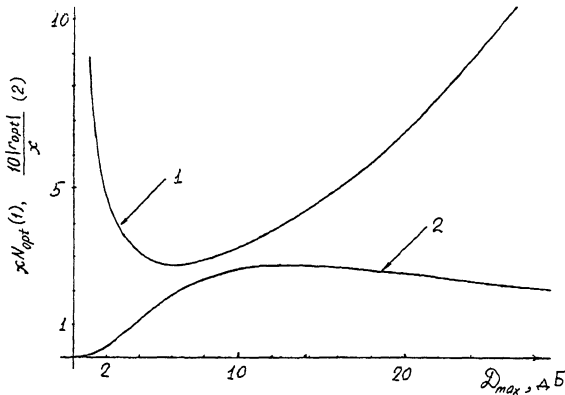


Рис. 1. Зависимости нормированных значений  $N_{opt}$  и  $|r_{opt}|$  неоподизованного СОП от максимальной направленности  $D_{max}$ , выраженной в дБ. Кривая 1 -  $\chi N_{opt}$ , кривая 2 -  $\frac{10|r_{opt}|}{\chi}$ .

$$\operatorname{Re} \tilde{Y}(a_m) = \frac{2Ga}{b^2} \cdot \frac{F(\bar{\xi})}{\operatorname{th} \bar{\xi}} \operatorname{cth} \bar{\xi}, \quad (5)$$

где  $F(\bar{\xi}) = \frac{\operatorname{sh} \bar{\xi} (\operatorname{ch} \bar{\xi} - 1)}{\operatorname{ch}^2 \bar{\xi} - \cos^2 \gamma}$ . Очевидно, на частоте максимальной направленности  $\operatorname{Im} \tilde{Y} < 0$  только при  $|\gamma| < \frac{\pi}{2}$ . Именно этот интервал значений  $\gamma$  и рассматривается в дальнейшем.

Из условия самосогласования с учетом (4) получаем:  $N = \frac{\chi}{2|r|^2} F(\bar{\xi}) |\operatorname{ctg} \gamma|$ . Поэтому необходимые при заданной величине  $\bar{\xi} = \bar{\xi}_n$  значения  $|r|$  и  $N$  определяются выражениями

$$|r_n| = \frac{\chi F(\bar{\xi}_n)}{\bar{\xi}_n} \cos \gamma; \quad N = \frac{\bar{\xi}_n^2}{\chi F(\bar{\xi}_n) |\sin 2\gamma|}.$$

Отсюда следует важный вывод: необходимое для „самосогласованной однонаправленности“ число периодов ВШП минимально, если фазовый параметр направленности равен  $\gamma_{opt} = \pm \frac{\pi}{4}$ . Следовательно, оптимальные значения  $|r|$  и  $N$  зависят только от эффективного коэффициента пьезосвязи  $\chi$  и требуемого уровня направленности  $D_n = \exp(\bar{\xi}_n)$ :

$$|r_{opt}| = \frac{\chi F(\bar{\xi}_n)}{\sqrt{2} \cdot \bar{\xi}_n}; \quad N_{opt} = \frac{\bar{\xi}_n^2}{\chi F(\bar{\xi}_n)}. \quad (6)$$

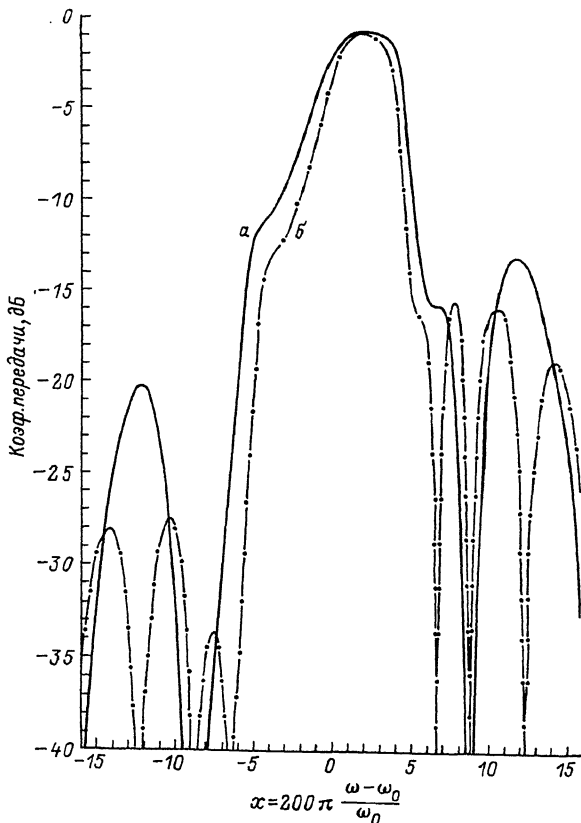


Рис. 2. Расчетные АЧХ фильтров на основе двух неаподизованных СОП при  $\chi = 0.05$ ,  $\gamma_{1,2} = \pm \frac{\pi}{4}$ ,  $|r_{1,2}| = 0.0134$ . а -  $N_1 = N_2 = 75$ ; б -  $N_1 = 75$ ,  $N_2 = 104$ .

На рис. 1 изображены универсальные кривые, позволяющие определять величины  $|x_{opt}|$  и  $N_{opt}$  при заданном (выраженном в децибеллах) уровне направленности  $D_{max}$ . Если  $th \frac{\pi}{\xi} \approx 1$  ( $D_{max} \gg 1$ ), то  $F(\frac{\pi}{\xi}) \approx 1$ . Поскольку при этом  $Re \tilde{Y}(a_N) \approx -Im \tilde{Y}(a_N) \approx \approx \omega_M C_0$ , то для активного согласования с радиотрактом апертуру СОП нужно выбирать так, чтобы его емкостное сопротивление  $1/\omega C_0$  совпадало с волновым сопротивлением тракта  $R_T$ .

Максимально возможное значение коэффициента передачи по мощности фильтра, образованного двумя идентичными взаимно инвертированными (т.е. излучающими преимущественно навстречу друг к другу) СОП, равно  $K_p^{max} \approx (1 + D_{max}^{-2})^{-2}$ .

Пусть, для примера,  $\chi = 0.05$  и приемлемый уровень вносимых потерь фильтра ( $ВП = -10 \lg K_p^{max}$ ) составляет 0.5 дБ. Выраженная в децибеллах величина  $D_{max}$ , соответствующая этому значению ВП, равна  $\sim 12.3$  дБ ( $\xi \approx 2$ ). Используя (6) или рис. 1, нахо-

дим:  $|r|_{opt} \approx 0.0134$ ,  $N_{opt} \approx 75$ . Расчетная (в отсутствие диссипации) АЧХ фильтра на основе неаподизованных СОП с такими параметрами приведена на рис. 2. Увеличение внеполосного подавления возможно как аподизацией СОП, так и за счет их каскадирования [13].

В заключение отметим, что возможность варьировать полосу пропускания фильтров на основе СОП за счет изменения величин  $|r|$  и  $N$  при сохранении высокой степени направленности излучения преобразователей — еще одно важное достоинство рассмотренных выше систем.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Н и к и т а М. et al. // IEEE Ultrason. Symp. Proc. 1984. P. 82-92.
- [2] Д о б е р ш т е й н С.А., К о р ж и н с к и й Е.Б. // Изв. вузов. Сер. Радиоэлектроника. 1989. Т. 32. В. 9. С. 65-66.
- [3] Д о б е р ш т е й н С.А., М а л ю х о в В.А., Н и к о л а е н к о К.В. // Изв. вузов. Сер. Радиоэлектроника. 1991. Т. 34. В. 1. С. 87-91.
- [4] Н а r t m a n n С.С. et al. // IEEE Ultrason. Symp. Proc. 1982. P. 40-45.
- [5] W r i g h t P.V. // IEEE Ultrason. Symp. Proc. 1985. P. 58-63.
- [6] T h o r v a l d s s o n Т. // IEEE Ultrason. Symp. Proc. 1989. P. 1-6.
- [7] С а н д л е р М.С., С в е ш н и к о в Б.В. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26. В. 9. С. 1819-1827.
- [8] С в е ш н и к о в Б.В., Ф и л и н о в В.С. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 16. С. 1513-1518.
- [9] С в е ш н и к о в Б.В. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 3. С. 1-4.
- [10] М о р г а н Д. // Устройства обработки сигналов на поверхностных акустических волнах. М.: Радио и связь, 1990. 416с.
- [11] С h e n Z.H., Y a m a n o u c h i К. // IEEE Ultrason. Symp. Proc. 1989. P. 71-74.
- [12] С в е ш н и к о в Б.В. Тез. докл. XV Всесоюз. конф. Акустоэлектроника и физическая акустика твердого тела. Л., 1991. Ч. III. С. 33-34.
- [13] С a m p b e l l С.К., S a w С.В. // Electronics Lett. 1989. V. 24. N 14. P. 904-905.

Поступило в Редакцию  
15 февраля 1992 г.