

01;08;12

Теория связанных волн — универсальный метод расчета устройств на поверхностных акустических волнах

© В.Ф. Дмитриев

Открытое акционерное общество „Научно-исследовательский институт Системотехники“,
192102 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: <nii@mail.wplus.net>

(Поступило в Редакцию 17 июня 2003 г.)

На основе модифицированных уравнений для связанных мод предложена теория устройств на поверхностных акустических волнах. В качестве одного из возможных приложений модифицированных уравнений для связанных мод развита теория дисперсионных акустоэлектронных линий задержки с криволинейной средней линией апертур электродов встречно-штыревого преобразователя и отражательных структур. Выполнены экспериментальные исследования и проведено сопоставление результатов расчета и эксперимента. Эксперименты по формированию и сжатию линейно-частотно-модулированного сигнала показали уровень боковых лепестков в сжатом сигнале — 38 dB.

Введение

Одним из эффективных методов расчета устройств на поверхностных акустических волнах (ПАВ) является метод связанных мод. Обычно используемый метод связанных мод (см., например, [1]), основанный на выводе системы неоднородных дифференциальных уравнений, неоправданно усложняет решение задачи расчета устройств на ПАВ с произвольно изменяющимися параметрами. В рамках такой теории затруднен учет таких факторов, как изменяющийся период структуры, произвольная полярность подключения электродов к контактным шинам, аподизация, неоднородное распределение поверхностного заряда на электродах структуры. Все перечисленные факторы достаточно просто могут быть учтены с помощью метода, основанного на модифицированных уравнениях для связанных мод, оперирующего элементарным звеном структуры. Кроме того, предлагаемый метод более перспективен с точки зрения дальнейшего усложнения исходной модели структуры.

Развитую теорию можно использовать для расчета различных устройств на ПАВ, таких как фильтры, дисперсионные линии задержки, резонаторы, а также устройства на их основе. Причем в качестве пьезоэлектрика могут быть использованы как сильные пьезоэлектрики, типа ниобата и танталата лития, так и слабые пьезоэлектрики, типа кварца и лангасита. Отметим, что возможен расчет фильтров на ПАВ практически любого типа, в том числе трансверсальных фильтров, резонансных фильтров на продольных модах, резонансных фильтров на поперечных модах, лестничных фильтров на основе резонаторов на ПАВ.

В работе [2] модифицированные уравнения для связанных волн были использованы для построения теории фильтров на ПАВ, использующих дисперсионные преобразователи с лестничным расположением элементов топологии. В работе [3] развита теория фильтров на продольных резонансных модах, а в работе [4] изложена

теория лестничных фильтров, использующих резонаторы на ПАВ. В работе [5] модифицированные уравнения для связанных волн были использованы для построения теории фильтров на слабо связанных продольных резонансных модах.

В данной работе модифицированные уравнения для связанных волн были использованы для развития теории дисперсионных линий задержки с криволинейной средней линией апертур элементов топологии встречно-штыревого преобразователя (ВШП) и отражательных структур (ОС).

Теория дисперсионных акустоэлектронных линий задержки (ДАЛЗ) с отражательными структурами в виде полосков или канавок была предложена в работе [6] и в упрощенном виде в работе [7]. Причем теория, предложенная в работе [7], опиралась на результаты теоретического исследования ИМCON устройств, выполненных в работе [8]. Теория, предложенная в работах [6,7], опирается на модель суммирования волн отраженных каждой канавкой одной или двух отражательных структур. Вместе с тем теория, изложенная в работах [6,7], не учитывала эффектов второго порядка. К наиболее существенным эффектам второго порядка относятся следующие: многократные переотражения в отражательной структуре, дисперсия фазовой скорости в отражательной структуре, преобразование ПАВ в объемные акустические волны на отражательных элементах и дифракция ПАВ. Кроме того, теория, изложенная в работах [6,7], использовала упрощенную модель расчета ВШП.

В работах [9,10] предложена эмпирическая модель, позволяющая учесть в теории ДАЛЗ, изложенной в работах [6,7], влияние механизмов преобразования ПАВ в объемные акустические волны. Однако данная модель носит упрощенный характер и пригодна только для ДАЛЗ с линейной топологией.

В работе [11] была предложена так называемая slanted-топология ДАЛЗ. Использование slanted-тополо-

гии в некоторой степени ослабляет деградацию частотных характеристик широкополосных ДАЛЗ с большой длительностью дисперсионной задержки. Теория данного типа структур опирается на теорию ДАЛЗ с линейной топологией и отличается тем, что вся структура разбивается на каналы. В пределах каждого канала расчет ведется как ДАЛЗ с линейной топологией. Затем проводится суммирование коэффициентов передачи каждого канала и, таким образом, находится общий коэффициент передачи ДАЛЗ [11–13].

В данной работе теория ДАЛЗ с криволинейной средней линией электродов ВШП и ОС построена на основе метода разбиения исходной структуры на каналы с последующим суммированием парциальных проводимостей каждого канала, вычисленных с помощью модифицированных уравнений для связанных поверхностных акустических волн.

Модифицированные уравнения для связанных поверхностных акустических волн

Пусть задана структура в виде N металлических электродов с произвольно чередующейся полярностью, произвольно меняющимся периодом и перекрытием со-

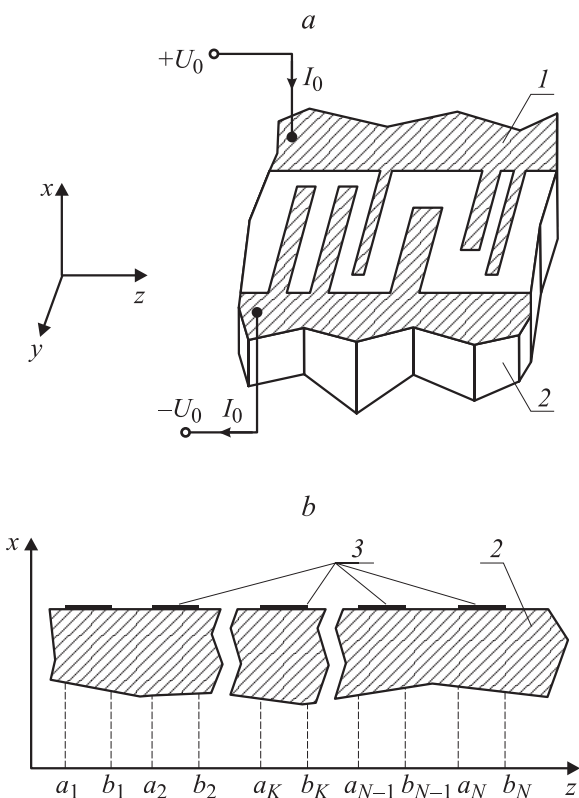


Рис. 1. Фрагмент преобразователя на поверхности полубесконечного пьезоэлектрика (а) и преобразователь в плоскости xOz (б). 1 — фрагмент преобразователя, 2 — полубесконечный пьезоэлектрик, 3 — электроды преобразователя; I_0 — суммарный ток, текущий через преобразователь.

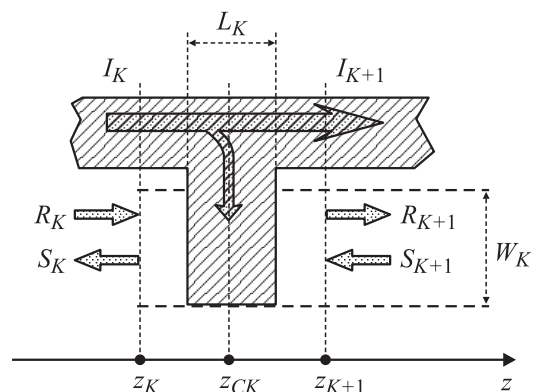


Рис. 2. k -й электрод преобразователя.

седних электродов на поверхности полубесконечного однородного изотропного пьезоэлектрика (рис. 1). Будем также полагать, что источник сигнала частотой ω и амплитудой U_0 подключен слева.

Рассмотрим k -й электрод ВШП (рис. 2). Пусть $R(z, \omega)$ и $S(z, \omega)$ — две связанные между собой плоские волны с волновым числом κ , распространяющиеся в электродной структуре ВШП. Причем $R(z, \omega)$ распространяется в направлении оси z (прямая волна), а $S(z, \omega)$ — в направлении, противоположном оси z (обратная волна). Однородные плоские волны запишем в виде

$$R(z, \omega) = R(\omega) \exp(-j\kappa z), \quad (1)$$

$$S(z, \omega) = S(\omega) \exp(+j\kappa z), \quad (2)$$

где $R(\omega)$, $S(\omega)$ — комплексные амплитуды соответствующих волн.

Пусть на k -й электрод слева падает волна $R_K(z, \omega)$, а справа $S_{K+1}(z, \omega)$. Прошедшие волны с комплексными амплитудами $S_K(\omega)$ и $R_{K+1}(z, \omega)$ являются суперпозицией парциальных волн, образовавшихся за счет отражения падающей на электрод волны с амплитудой $R_K(\omega)$, части прошедшей через область k -го электрода волны с амплитудой $S_{K+1}(\omega)$ и волны, образовавшейся за счет преобразования энергии переменного электрического поля, создаваемого источником сигнала частотой ω и амплитудой U_0 , в поверхностную акустическую волну.

Тогда для комплексных амплитуд прошедших волн $S_K(\omega)$ и $R_{K+1}(\omega)$ с учетом соответствующих фазовых множителей и механизмов отражения, прохождения и преобразования ПАВ получим

$$\begin{aligned} S_K(\omega) = & r_K \eta_{1K} (1 - |\xi_K^-|^2)^{1/2} \exp[-j(\kappa_E - \kappa_0)p_K] R_K(\omega) \\ & + \eta_{1K} (1 - |r_K|^2)^{1/2} (1 - |\xi_K^+|^2)^{1/2} \\ & \times \exp[-j(\kappa_E - \kappa_0)p_K] S_{K+1}(\omega) \\ & + \xi_K^- (\kappa) \eta_{2K} \exp[-j(\kappa_E - \kappa_0)p_K/2] U_0, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned}
R_{k+1}(\omega) &= \eta_{1k} (1 - |r_k|^2)^{1/2} (1 - |\xi_k^-|^2)^{1/2} \\
&\times \exp[-j(\kappa_E - \kappa_0)p_k] R_k(\omega) \\
&+ r_k \eta_{1k} (1 - |\xi_k^+|^2)^{1/2} \exp[-j(\kappa_E - \kappa_0)p_k] S_{k+1}(\omega) \\
&+ \xi_k^+(\kappa) \eta_{2k} \exp[-j(\kappa_E - \kappa_0)p_k/2] U_0, \quad (4)
\end{aligned}$$

где r_k — комплексный коэффициент отражения от k -го электрода; κ_E — эффективное волновое число ПАВ; $\kappa_0 = 2\pi/p_k$, $p_k = z_{k+1} - z_k$; величины $\xi_k^+(\kappa)$ и $\xi_k^-(\kappa)$ определяют эффективность прямого преобразования ПАВ на k -м электроде в направлениях $+z$ и $-z$ соответственно; коэффициенты ξ_k^+ и ξ_k^- — определяют уменьшение амплитуды волны при ее прохождении под электродом за счет частичного обратного преобразования; $\eta_{1k} = W_{1k}/W_0$, $\eta_{2k} = W_{2k}/W_0$, W_0 — максимальная апертура, W_{2k} — перекрытие k -го и $k+1$ -го электродов; $W_{1k} = W_0$, если используются холостые электроды, и $W_{1k} = W_{2k}$, если холостые электроды не используются.

Фазовые множители у слагаемых, связанных с отражением (преобразованием) волн, определяют фазовый набег от центра отражения (преобразования) волны z_{CK} до соответствующей границы (z_k — для $S_k(\omega)$ и z_{k+1} для $R_k(\omega)$), где z_k и z_{k+1} — середины зазоров между соответствующими электродами. Центр отражения (преобразования) z_{CK} ПАВ принят находящимся в центре электрода.

Эффективное волновое число на отрезке между координатами z_k и z_{k+1} определим через среднее значение длины волны $\kappa_E = 2\pi p_k / [\lambda_0(p_k - L_k) + \lambda_M L_k] = \omega p_k / [V_0(p_k - L_k) + L_k V_m(h_M)] - j\alpha_k$, где V_0 — скорость ПАВ на свободной поверхности; λ_M и $V_m(h_M)$ — длина волны и скорость ПАВ под металлизированной поверхностью соответственно; α_k — коэффициент затухания, обусловленный всеми источниками потерь, при распространении ПАВ в электродной структуре от координаты z_k до координаты z_{k+1} и приведенный к единице длины.

В уравнениях (3), (4) в отличие от подобных уравнений работ [2–5] учтен тот факт, что эффективность прямого преобразования ПАВ на k -м электроде в направлениях $+z$ и $-z$ в общем случае может быть разной, т. е. $\xi_k^+(\kappa) \neq \xi_k^-(\kappa)$. Это обусловлено как видом функции Грина потенциала ПАВ [14], так и перераспределением поверхностного тока на электродах под влиянием поля возбужденных волн. Кроме того, в уравнениях (3), (4) в отличие от уравнений работ [2–5] учтено уменьшение амплитуды волн при их прохождении под электродами. Учет данного явления особенно важен для сильных пьезоэлектриков.

Изменение тока в шине ВШП происходит за счет преобразования прямой и обратной волн и падения напряжения на емкости электрода. Тогда изменение тока

$\Delta I_k(\omega)$ в контактной шине ВШП на k -м электроде равно

$$\begin{aligned}
\Delta I_k(\omega) &= I_k(\omega) - I_{k+1}(\omega) = [\xi_k^-(\kappa)]^* \eta_{2k} \\
&\times \exp[-j(\kappa_E - \kappa_0)p_k/2] R_k(\omega) \\
&+ [\xi_k^+(\kappa)]^* \eta_{2k} \exp[-j(\kappa_E - \kappa_0)p_k/2] S_{k+1}(\omega) \\
&+ \xi_k^-(\kappa) \eta_{2k} \exp[-j(\kappa_E - \kappa_0)p_k/2] S_k(\omega) \\
&+ \xi_k^+(\kappa) \eta_{2k} \exp[-j(\kappa_E - \kappa_0)p_k/2] R_{k+1}(\omega) \\
&+ j\omega \eta_{2k} (C_2/2) U_0, \quad (5)
\end{aligned}$$

где звездочка есть знак комплексно-сопряженной величины.

В уравнении (5) в соответствии с принципом взаимности предполагается, что функциональные зависимости, определяющие прямое и обратное преобразование ПАВ, есть комплексно-сопряженные величины.

Первое и второе слагаемые в (5) определяют изменение тока за счет частичного преобразования энергии падающих на электрод прямой волны с амплитудой $R_k(\omega)$ и обратной волны с амплитудой $S_{k+1}(\omega)$ в энергию переменного электрического тока. Третье и четвертое слагаемые в (5) определяют изменение тока за счет преобразования энергии переменного электрического поля, создаваемого током в прямую волну с амплитудой $S_k(\omega)$ и обратную волну с амплитудой $R_{k+1}(\omega)$. Последнее слагаемое в (5) определяет изменение тока в шине ВШП за счет падения напряжения на статической емкости электрода, равной $\eta_{2k}(C_2/2)$. Подставляя (3) и (4) в (5), получим

$$\begin{aligned}
\Delta I_k(\omega) &= I_k(\omega) - I_{k+1}(\omega) = \eta_{2k} \exp\left[-j(\kappa_E - \kappa_0)\frac{p_k}{2}\right] \\
&\times \left\{ [\xi_k^-(\kappa)]^* - \eta_{1k} (1 - |\xi_k|^2)^{1/2} \right. \\
&\times \left[r_k \xi_k^+(\kappa) + (1 - |r_k|^2)^{1/2} \xi_k^-(\kappa) \right] \\
&\times \exp[-j(\kappa_E - \kappa_0)p_k] \left. \right\} R_k(\omega) \\
&+ \eta_{2k} \exp\left[-j(\kappa_E - \kappa_0)\frac{p_k}{2}\right] \times \left\{ [\xi_k^+(\kappa)]^* \right. \\
&- \eta_{1k} (1 - |\xi_k|^2)^{1/2} \left[r_k \xi_k^-(\kappa) + (1 - |r_k|^2)^{1/2} \xi_k^+(\kappa) \right] \\
&\times \exp[-j(\kappa_E - \kappa_0)p_k] \left. \right\} S_{k+1}(\omega) + \left\{ j\omega \eta_{2k} (C_2/2) \right. \\
&- \left. \xi_k^+(\kappa) \xi_k^-(\kappa) \eta_{2k}^2 \exp[-j(\kappa_E - \kappa_0)p_k] \right\} U_0. \quad (6)
\end{aligned}$$

Рассмотрим слагаемые, связанные с преобразованием ПАВ при прохождении через электрод ВШП. Частотно-зависимые коэффициенты $\xi_k^+(\kappa)$ и $\xi_k^-(\kappa)$ определяют эффективность преобразования подводимой к k -му электроду преобразователя мощности источника напряжения в мощность поверхностных акустических волн, распространяющихся в направлениях $+z$ и $-z$ соответственно.

Используя комплексную теорему Пойнтинга для известного распределения поверхностного тока на электродах ВШП в виде $J(z, \kappa)$, можно получить

$$[\xi_K^+(\kappa)]^2 = \frac{W_0}{U_0^2} \int_{a_K}^{b_K} \varphi_R^+(z, \kappa) J^*(z, \kappa) dz, \quad (7)$$

$$[\xi_K^-(\kappa)]^2 = \frac{W_0}{U_0^2} \int_{a_K}^{b_K} \varphi_S^-(z, \kappa) J^*(z, \kappa) dz. \quad (8)$$

Потенциалы $\varphi_R^+(z, \kappa)$, $\varphi_S^-(z, \kappa)$ выразим, воспользовавшись методом функции Грина,

$$\varphi_R^+(z, \kappa) = \frac{1}{-i\omega} \int_{-\infty}^{\infty} G^+(z - z_0, \kappa) J(z_0, \kappa) dz_0, \quad (9)$$

$$\varphi_S^-(z, \kappa) = \frac{1}{-i\omega} \int_{-\infty}^{\infty} G^-(z - z_0, \kappa) J(z_0, \kappa) dz_0, \quad (10)$$

где $G^+(z - z_0, \kappa)$, $G^-(z - z_0, \kappa)$ — функция Грина поверхностной акустической волны для случая $\kappa > 0$ и $\kappa < 0$ соответственно [14].

Расчет распределения поверхностного тока на электродах $J(z, \kappa)$ в самосогласованной постановке, т.е. с учетом краевых эффектов, конечной длины ВШП и обратной реакцией пьезоэлектрика изложен в работе [2].

Соотношения (3), (4), (6) можно записать в матричной форме

$$\begin{vmatrix} S_k(\omega) \\ R_{K+1}(\omega) \\ \Delta I_K(\omega) \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} P^{(k)}(1, 1) & P^{(k)}(2, 1) & P^{(k)}(3, 1) \\ P^{(k)}(2, 1) & P^{(k)}(2, 2) & P^{(k)}(3, 2) \\ P^{(k)}(3, 1) & P^{(k)}(2, 3) & P^{(k)}(3, 3) \end{vmatrix} \begin{vmatrix} R_K(\omega) \\ S_{K+1}(\omega) \\ U_0 \end{vmatrix};$$

где

$$P^{(k)}(1, 1) = r_K \eta_{1K} (1 - |\xi_K^+|^2)^{1/2} \exp[-j(\kappa_E - \kappa_0)P_K];$$

$$P^{(k)}(1, 2) = +\eta_{1K} (1 - |r_K|^2)^{1/2} (1 - |\xi_K^+|^2)^{1/2} \times \exp[-j(\kappa_E - \kappa_0)P_K];$$

$$P^{(k)}(1, 3) = +\xi_K^-(\omega) \eta_{2K} \exp[-j(\kappa_E - \kappa_0)P_K/2];$$

$$P^{(k)}(2, 1) = \eta_{1K} (1 - |r_K|^2)^{1/2} (1 - |\xi_K^+|^2)^{1/2} \times \exp[-j(\kappa_E - \kappa_0)P_K];$$

$$P^{(k)}(2, 2) = +r_K \eta_{1K} (1 - |\xi_K^+|^2)^{1/2} \exp[-j(\kappa_E - \kappa_0)P_K];$$

$$P^{(k)}(2, 3) = +\xi_K^+(\omega) \eta_{2K} \exp[-j(\kappa_E - \kappa_0)P_K/2];$$

$$P^{(k)}(3, 1) = \eta_{2K} \exp[-j(\kappa_E - \kappa_0) \frac{P_K}{2}] \times \left\{ [\xi_K^-(\omega)]^* - \eta_{1K} (1 - |\xi_K|^2)^{1/2} [r_K \xi_K^+(\omega) + (1 - |r_K|^2)^{1/2} \xi_K^-(\omega)] \exp[-j(\kappa_E - \kappa_0)P_K] \right\};$$

$$P^{(k)}(3, 2) = +\eta_{2K} \exp[-j(\kappa_E - \kappa_0) \frac{P_K}{2}] \times \left\{ [\xi_K^+(\omega)]^* - \eta_{1K} (1 - |\xi_K|^2)^{1/2} [r_K \xi_K^-(\omega) + (1 - |r_K|^2)^{1/2} \xi_K^+(\omega)] \exp[-j(\kappa_E - \kappa_0)P_K] \right\};$$

$$P^{(k)}(3, 3) = j\omega \eta_{2K} (C_2/2) - \xi_K^+(\omega) \xi_K^-(\omega) \eta_{2K}^2 \exp[-j(\kappa_E - \kappa_0)P_K]. \quad (11)$$

Тогда P -матрица ВШП в целом определяется последовательным перемножением P -матриц, описывающих каждый электрод [3].

Приведенные соотношения позволяют рассчитывать входную проводимость ВШП в составе фильтра или резонатора с произвольно меняющимся периодом, апертурой электродов вдоль структуры ВШП, а также произвольным направлением токов в электродах и реальным распределением поверхностного тока на электродах ВШП. Отметим, что входную проводимость ВШП определяет элемент $P(3, 3)$ суммарной P -матрицы ПАВ структуры.

Теория ДАЛЗ с криволинейной средней линией электродов ВШП и отражательных структур

Рассмотрим дисперсионную акустоэлектронную линию задержки с криволинейной средней линией апертур электродов ВШП и отражательных структур (рис. 3). Будем полагать, что источник синусоидального сигнала частотой ω , амплитудой U_0 и внутренним сопротивлением R_g подключен к преобразователю IDT-1. Приемник сигнала с внутренним сопротивлением R_n подключен к преобразователю IDT-2. Преобразователи IDT-1 и IDT-2 состоят из электродов с плавно меняющимся периодом, каждая пара электродов которых возбуждает ПАВ определенной частоты, изменяющейся вдоль структур, и с определенной задержкой относительно начала координат.

Отметим, что закон изменения периода следования электродов IDT-2 должен соответствовать периоду следования электродов IDT-1. Апертуры электродов как IDT-1, так и IDT-2 могут быть независимо аподизованы в соответствии с требуемыми характеристиками в частотной области. Пространственное положение, период и апертура отражательных элементов RA-1 и RA-2 должны быть согласованы с пространственным положением и периодом электродов IDT-1 и IDT-2 соответственно. Однако каких-либо ограничений на пространственные координаты элементов топологии ДАЛЗ накладывать не будем, поскольку излагаемая теория этого не требует. Выполнение упомянутых выше требований необходимо лишь для получения хороших характеристик устройства в частотной и временной области.

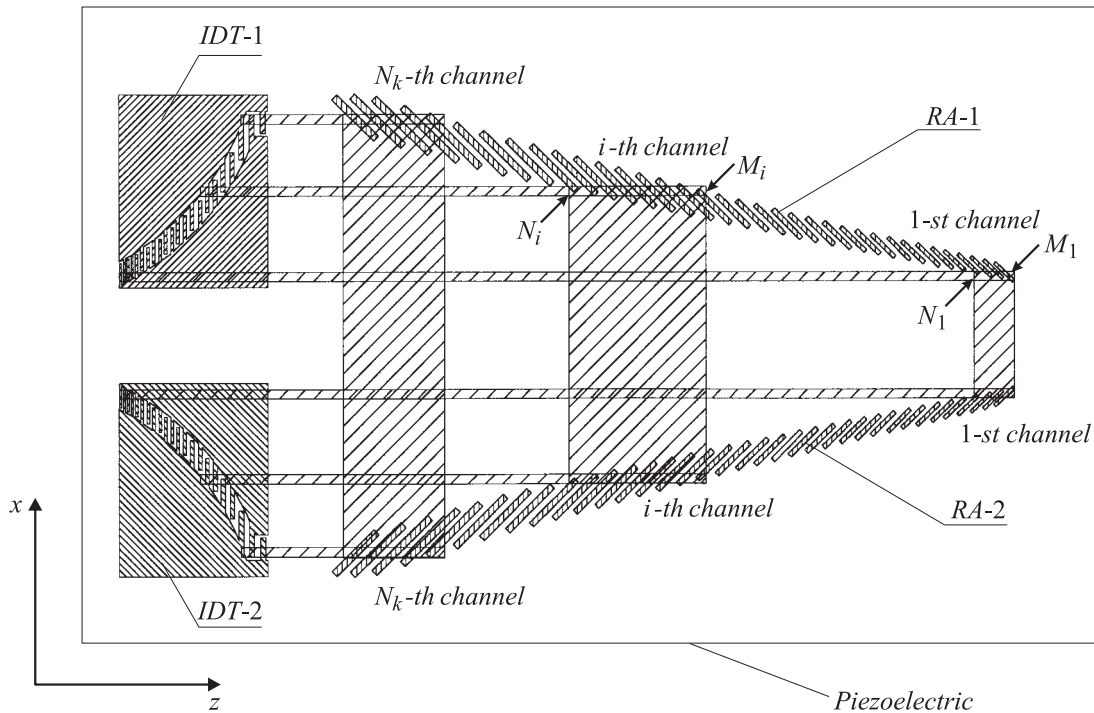


Рис. 3. ДАЛЗ с криволинейной средней линией апертур электродов ВШП и ОС.

Теория ДАЛЗ с криволинейной средней линией апертур электродов ВШП и ОС включает расчет компонент матрицы проводимости преобразователей $Y(l_Y, m_Y)$, а также коэффициента передачи отражающей структуры $K_{OC}(\omega)$.

Пусть средняя линия электродов ВШП и отражательных элементов ОС дисперсионной линии задержки имеет плавно изменяющийся вдоль структуры наклон по отношению к направлению распространения ПАВ (рис. 3). Расчет $Y(l_Y, m_Y)$ ДАЛЗ с наклонной топологией опирается на модель, в которой ВШП и ОС разбиваются на „каналы“ (рис. 3). Разбиение проводится на N_K равных (лишь для удобства вычислений) частей в области перекрытия электродов ВШП.

Эквивалентная схема ДАЛЗ в соответствии с выбранной моделью разбиения на каналы может быть представлена в виде, показанном на рис. 4. Учет взаимодействия отдельных каналов проводится путем использования при вычислениях $K_{OC}^i(\omega)$ вместо апертуры канала полной апертуры отражательного элемента. Обоснованием такому допущению служит тот факт, что коэффициент передачи ближайших каналов медленно меняется с изменением номера канала i и суммированием по всем взаимодействующим каналам эквивалентно увеличению апертуры канала.

На первом этапе выполним расчет компонент матрицы проводимости преобразователей устройства. Расчет матрицы проводимости преобразователей \hat{Y} будем проводить на основе модифицированной теории связанных волн. Компоненты матрицы входной проводимости ВШП

определим как сумму по всем каналам

$$Y(l_Y, m_Y) = \sum_{i=1}^{N_K} Y_i(l_Y, m_Y), \quad (12)$$

где N_K — число каналов; $Y_i(l_Y, m_Y)$ — компоненты матрицы проводимости в i -м канале, $l_Y = 1, 2$; $m_Y = 1, 2$.

Число каналов, на которые разбивается структура, будем считать достаточно большим, таким как результат расчета частотных характеристик не меняется при увеличении N_K . Отметим, что минимальная ширина канала ограничена величиной, равной полупериоду структуры.

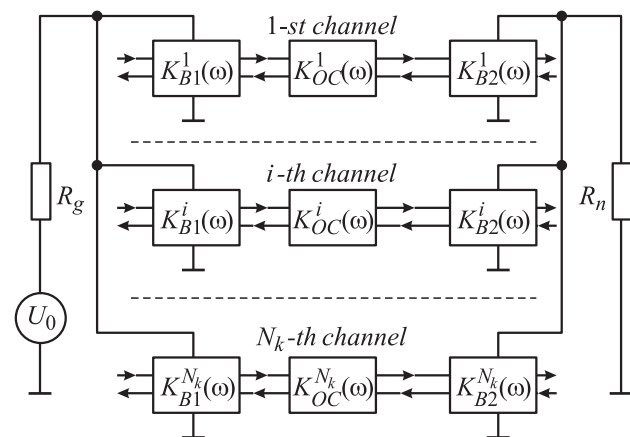


Рис. 4. Приближенная эквивалентная акустоэлектрическая схема ДАЛЗ с криволинейной средней линией апертур электродов ВШП и ОС.

Вклад i -го канала $Y_i(l_Y, m_Y)$ в суммарную проводимость ПАВ устройства определим, рассматривая i -й канал как независимое устройство на ПАВ (рис. 5) и воспользовавшись компонентами P -матриц входного ВШП $P_i^{(B1)}(l_p, m_p)$ и выходного ВШП $P_i^{(B2)}(l_p, m_p)$, а также коэффициентом передачи отражательной структуры $K_{OC}^i(\omega)$ в i -м канале. Тогда для входной проводимости i -го канала получим

$$Y_i(1, 1) = P_i^{(B1)}(3, 3) + P_i^{(B2)}(1, 1)P_i^{(B1)}(3, 2)P_i^{(B1)}(2, 3)/Y_{i0}, \quad (13)$$

$$Y_i(1, 2) = P_i^{(B1)}(3, 2)P_i^{(B2)}(1, 3)K_{OC}^i(\omega)/Y_{i0}, \quad (14)$$

$$Y_i(1, 2) - P_i^{(B1)}(2, 3)P_i^{(B2)}(3, 1)K_{OC}^i(\omega)/Y_{i0}, \quad (15)$$

$$Y_i(2, 2) = P_i^{(B2)}(3, 3) + P_i^{(B1)}(2, 2)P_i^{(B2)}(1, 3)P_i^{(B2)}(3, 1)/Y_{i0}, \quad (16)$$

где $Y_{i0} = [K_{OC}^i(\omega)]^2 - P_i^{(B1)}(2, 2)P_i^{(B2)}(1, 1)$.

Расчет компонент $P_i^{(B1)}(l_p, m_p)$ и $P_i^{(B2)}(l_p, m_p)$ выполним на основе теории связанных волн.

Для того чтобы синхронизовать каналы между собой, необходимо учесть начальную фазу для первого электрода каждого канала IDT-1 (IDT-2). Для этого в компоненты P -матрицы соотношения (11) введем фазовые множители для первых электродов каждого канала

$$P^{(L_i^{B1})}(1, 1) = P^{(L_i^{B1})'}(1, 1) \left[F_1^{(B1)} \left\{ z_{i,1}^{(B1)} \right\} \right]^2, \quad (17)$$

$$P^{(L_i^{B1})}(1, 2) = P^{(L_i^{B1})'}(1, 2) F_1^{(B1)} \left\{ z_{i,1}^{(B1)} \right\}, \quad (18)$$

$$P^{(L_i^{B1})}(1, 3) = P^{(L_i^{B1})'}(1, 3) F_1^{(B1)} \left\{ z_{i,1}^{(B1)} \right\}, \quad (19)$$

$$P^{(L_i^{B1})}(2, 1) = P^{(L_i^{B1})'}(1, 2), \quad (20)$$

$$P^{(L_i^{B1})}(3, 1) = P^{(L_i^{B1})'}(3, 1) F_1^{(B1)} \left\{ z_{i,1}^{(B1)} \right\}, \quad (21)$$

где компоненты матрицы $\hat{P}^{L_i^{(B1)'}}$ определены соотношением (11),

$$F_1^{(B1)} \left\{ z_{i,1}^{(B1)} \right\} = \exp \left(j2\pi z_{i,1}^{(B1)} / \lambda_M - \alpha z_{i,1}^{(B1)} \right),$$

$$z_{i,1}^{(B1)} = z_{L_i}^{(B1)} - z_1^{(B1)}$$

— расстояние между первым электродом в i -м канале IDT-1 (с номером L_i) и первым электродом всего IDT-1, λ_M — длина волны под металлизированной поверхностью, прочие компоненты P -матрицы для первого электрода остаются без изменения (как в (11)).

Для последних электродов каждого канала IDT-1 компоненты P -матрицы с учетом фазового множителя будут иметь вид

$$P^{(M_i^{B1})}(1, 2) = P^{(M_i^{B1})'}(1, 2) F_2^{(B1)} \left\{ z_{i,2}^{(B1)} \right\}, \quad (22)$$

$$P^{(M_i^{B1})}(1, 2) = P^{(M_i^{B1})'}(1, 2), \quad (23)$$

$$P^{(M_i^{B1})}(2, 2) = P^{(M_i^{B1})'}(2, 2) \left[F_2^{(B1)} \left\{ z_{i,2}^{(B1)} \right\} \right]^2, \quad (24)$$

$$P^{(M_i^{B1})}(2, 3) = P^{(M_i^{B1})'}(2, 3) F_2^{(B1)} \left\{ z_{i,2}^{(B1)} \right\}, \quad (25)$$

$$P^{(M_i^{B1})}(3, 2) = P^{(M_i^{B1})'}(3, 2) F_2^{(B1)} \left\{ z_{i,2}^{(B1)} \right\}, \quad (26)$$

где компоненты матрицы $\hat{P}^{(M_i^{B1})'}$ определены соотношением (11);

$$F_2^{(B1)} \left(z_{i,2}^{(B1)} \right) = \exp \left(j2\pi z_{i,2}^{(B1)} / \lambda_M - \alpha z_{i,2}^{(B1)} \right),$$

$$z_{i,2}^{(B1)} = z_N^{(B1)} - z_{M_i}^{(B1)}$$

— расстояние между последним электродом всего ВШП (с номером N) и последним электродом в i -м канале (M_i), прочие компоненты P -матрицы для последнего электрода остаются без изменения.

Аналогичные выражения можно получить и для первых электродов IDT-2

$$P^{(L_i^{B2})}(1, 1) = P^{(L_i^{B2})'}(1, 1) \left[F_1^{(B2)} \left\{ z_{i,1}^{(B2)} \right\} \right]^2, \quad (27)$$

$$P^{(L_i^{B2})}(1, 2) = P^{(L_i^{B2})'}(1, 2) F_1^{(B2)} \left\{ z_{i,1}^{(B2)} \right\}, \quad (28)$$

$$P^{(L_i^{B2})}(1, 3) = P^{(L_i^{B2})'}(1, 3) F_1^{(B2)} \left\{ z_{i,1}^{(B2)} \right\}, \quad (29)$$

$$P^{(L_i^{B2})}(2, 1) = P^{(L_i^{B2})'}(1, 2), \quad (30)$$

$$P^{(L_i^{B2})}(3, 1) = P^{(L_i^{B2})'}(3, 1) F_1^{(B2)} \left\{ z_{i,1}^{(B2)} \right\}. \quad (31)$$

Аналогично для последнего электрода в каждом канале IDT-2 будем иметь

$$P^{(M_i^{B2})}(1, 2) = P^{(M_i^{B2})'}(1, 2) \left[F_2^{(B2)} \left\{ z_{i,2}^{(B2)} \right\} \right], \quad (32)$$

$$P^{(M_i^{B2})}(1, 2) = P^{(M_i^{B2})'}(1, 2), \quad (33)$$

$$P^{(M_i^{B2})}(2, 2) = P^{(M_i^{B2})'}(2, 2) \left[F_2^{(B2)} \left\{ z_{i,2}^{(B2)} \right\} \right]^2, \quad (34)$$

$$P^{(M_i^{B2})}(2, 3) = P^{(M_i^{B2})'}(2, 3) \left[F_2^{(B2)} \left\{ z_{i,2}^{(B2)} \right\} \right], \quad (35)$$

$$P^{(M_i^{B2})}(3, 2) = P^{(M_i^{B2})'}(3, 2) \left[F_2^{(B2)} \left\{ z_{i,2}^{(B2)} \right\} \right], \quad (36)$$

где компоненты матрицы $\hat{P}^{(L_i^{B2})'}$ определены соотношением (11).

Теперь компоненты P -матрицы i -го канала $P_i^{(B1)}(l_p, m_p)$ и $P_i^{(B2)}(l_p, m_p)$ могут быть вычислены перемножением соответствующих компонент для электродов в каждом канале

$$P_i^{(B1)}(l_p, m_p) = \prod_{n=L_i^{B1}}^{M_i^{B1}} P_n^{(B1)}(l, m), \quad (37)$$

$$P_i^{(B2)}(l_p, m_p) = \prod_{n=L_i^{B2}}^{M_i^{B2}} P_n^{(B2)}(l, m), \quad (38)$$

где L_i^{B1} , L_i^{B2} , M_i^{B1} , M_i^{B2} — номер первого и последнего электродов в каждом канале IDT-1 и IDT-2 соответственно (рис. 5), а под знаком произведения понимается

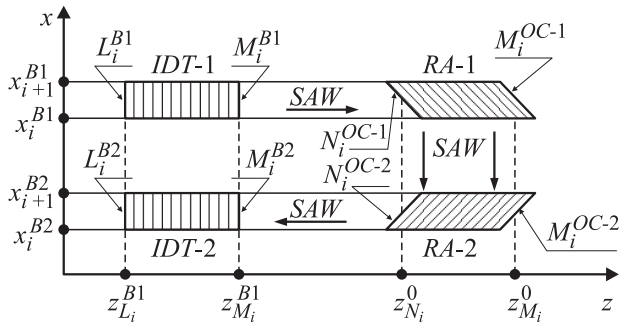


Рис. 5. i -й канал ДАЛЗ с криволинейной средней линией апертур электродов ВШП и ОС.

вычисление последовательных произведений согласно (8)–(16) из работы [3].

Вычислим теперь коэффициент передачи отражательной структуры в i -м канале $K_{OC}^i(\omega)$. Суммирование парциальных отраженных неоднородностями волн в соответствии с рис. 4 приводит к выражению для коэффициента передачи i -го канала ОС вида

$$K_{OC}^i(\omega) \approx \sum_{n=N_i}^{M_i} \left\{ \sum_{m=N_i}^{M_i} \gamma_{nm} \rho_m \rho_n \xi_n^i \xi_m^i \exp \left[-i\gamma_V (2z_{nm}^O - z_N^{B1} - z_N^{B2} + k_V x_n^O - k_V x_m^O) - i\varphi_{1nm}^i - i\varphi_{2nm}^i \right] \right\}, \quad (39)$$

где в каждом i -м канале суммируются ПАВ при прохождении от первого отражательного элемента канала N_i до последнего отражательного элемента канала M_i ; γ_{nm} — коэффициент перекрытия m -й и n -й канавок в i -м канале; ρ_n, ρ_m — коэффициенты отражения от отражательного элемента; ξ_m, ξ_n — коэффициенты прохождения ПАВ отражательной структуры до m -й и n -й канавок канала соответственно и определяющие долю прошедшей до m -й и n -й канавок мощности; $z_{nm}^O, x_n^O, z_{nm}^O, x_m^O$ — координаты центра перекрывающихся частей n -й и m -й канавок соответственно; $\gamma_V = \beta - i\alpha(\omega)$, $\beta = \omega/V_{||}$, $\alpha(\omega)$ — коэффициент затухания ПАВ; $k_V = V_{\perp}/V_{||}$, V_{\perp} и $V_{||}$ — скорости ПАВ в направлении z и x соответственно.

Рассмотрим величины, входящие в (39), подробнее. При прохождении через отражательный элемент ОС имеют место процессы отражения и рассеяния ПАВ, тогда с учетом преобразования части энергии ПАВ в объемные волны коэффициенты прохождения равны

$$\xi_m^i = \xi_{m0}^i \prod_{k=N_i}^m (1 - \xi_k) [1 - \rho_k^2]^{1/2}, \quad (40)$$

$$\xi_n^i = \xi_{n0}^i \prod_{k=N_i}^n (1 - \xi_k) [1 - \rho_k^2]^{1/2}, \quad (41)$$

где

$$\xi_k = 1 - \exp[-\eta_k(\omega)(h_k/\lambda)^2], \quad (42)$$

$$\xi_{m0}^i \approx \left\{ (1 - \xi_m) [1 - \rho_m^2]^{1/2} \right\}^{N_m}, \quad (43)$$

$$\xi_{n0}^i \approx \left\{ (1 - \xi_n) [1 - \rho_n^2]^{1/2} \right\}^{N_n}. \quad (44)$$

В соотношении (42) коэффициент $\eta_k(\omega)$ определяет долю мощности преобразованной на n -м отражательном элементе ОС в объемные волны, h_k — глубина (высота) k -го отражательного элемента ОС, λ — длина волны ПАВ на частоте $f = \omega/2\pi$. Метод вычисления частотно-зависимого коэффициента $\eta(\omega)$ изложен в работе [15]. В выражениях (43) и (44) N_n, N_m — число канавок, через которые проходит ПАВ при распространении в направлении оси x в верхней и нижней частях ОС соответственно. Знак приближения в выражениях (43) и (44) взят постольку, поскольку изменением $\xi_m, \xi_n, \rho_m, \rho_n$ при вычислении ξ_{m0}^i и ξ_{n0}^i пренебрегаем. Коэффициенты ξ_{m0}^i и ξ_{n0}^i учитывают затухание ПАВ в поперечном направлении и вносят заметный вклад лишь в случае использования ОС с большой апертурой ($W_n^{OC} > 100\lambda$, W_n^{OC} — апертура n -й канавки ОС), что характерно для ДАЛЗ с линейной топологией.

Фазовые слагаемые φ_{1nm} и φ_{2nm} в (39) учитывают изменение наклона дисперсионной характеристики ДАЛЗ вследствие изменения скорости, а в случае резких изменений апертуры ОС, например, при весовой обработке, обуславливают на фазочастотной характеристике отклонения от квадратичного закона. Отметим, что для устранения такого рода искажений фазочастотной характеристики необходимо использовать „холостые“ отражательные элементы.

Подчеркнем, что предложенные соотношения пригодны и для расчета ДАЛЗ как с линейной топологией, так и с криволинейной средней линией апертур электродов и позволяют учесть эффект „большой“ апертуры (затухание ПАВ в поперечном направлении ОС за счет рассеяния на отражательных элементах).

Результаты эксперимента

Описанная в данной работе теория была использована для проектирования ДАЛЗ, предназначенных для формирования и сжатия сверхдлинных линейно-частотно-модулированных (ЛЧМ) сигналов со следующими параметрами: центральная частота 60 МГц, полоса пропускания 1.5 МГц, длительность ЛЧМ сигнала 75 μ s.

Для реализации ДАЛЗ с перечисленными выше параметрами была выбрана „линейная“ топология ДАЛЗ с отражающей структурой в виде последовательности канавок на поверхности пьезоэлектрика. Для уменьшения искажений амплитудно-частотной и фазочастотной характеристик в отражающих структурах ДАЛЗ использовались холостые канавки. В качестве пьезоэлектрического материала ДАЛЗ был выбран ниобат лития Y, Z-среза как материал, обеспечивающий минимальные вносимые потери в ДАЛЗ и наилучшее качество сжатого сигнала по сравнению с другими пьезоматериалами,

пригодными для использования, типа кварца и германата висмута. Преобразователь формирующей ДАЛЗ состоял из 11 электродов с апертурой $120\lambda_0$. Отражательная структура состояла из 5852 канавок глубиной $0.14\mu\text{m}$, апертура которых соответствовала апертуре электродов ВШП. Для уменьшения пульсаций Френеля 15% длины ОС на начальном и 15% длины ОС на конечном участке были аподизованы. Для сохранения плоской вершины амплитудно-частотной характеристики и максимально близкой к требуемой квадратичной зависимости в полосе частот 1.5MHz фазочастотной характеристики, длина ОС (дисперсионная задержка в ОС) была увеличена на 30%. Для сохранения требуемого наклона дисперсионной характеристики полоса частот ОС по уровню -20dB была также увеличена на 30%. Таким образом, длительность импульсного отклика ДАЛЗ по уровню -3dB составила $86\mu\text{s}$ при девиации частоты в спектре ЛЧМ сигнала $\sim 1.65\text{MHz}$. Результаты расчета коэффициента передачи $S_{21}(f)$ и ФЧХ формирующей ДАЛЗ приведены на рис. 6, *b*. Причем фазовая характеристика $\varphi(f)$ приведена в виде отклонения от заданного квадратичного закона

$$\Delta\varphi(f) = \varphi(f) - \pi G_{\Phi}(f_{\text{НФ}} - f)^2 - 2\pi T_{\text{НФ}}(f_{\text{НФ}} - f),$$

где $G_{\Phi} = 0.0200\text{MHz}/\mu\text{s}$ — наклон дисперсионной кривой, $f_{\text{НФ}} = 59.250\text{MHz}$, $T_{\text{НФ}} = 16.414\mu\text{s}$ — задержка в ДАЛЗ—С на частоте $f_{\text{НФ}}$.

Частотные характеристики, полученные на экспериментальном образце формирующей ДАЛЗ, приведены на рис. 6, *a*. Измерения АЧХ были выполнены с помощью измерителя комплексных коэффициентов передачи HP-784. Полоса рабочих частот по уровню -3dB составляет 1.65MHz . Длительность импульсного отклика, измеренного на экране осциллографа С1-108 по уровню -3dB , составила $86\mu\text{s}$.

Для получения минимального уровня боковых лепестков в сжатом сигнале в сжимающей ДАЛЗ (ДАЛЗ—С) использовалась весовая обработка апертуры канавок ОС. Поскольку выбор функции для весовой обработки важен для получения оптимальных параметров сжатого сигнала, обсудим этот вопрос подробнее.

Уменьшение уровня боковых лепестков в сжатом сигнале за счет весовой обработки сопровождается одновременно и некоторым расширением сжатого сигнала. В отсутствие весовой обработки минимальный уровень боковых лепестков составляет -13.5dB . Максимальное подавление боковых лепестков в сжатом сигнале при заданном его расширении за счет весовой обработки обеспечивает весовая функция Мааса. Однако такая функция физически нереализуема, поскольку имеет особенности на краях. Физически реализуемыми приближением функции Мааса являются функции Дольфа—Чебышева и Тейлора, причем функция Тейлора более удобна для практического использования в ДАЛЗ. Функция Тейлора является практически реализуемым видом весовой обработки, обеспечивающим минимальное расширение сжатого сигнала при заданном уровне боковых лепестков.

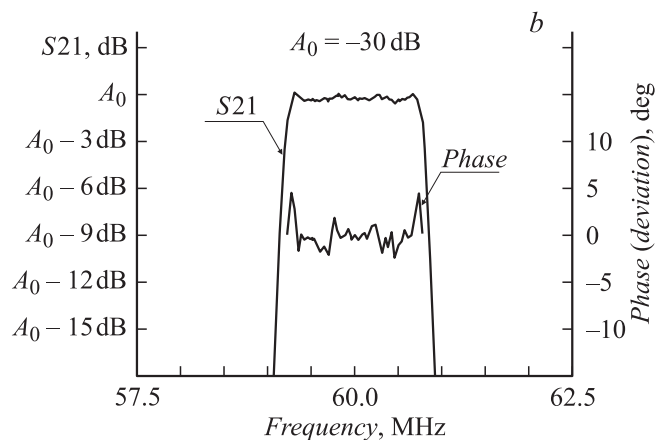
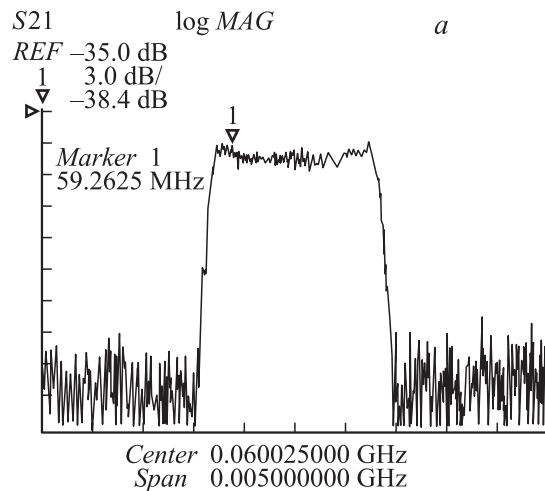


Рис. 6. Результаты измерения (*a*) и расчета (*b*) частотной характеристики формирующей ДАЛЗ. $f_0 = 60\text{MHz}$, $\Delta f = 1.5\text{MHz}$, $T = 75\mu\text{s}$, наклон дисперсионной характеристики положительный.

Часто используемая функция Хемминга является более грубым приближением функции Мааса, чем функция Тейлора. Недостатком функции Тейлора является отсутствие спада уровня боковых лепестков α_s в дальней зоне (при $n \gg 1$). Уменьшение уровня боковых лепестков в дальней зоне как $1/t$ обеспечивает функция Гаусса. Недостатком функции Гаусса по сравнению с функцией Тейлора является большая длительность сжатого сигнала при том же уровне ближайших боковых лепестков.

Современный технологический уровень изготовления ДАЛЗ позволяет получить α_s около 40dB . Поскольку выбор весовой функции с большим теоретическим уровнем α_s приводит к большему расширению сжатого сигнала, обычно выбирают весовую функцию с теоретическим значением α_s , равным $40\text{--}50\text{dB}$. В рассматриваемой ДАЛЗ апертура канавок ОС изменялась в соответствии с функцией Гаусса с пьедесталом 0.008 , обеспечивающей максимально достижимый уровень подавления боковых лепестков в сжатом идеальном ЛЧМ сигнале -60dB .

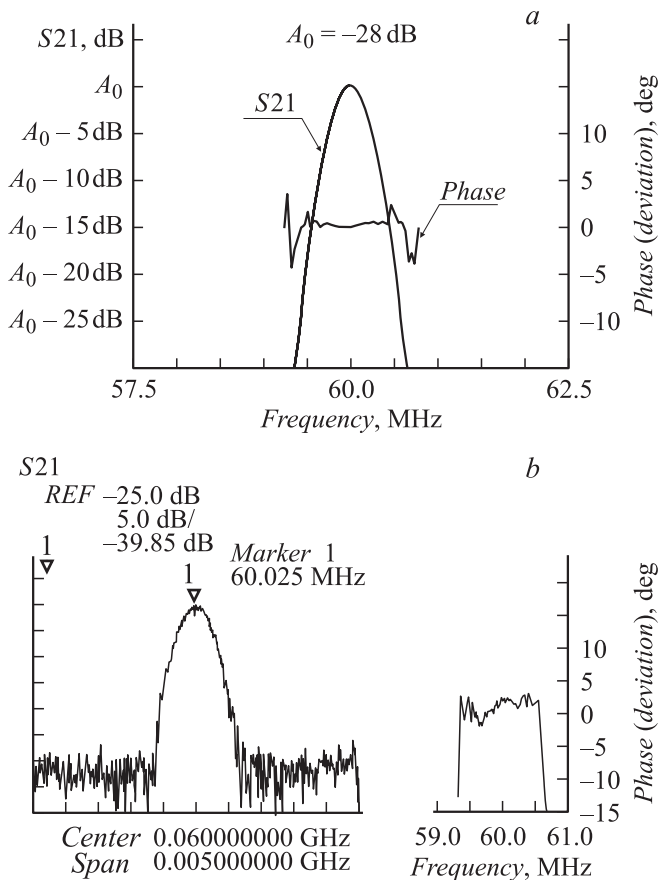


Рис. 7. Результаты расчета (а) и измерения (b) коэффициента передачи S_{21} и ФЧХ сжимающей ДАЛЗ. $f_0 = 60$ MHz, $\Delta f = 1.5$ MHz, $T = 75 \mu s$, наклон дисперсионной характеристики отрицательный, функция аподизации Гаусса.

Результаты расчета частотных характеристик сжимающей ДАЛЗ приведены на рис. 7, а, а частотные характеристики, полученные на экспериментальном образце ДАЛЗ, приведены на рис. 7, b. Измерения $S_{21}(f)$ были выполнены с помощью измерителя комплексных коэффициентов передачи HP-784, а измерения ФЧХ проводились с помощью прецизионного генератора Г4-176 и фазометра ФК2-12. Фазовая характеристика $\varphi(f)$ сжимающей ДАЛЗ приведена в виде отклонения от заданного квадратичного закона

$$\Delta\varphi(f) = \varphi(f) - \pi G_C(f_{HC} - f)^2 - 2\pi T_{HC}(f_{HC} - f),$$

где $G_C = -0.0200$ MHz/ μs — наклон дисперсионной кривой, $f_{HC} = 60.750$ MHz $T_{HC} = 7.87495 \mu s$ — задержка сжимающей ДАЛЗ на частоте f_H .

По результатам измерений среднее квадратичное отклонение фазовой характеристики от заданной составило 1.5° .

С помощью ДАЛЗ, частотные характеристики которых приведены на рис. 6, b и 7, b, были выполнены эксперименты по формированию и сжатию ЛЧМ сигнала. При подаче на вход ДАЛЗ-Ф с положительным наклоном

дисперсионной характеристики короткого (длительностью $0.1 \mu s$) радиоимпульса на выходе формирующей ДАЛЗ был получен ЛЧМ сигнал длительностью $86 \mu s$, при неравномерности сформированного сигнала в полосе сжимающей ДАЛЗ менее 1 dB. Сформированный ЛЧМ сигнал после усиления подавался на вход сжимающей ДАЛЗ с отрицательным наклоном дисперсионной характеристики. На выходе ДАЛЗ-С в результате сжатия ЛЧМ сигнала был достигнут уровень боковых лепестков 38 dB при длительности сжатого сигнала по уровню -3 dB около $1.1 \mu s$.

Список литературы

- [1] Birykov S.V., Martin G., Polevoi V.G. et al. // IEEE Trans. on UFFC-42. 1995. Vol. UFFC-42. N 4. P. 612–618.
- [2] Дмитриев В.Ф. // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 9. С. 93–102.
- [3] Дмитриев В.Ф. // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 11. С. 83–90.
- [4] Дмитриев В.Ф. // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 8. С. 95–102.
- [5] Дмитриев В.Ф. // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 2. С. 99–106.
- [6] Williamson R.C., Smith H.I. // IEEE Trans. on MTT. 1973. Vol. MTT-21. N 4. P. 195–205.
- [7] Gerard H.M., Otto O.W., Weglein R.D. // 1974 IEEE Ultrasonics Symposium Proc. P. 197–202.
- [8] Sittig E., Coquin C. // IEEE Trans. on SU. 1968. Vol. SU-15. P. 111–119.
- [9] Otto O.W., Gerard H.M. // 1977 IEEE Ultrasonics Symposium Proc. P. 596–401.
- [10] Otto O.W., Gerard H.M. // J. Appl. Phys. 1978. Vol. 49. N 6. P. 3337–3340.
- [11] Waterkeyn C., Gautier. // 1983 Ultrasonics Symposium. 1983. P. 195–199.
- [12] Potter B.P., Hartmann C.S. // IEEE Trans. on SU. 1979. Vol. SU-26. N 6. P. 411–418.
- [13] Dmitriev V.F., Mitrofanov I.S. // 1995 World Congress on Ultrasonics. Berlin, 1995. P. 435–438.
- [14] Дмитриев В.Ф. // РИЭ. 1992. Т. 37. № 4. С. 730–735.
- [15] Дмитриев В.Ф. // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 8. С. 111–123.