

Как следует из эксперимента, структурная чувствительность пленок ZnO определяет использование рентгеноструктурного анализа в процессе обработки технологии получения текстурованных пленок ZnO требуемого качества для устройств на ПАВ методом магнетронного распыления.

Сочетание рентгеноструктурных и акустических исследований позволило выявить одну из причин малоэффективной и нестабильной работы преобразователей ПАВ, связанную с появлением в осажденных при больших скоростях ZnO механических напряжений, увеличивающихся с увеличением скорости напыления и значительно снижающих  $K^2$ .

1. Хикернелл Ф. Преобразователи поверхностных акустических волн на тонких пленках окиси цинка // ТИИЭР. 1976. Т. 64, № 5. С. 70—76. 2. Yamamoto T., Shiosaki T., Kawabata A. Characterization of ZnO piezoelectric films prepared by rf planar—magnetron sputtering // J. Appl. Phys. 1980. Vol. 51, N 6. P. 3113. 3. Kino G. S., Wagers R. S. Theory of interdigital couplers on nonpiezoelectric substrates // Ibid. 1973. Vol. 44. P. 1480—1483.

Поступила в редколлегию 02.09.86

УДК 621.397

Ю. Ф. ЗИНЬКОВСКИЙ, д-р техн. наук, А. В. КОВАЛЬ, канд. техн. наук,  
В. В. ПЕРЕВЕРТУН, вед. инж.

### ИСКАЖЕНИЯ СПЕКТРА УЗКОПОЛОСНОГО СИГНАЛА ПРИ СТУПЕНЧАТОЙ АППРОКСИМАЦИИ

При машинном генерировании сигналов возникает задача преобразования решетчатой функции в континуальный сигнал. Эта задача может быть решена путем аппроксимации формируемого сигнала внутри интервалов дискретизации полиномом  $n$ -й степени [3]. Наиболее часто применяют аппроксимацию полиномом нулевой степени — ступенчатую.

При формировании сигналов в виде ступенчатых кривых необходимо знать степень их приближения к требуемым континуальным сигналам. В качестве критерия оценки степени приближения целесообразно использовать спектральные характеристики, так как последние в наилучшей степени характеризуют происхождение сигналов через радиотехнические цепи и среду. Рассмотрим спектр ступенчатого сигнала.

Пусть  $s(t)$  — подлежащий формированию континуальный сигнал, а  $\dot{S}(\omega)$  — его спектр, занимающий полосу частот от  $\omega_n$  до  $\omega_a$ . Соответствующая этому сигналу решетчатая функция  $s[k\Delta t]$  ( $\Delta t$  — положительная величина, определяющая расстояние между соседними дискретными значениями переменной  $t$ , а  $k$  — целое число) имеет, как известно [2], спектр, описываемый выражением

$$\dot{S}_p(\omega) = \frac{\omega_d}{2\pi} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \dot{S}(\omega - k\omega_d), \quad (1)$$

где  $\omega_d = 2\pi/\Delta t$  — частота дискретизации.

Спектр  $\dot{S}_a(\omega)$  ступенчатой функции, аппроксимирующей исходный континуальный сигнал, может быть при этом записан в виде [2]

$$\dot{S}_a(\omega) = \dot{S}_p(\omega) \dot{G}(\omega) = \frac{\sin \frac{\omega \Delta t}{2}}{\frac{\omega \Delta t}{2}} e^{-j\omega \frac{\Delta t}{2}} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \dot{S}\left(\omega - k \frac{2\pi}{\Delta t}\right), \quad (2)$$

где  $\dot{G}(\omega) = \Delta t \frac{\sin \frac{\omega \Delta t}{2}}{\frac{\omega \Delta t}{2}} e^{-j\omega \frac{\Delta t}{2}}$  — спектр прямоугольника импульса длительностью  $\Delta t$ .

Определим энергию, сосредоточенную в частичных спектрах, расположенных в окрестностях частот  $k\omega_d$ . На основании теоремы Парсеваля можем записать

$$W_{\text{чс}} = \frac{1}{\pi} \int_{\omega_B}^{\infty} \frac{\sin^2(\omega \Delta t / 2)}{(\omega \Delta t / 2)^2} \left| \sum_{k=0}^{\infty} \dot{S}(\omega - k\omega_d) \right|^2 d\omega, \quad (3)$$

где  $\omega_B$  — верхняя частота исходного континуального сигнала. Полагая, что частота  $\omega_d$  выбрана таким образом, что соседние участки спектра не перекрываются, выражение (3) можно представить в виде

$$W_{\text{чс}} = \frac{1}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \int_{\omega_B}^{\infty} \frac{\sin^2(\omega \Delta t / 2)}{(\omega \Delta t / 2)^2} |\dot{S}(\omega - k\omega_d)|^2 d\omega. \quad (4)$$

Так как подынтегральное выражение существует только на отрезках

$$k\omega_d - \omega_B \leq \omega \leq k\omega_d - \omega_H \quad \text{и} \quad k\omega_d + \omega_H \leq \omega \leq k\omega_d + \omega_B,$$

то формулу (4) можно выразить как

$$W_{\text{чс}} = \frac{1}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \left\{ \int_{k\omega_d - \omega_B}^{k\omega_d - \omega_H} \frac{\sin^2(\omega \Delta t / 2)}{(\omega \Delta t / 2)^2} |\dot{S}(\omega - k\omega_d)|^2 \times \right. \\ \left. \times d\omega + \int_{k\omega_d + \omega_H}^{k\omega_d + \omega_B} \frac{\sin^2(\omega \Delta t / 2)}{(\omega \Delta t / 2)^2} |\dot{S}(\omega - k\omega_d)|^2 d\omega \right\}. \quad (5)$$

Произведя замену переменных  $\omega - k\omega_d = \Omega$ , после выполнения ряда математических преобразований получаем

$$W_{\text{чс}} = \frac{1}{\pi^3} \left\{ \int_{-\omega_B}^{-\omega_H} |\dot{S}(\Omega)|^2 \sin^2 \frac{\Omega \Delta t}{2} \sum_{k=1}^{\infty} \left(k + \frac{\Omega}{\omega_d}\right)^{-2} d\Omega + \right.$$

$$+ \int_{\omega_H}^{\omega_B} |\dot{S}(\Omega)|^2 \sin^2 \frac{\Omega \Delta t}{2} \sum_{k=1}^{\infty} \left(k + \frac{\Omega}{\omega_d}\right)^{-2} d\Omega \}. \quad (6)$$

Стоящая под знаками интегралов сумма не выражается через элементарные функции. Поэтому с целью упрощения подынтегральных выражений, заменим ее приближенной функцией более простого вида. Для нахождения последней определим зависимость значений суммы от аргумента  $\Omega/\omega_d$  на отрезке существования последнего, т. е. для  $-0,5 \leq \Omega/\omega_d \leq 0,5$ . В результате вычислений находим

$$\begin{aligned} \sum_{k=1}^{\infty} (k - 0,5)^{-2} &= \frac{\pi^2}{2}; \\ \sum_{k=1}^{\infty} (k - 0,25)^{-2} &= \pi^2 - 8G, \quad \sum_{k=1}^{\infty} k^{-2} = \frac{\pi^2}{6}; \\ \sum_{k=1}^{\infty} (k + 0,25)^{-2} &= \pi^2 + 8G, \quad \sum_{k=1}^{\infty} (k + 0,5)^{-2} = \frac{\pi^2}{2} - 4, \end{aligned}$$

где  $G=0,915965594$  — постоянная Каталана.

Для приближения кривой с полученными ординатами применим показательную функцию вида  $\varphi(x) = A + Be^{\beta x}$ , которую определим с помощью критерия наименьших квадратов [1]. В соответствии с этим критерием после довольно громоздких вычислений получаем  $\varphi(x) = 0,932 + 0,629e^{-3,709x}$  и, следовательно,

$$\sum_{k=1}^{\infty} \left(k + \frac{\Omega}{\omega_d}\right)^{-2} \approx 0,932 + 0,629e^{-3,709\Omega/\omega_d}. \quad (7)$$

Проверка показывает, что найденная функция достаточно точно аппроксимирует требуемую зависимость. Сумма квадратов отклонений значений этой функции от значений приближаемой ею суммы в заданных точках составляет 0,0172.

С учетом полученных результатов выражение (6) принимает вид

$$\begin{aligned} W_{\text{вс}} &= \frac{1}{\pi^3} \left\{ \int_{-\omega_B}^{-\omega_H} |\dot{S}(\Omega)|^2 \sin^2 \frac{\Omega \Delta t}{2} (0,932 + 0,629e^{-3,709\Omega/\omega_d}) d\Omega + \right. \\ &+ \left. \int_{\omega_H}^{\omega_B} |\dot{S}(\Omega)|^2 \sin^2 \frac{\Omega \Delta t}{2} (0,932 + 0,629e^{-3,709\Omega/\omega_d}) d\Omega \right\} = \\ &= \frac{1}{\pi^3} \left[ \int_{-\omega_B}^{\omega_B} F(\Omega) d\Omega - \int_{-\omega_H}^{\omega_H} F(\Omega) d\Omega \right], \quad (8) \end{aligned}$$

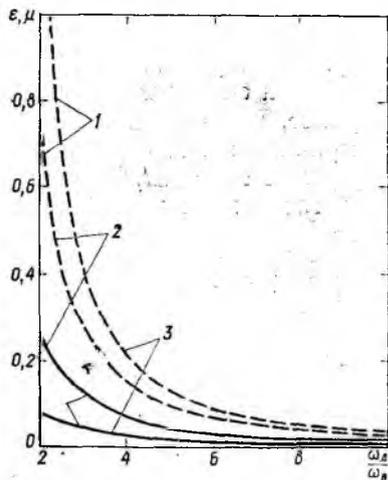
где  $F(\Omega)$  — подынтегральное выражение.

Если подставить теперь в это выражение квадрат модуля спектра генерируемого сигнала, то можно определить энергию, заключенную в паразитных частичных спектрах, а также оценить погрешность формирования сигнала, высокочастотное заполнение которого представляется ступенчатой кривой.

Оценим в качестве примера погрешность формирования ЛЧМ-радиоимпульса, определив ее как отношение суммарной энергии паразитных частичных спектров к энергии спектральных состав-

Зависимости погрешности формирования  $\epsilon$  и величины искажения основного спектра  $\mu$  ЛЧМ радиоимпульса при использовании ступенчатой аппроксимации от отношения  $\omega_d/\omega_b$ :

1 —  $\epsilon$ ; 2 —  $\omega_H/\omega_B = 0,6$ ; 3 —  $\omega_H/\omega_B = 0,94$ ; 4 —  $\mu$



ляющих в полосе  $\omega_H \leq \omega \leq \omega_B$ , т. е. в полосе частот требуемого континуального сигнала

$$\epsilon = \frac{\frac{1}{\pi^3} \left[ \int_{-\omega_B}^{\omega_B} F(\Omega) d\Omega - \int_{-\omega_H}^{\omega_H} F(\Omega) d\Omega \right]}{\frac{1}{\pi} \int_{\omega_H}^{\omega_B} \frac{\sin^2(\Omega \Delta t / 2)}{(\Omega \Delta t / 2)^2} |S(\Omega)|^2 d\Omega} \quad (9)$$

При большой базе спектр ЛЧМ-сигнала можно считать прямоугольным, т. е. положить  $|S(\Omega)| = \text{const}$ . При этом выражение (9) приводится к виду

$$\epsilon = \frac{\int_{-\omega_B}^{\omega_B} \sin^2 \pi \frac{\Omega}{\omega_d} (A + B e^{\beta \frac{\Omega}{\omega_d}}) d\Omega - \int_{-\omega_H}^{\omega_H} \sin^2 \frac{\pi \Omega}{\omega_d} (A + B e^{\beta \frac{\Omega}{\omega_d}}) d\Omega}{\int_{\omega_H}^{\omega_B} \frac{\sin^2 \frac{\pi \Omega}{\omega_d}}{\left(\frac{\pi \Omega}{\omega_d}\right)^2} d\Omega} \quad (10)$$

Графики зависимостей погрешности формирования ЛЧМ-радиоимпульса при использовании ступенчатой аппроксимации от отношения  $\omega_d/\omega_b$  для различных значений  $\omega_d/\omega_H$ , полученные в соответствии с формулой (10) методом численного интегрирования с помощью ЭВМ, приведены на рисунке (кривые 1):

Представление непрерывного сигнала в виде ступенчатой функции приводит не только к появлению частичных спектров в области частот  $k\omega_d$ , но и к искажению основного спектра, который теперь описывается выражением (2). Для оценки степени этого искажения воспользуемся нормированной разностью энергий, сосредоточенных в спектре исходного непрерывного сигнала и основном спектре ступенчатого сигнала. Полагая, как и ранее, что исходным является ЛЧМ-сигнал с большой базой и принимая модуль его спектральной плотности постоянным и равным  $\sin(\omega_n \Delta t/2)/(\omega_n \Delta t/2)$ , получаем выражение для оценки степени искажения основного спектра

$$\mu = 1 - \left( \int_{\omega_n}^{\omega_b} \frac{\sin^2(\omega \Delta t/2)}{(\omega \Delta t/2)^2} d\omega \right) / \frac{\sin^2(\omega_n \Delta t/2)}{(\omega_n \Delta t/2)^2} (\omega_b - \omega_n). \quad (11)$$

Графики зависимостей величины  $\mu$  от отношения  $\omega_d/\omega_b$  для различных значений  $\omega_n/\omega_b$  показаны на рисунке (кривые 4). Эти кривые, как и 1, показывают, что при значениях отношения  $\omega_d/\omega_b$ , заключенных внутри интервала [2, 6], повышение частоты дискретизации  $\omega_d$  ведет к заметному улучшению формы спектра ступенчатого сигнала. При  $\omega_d/\omega_b > 6$  падение величин  $\varepsilon$  и  $\mu$  замедляется, что говорит о нецелесообразности дальнейшего увеличения  $\omega_d$  с целью улучшения качества ступенчатой аппроксимации полосового сигнала. В этом случае более эффективным оказывается применение дополнительной фильтрации с помощью фильтра, полоса прозрачности которого соответствует спектру требуемого непрерывного сигнала.

1. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1984. 832 с. 2. Трахтман А. М., Трахтман В. А. Основы теории дискретных сигналов на конечных интервалах. М.: Сов. радио, 1975. 208 с. 3. Цепенко М. П. Измерительные информационные системы. М.: Энергия, 1974. 320 с.

Поступила в редколлегию 05.09.86

УДК 621.317

С. Ф. КРАВЧЕНКО, студ., Н. И. МАГЛЕВАННАЯ, мл. науч. сотр.,  
О. Б. ШАРПАН, канд. техн. наук

### ВЛИЯНИЕ ГАРМОНИК СИГНАЛОВ ФАЗОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ НА ТОЧНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ РАЗНОСТИ ФАЗ

При измерении разности фаз сигналов с применением аналоговых фазовых детекторов обычно считается, что высшие гармоники сигналов на их входах и выходах подавлены достаточно хорошо. В этом случае при квадратурном преобразовании зависимости выходных полезных сигналов от измеряемой разности фаз  $\varphi$  в одном канале фазометра косинусная, а в другом синусная и вычисление разности фаз производится с помощью алгоритма арктангенсного преобразования [1]. Однако при