

А. В. БУЧИН, Ф. И. ИНДЖИЯ, Г. Е. КОРБУКОВ,
Э. И. КРУПИЦКИЙ, С. В. МОРОЗОВ, Т. Н. СЕРГЕЕНКО,
Е. Р. ЦВЕТОВ, В. И. ЯКОВЛЕВ

(Ленинград)

ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ЗАПИСЬ СПЕКТРОВ РАДИОСИГНАЛОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОПОРНОГО ЛЧМ-СИГНАЛА

При записи голограмм спектров радиосигналов, как правило, используется опорный световой пучок, частота которого согласована с частотой светового пространственного распределения, соответствующего спектру радиосигнала, только в одной точке [1]. Поэтому обычно ограничиваются малыми временами регистрации, существенно увеличивая при этом мощность источников когерентного света.

Известно устройство [2], в котором при записи голограмм обеспечивается полное согласование частот интерферируемых пучков. При этом опорный пучок формируется путем дифракции света на бегущем в ультразвуковой ячейке пространственном аналоге простого радиоимпульса. Так как база этого сигнала близка к единице, то существенного уменьшения мощности источника света получить не удается [3].

Действительно, если опорная волна создается бегущим ультразвуковым импульсом, то экспозиция определяется соотношением

$$J = (P\eta/k_1\Delta f)(\tau_c(T - \tau_c)/T),$$

где P — мощность света в апертуре акустооптического модулятора; η — коэффициент, учитывающий эффективность модулятора; Δf — полоса записываемого сигнала; $k_1\Delta f$ — площадь записываемой голограммы; τ_c — длительность опорного сигнала; T — время распространения ультразвуковых волн через апертуру акустооптического модулятора. Это выражение имеет максимальное значение, если время регистрации голограммы и длительность опорного сигнала равны, причем $\tau_c = T/2$. Тогда

$$J_{\max} = (P\eta/2k_1\Delta f)\tau_c. \quad (1)$$

Если в качестве опорного сигнала применяется короткий радиоимпульс, то $\tau_c = 1/\Delta f$. Следовательно, выражение (1) принимает вид

$$J_{\max 1} = (P\eta/2k_1)(1/(\Delta f)^2).$$

При использовании в качестве опорного сложного широкополосного сигнала с базой $B = \tau_c\Delta f$ выражение (1) может быть преобразовано следующим образом:

$$J_{\max 2} = (P\eta/2k_1)(1/(\Delta f)^2)B.$$

Отсюда видно, что при прочих равных условиях в последнем случае представляется возможным уменьшить мощность применяемого источника света в B раз.

Схема акустооптического устройства голографической записи радиосигналов, реализующего данный принцип, представлена на рис. 1. Она состоит из лазера 1, электрооптического затвора 2, цилиндрического коллиматора 3, 4, светоделиителя 5, двухканального акустооптического модулятора 6, интегрирующей линзы 7, фотопленки для регистрации голограммы 8, блока управления затвором 9, блока синхронизации 10, импульсного генератора 11, ДЛЗ 12, усилителя 13, диафрагмы 14.

Сигнал, спектр которого подлежит записи, подается на один вход акустооптического модулятора света. Одновременно с ним на другой вход модулятора поступает опорный ЛЧМ-импульс, длительность которого равна максимальной длительности записываемого сигнала. В течение интервала времени $T - \tau_c$ (τ_c — длительность сигнала) в апертуре модулятора существуют опорный и записываемый сигналы, а в фокальной плоскости интегрирующей линзы — их неподвижные амплитудные спектры $S_{оп}(kVx'/F)$ и $S_c(kVx'/F)$ соответственно. Здесь $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число (λ — длина волны света), V — скорость распространения ультразвуковых волн в модуляторе, F — фокусное расстояние интегрирующей линзы, x' — координата в плоскости регистрации.

Фазовые спектры в данном случае приобретают одинаковые линейные фазовые набеги, изменяющиеся во времени и обусловленные движением ультразвуковых волн в апертуре оптической системы.

После вхождения сигналов в апертуру двухканального модулятора с помощью оптического затвора световой поток от источника света вводится в оптическую систему на время $T_s \leq T - \tau_c$ и засвечивает фотопленку, используемую для регистрации голограммы. На пленке регистрируется результат интерференции световых распределений, соответствующих спектру исследуемого сигнала и спектру ЛЧМ-импульса.

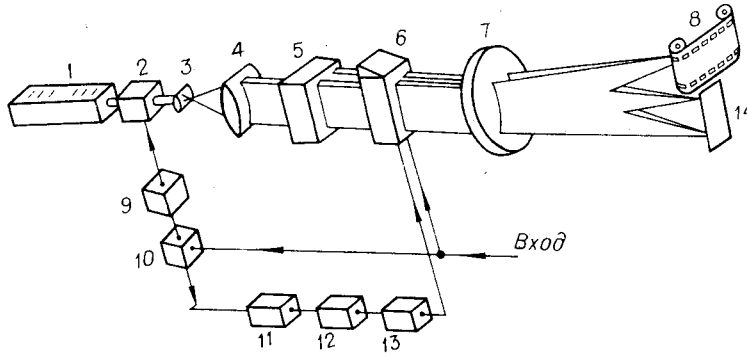


Рис. 1.

Таким образом, если полоса спектра ЛЧМ-импульса равна или шире полосы записываемого сигнала, а его база $B \gg 1$, то можно считать, что запись интерференционной картины происходит при опорном пучке с одинаковой амплитудой по сечению. Однако фазовый спектр опорного сигнала в данном случае квадратичный, и, следовательно, необходимо принимать определенные меры для устранения возникающих в связи с этим искажений.

Пусть на вход опорного канала ультразвукового модулятора света подается сигнал длительностью τ_c , описываемый выражением

$$u(t) = U(t) \sin [\omega_0 t + \mu t^2],$$

где $\mu = \pi \Delta f_D / \tau_c$ — скорость изменения частоты заполнения, Δf_D — девиация частоты, равная полосе частот, занимаемой записываемым сигналом, а

$$U(t) = \begin{cases} 1, & |t| \leq \tau_c/2, \\ 0, & |t| > \tau_c/2. \end{cases}$$

Воспользовавшись методом стационарной фазы [4], можно найти световое распределение в фокальной плоскости интегрирующей линзы, соответствующее спектру ЛЧМ-импульса:

$$\dot{S}_{\text{оп}} \left(\frac{kV}{F} x' \right) = C e^{-j \left[\frac{(\omega_0 + kVx'/F)^2}{4\mu} + \frac{kV}{F} x' t \right]}$$

(C — комплексный множитель, не зависящий от координаты x').

Определим основные соотношения между параметрами ЛЧМ-импульса и схемой восстановления, выполнение которых позволяет получить «пространственное изображение» сигнала без искажений.

Пусть голограмма с записанным спектром сигнала помещается в передней фокальной плоскости сферической линзы. Тогда в плоскости, расположенной за линзой и удаленной от нее на расстояние R , будет формироваться распределение [5]

$$\dot{E}(\xi) = C_1 \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_c \left(\frac{kV}{F} x' \right) \dot{S}_{\text{оп}} \left(\frac{kV}{F} x' \right) e^{jk \frac{F-R}{2F^2} (x')^2 - j \frac{k}{F} \xi x'} dx'.$$

Это выражение будет соответствовать обратному преобразованию Фурье от спектра комплексной огибающей сигнала $S_c(kVx'/F)$ при условии отсутствия квадратичной зависимости в показателе экспоненты, т. е. при выполнении условия

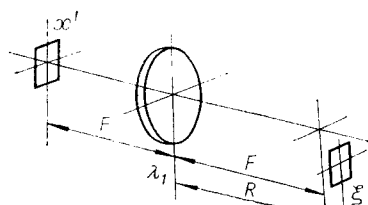
$$-(1/4\mu) (kV/F)^2 + k((F-R)/2F^2) = 0.$$

Отсюда получаем, что

$$R = F - V^2 \tau_c / \lambda \Delta f_D. \quad (2)$$

Таким образом, изображение записанного сигнала будет формироваться в плоскости, удаленной от линзы на расстояние, определяемое соотношением (2).

На основе изложенного выше принципа голографической записи спектров сигналов создан экспериментальный макет устройства, общий вид которого изображен на рис. 2. Источником света служил малоомощный ОКГ типа ЛГ-38. Измеренная прибором ИМО мощность на выходе этого генератора не превышала 25 мВт. Поэтому схема для голографической записи сигналов строилась с учетом максимального



использования энергии применяемого ОКГ. С этой целью оптические элементы схемы были выполнены с просветляющими покрытиями для длины волны 632,8 нм. Световой пучок коллимировался системой цилиндрических линз. В качестве интегрирующей линзы использована сферическая длиннофокусная линза. Световой пучок расщеплялся на два светодетелителем, выполненным на плоскопараллельной пластине с зеркальным слоем. Приме-

Для записи выбран сигнал, состоящий из трех импульсов (рис. 3, а) общей длительностью 5 мкс. Гол로그램 спектра этого сигнала записана при однократной

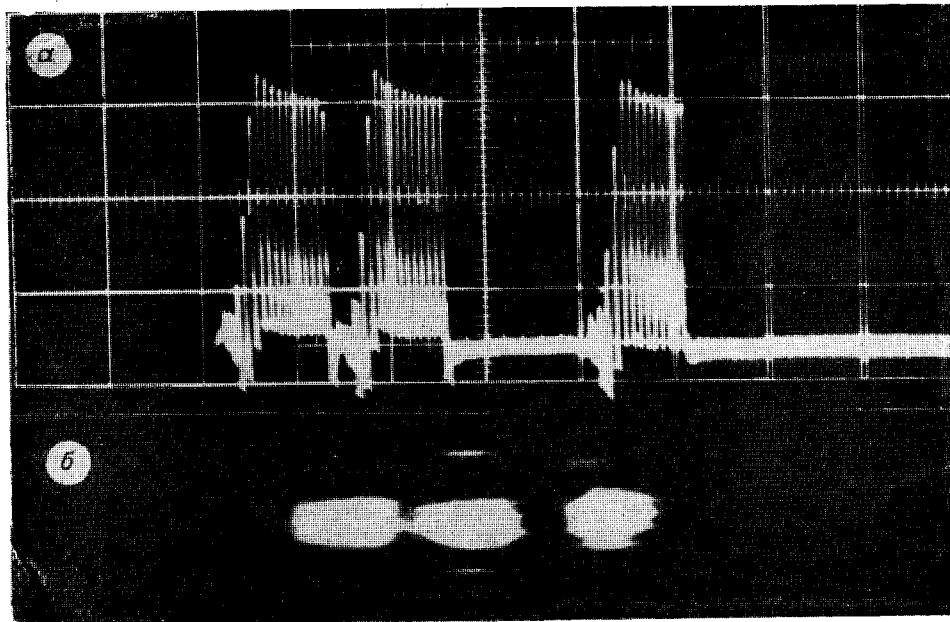


Рис. 3.

экспозиции, время которой 5 мкс. Восстановление голограммы проводилось по схеме, описанной выше. Фотографии изображений записанных сигналов, восстановленных с голограммы, представлены на рис. 3, б.

Проведенные экспериментальные исследования показали возможность осуществления голографической записи спектров сигналов с последующим их восстановлением при использовании малоэнергичного лазера и кратковременной экспозиции.

ЛИТЕРАТУРА

1. Арм М., Кинг М. Голографическая запись электрических сигналов.— Зарубежная радиоэлектроника, 1970, № 5.
2. Вовк Ю. В., Гибин И. С., Пен Е. Ф., Щепетки Ю. А. Об одном способе записи голограмм с помощью акустооптического модулятора света.— Автометрия, 1976, № 6.
3. Инджия Ф. И., Крупицкий Э. И., Яковлев В. И. Сравнительный анализ двух методов голографической записи и восстановления импульсных сигналов, используемых для коммутации и согласования сверхскоростных каналов связи.— ТУИС, 1977, вып. 86.

4. Вакман Д. Е. Сложные сигналы и принцип неопределенности в радиолокации. М.: Сов. радио, 1965.
 5. Кондратенков Г. С. Обработка информации когерентными оптическими системами. М.: Сов. радио, 1972.

Поступило в редакцию 30 апреля 1980 г.

УДК 417 : 621.316.31

А. В. БУЧИН, С. В. МОРОЗОВ, Т. Н. СЕРГЕЕНКО,
 В. И. ЯКОВЛЕВ
 (Ленинград)

ОБ ОГРАНИЧЕНИИ СКОРОСТИ АНАЛИЗА В АКУСТООПТИЧЕСКИХ АНАЛИЗАТОРАХ

Среди множества схем акустооптических спектроанализаторов наибольшее распространение получили анализаторы дисперсионно-пространственного типа [1—3]. В этих устройствах ввод радиосигналов осуществляется с помощью ультразвукового модулятора света, установленного в передней фокальной плоскости тонкой собирающей линзы. Тогда в ее задней фокальной плоскости (частотной) формируется пространственный спектр исследуемого сигнала. При этом отклик системы на синусоидальные сигналы различной частоты будет появляться в различных точках частотной плоскости. С помощью сканирующего фотоприемника световое распределение, соответствующее спектру сигнала, преобразуется в электрический сигнал (напряжение или ток), зависящий от времени.

Для повышения быстродействия анализаторов необходимо увеличивать скорость сканирования. Однако метод фотодетектирования накладывает определенные ограничения на скорость анализа из-за помех, появляющихся в результате нелинейного характера преобразования световой энергии в электрическую.

Настоящее сообщение посвящено оценке допустимой скорости анализа в акустооптических спектроанализаторах дисперсионно-пространственного типа.

Рассмотрим случай одновременной подачи на вход акустооптического анализатора двух гармонических колебаний единичной амплитуды и частоты f_1 и f_2 :

$$u_1(t) = \sin(2\pi f_1 t + \varphi_1),$$

$$u_2(t) = \sin(2\pi f_2 t + \varphi_2).$$

Можно показать, что на выходе фотоприемника, осуществляющего квадратичное детектирование, формируется сигнал, который с точностью до несущественных множителей может быть описан следующим образом:

$$u_{\text{вых}}(x', t) = \text{sinc}^2 [T(f_2 - Vx'/\lambda F)] + \text{sinc}^2 [T(f_1 - Vx'/\lambda F)] +$$

$$+ 2\text{sinc} [T(f_1 - Vx'/\lambda F)] \text{sinc} [T(f_2 - Vx'/\lambda F)] \cos [2\pi(f_2 - f_1)t + \Delta\varphi], \quad (1)$$

где T и V — соответственно время и скорость распространения ультразвукового пакета в апертуре модулятора света, λ — длина волны света, F — фокусное расстояние интегрирующей линзы, x' — пространственная координата в задней фокальной плоскости интегрирующей линзы, $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ — разность фаз высокочастотных сигналов, $\text{sinc } y = \sin y/y$.

Учитывая, что при преобразовании полученного сигнала в удобную для наблюдателя форму координата x' становится пропорциональной времени, т. е. $x' = V_{\text{п}}t$ ($V_{\text{п}}$ — скорость перемещения фотоприемника относительно светового распределения в частотной плоскости), выражение (1) можно представить в виде

$$u_{\text{вых}}(t) = \text{sinc}^2 [T(f_1 - \gamma t)] + \text{sinc}^2 [T(f_2 - \gamma t)] + 2\text{sinc} [T(f_1 - \gamma t)] \times$$

$$\times \text{sinc} [T(f_2 - \gamma t)] \cos [2\pi(f_2 - f_1)t + \Delta\varphi], \quad (2)$$

где $\gamma = VV_{\text{п}}/\lambda F$.

Легко показать, что параметр γ характеризует скорость анализа (отношение полосы анализируемых частот к времени анализа). Действительно, при размере светового распределения в частотной плоскости $\Delta x'$ время анализа $T_{\text{а}}$ будет определяться как $T_{\text{а}} = \Delta x'/V_{\text{п}}$. С другой стороны, пространственный размер светового распределения $\Delta x'$ связан с полосой частот ΔF исследуемого сигнала выражением $\Delta x' = F\lambda\Delta F/V$. Используя полученные соотношения, имеем $\gamma = \Delta F/T_{\text{а}}$.