

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Л. Микаэлян, В. И. Бобринев, С. М. Наумов, Л. З. Соколова. Возможность применения методов голографии для создания новых типов запоминающих устройств.— Радиотехника и электроника, 1969, № 1.
2. Ван Хирден. Теория запоминающего устройства на твердом теле.— Зарубежная радиоэлектроника, 1964, № 2.
3. В. А. Вуль, М. С. Шмуйлович. Некоторые вопросы оптимизации голографических запоминающих устройств.— Квантовая электроника, 1973, № 4.
4. В. Хилл. Исследование голографической памяти большой емкости.— Зарубежная радиоэлектроника, 1972, № 10.
5. G. Goldman. Records of Digital Data Masks in Quasi Fourier Holograms.— Optik, 1971, v. 34, N 3.
6. И. С. Гибин, М. А. Гофман, Е. Ф. Пен, П. Е. Твердохлеб. Ассоциативная выборка информации в голограммных запоминающих устройствах.— Автометрия, 1973, № 5.
7. И. С. Гибин, Е. С. Нежевенко, О. И. Потатуркин, П. Е. Твердохлеб. Когерентно-оптические устройства для обобщенного спектрального анализа изображений.— Автометрия, 1972, № 5.
8. W. C. Stewart, A. H. Firester, E. C. Fox. Random Phase Data Masks: Fabrication Tolerances and Advantages of Four Phase Level Masks.— Applied Optics, 1972, v. 11, N 3.
9. И. С. Гибин, П. Е. Твердохлеб. Влияние нелинейной характеристики фотоматериала при голографической регистрации Фурье-изображения щели.— Радиотехника и электроника, 1971, № 1.
10. И. С. Гибин, Е. Ф. Пен. Влияние нелинейности фотоматериала на качество голографической записи массива двоичной информации.— В кн.: Оптические устройства для хранения и обработки информации. Новосибирск, 1974.
11. А. Л. Микаэлян, В. И. Бобринев, А. А. Аксельрод, С. М. Наумов, М. М. Коблова, Э. А. Засовин, К. И. Куштанин, В. В. Харитонов. Голографические запоминающие устройства с записью информации массивами.— Квантовая электроника, 1971, № 1.

*Поступила в редакцию 21 января 1974 г.,
окончательный вариант — 28 марта 1974 г.*

УДК 621.378+681.332.5

Ю. В. ЧУГУИ
(Новосибирск)

АНАЛИЗ СПЕКТРОВ СИГНАЛОВ С МНОГОДОРОЖЕЧНОЙ СИЛУЭТНОЙ ЗАПИСЬЮ

В настоящее время получают распространение анализаторы спектров с двухградационной силуэтной записью сигналов на транспаранте [1—4]. Основными элементами таких устройств являются когерентный источник света—лазер, транспарант, полуволновая фазовая пластинка, используемая при анализе знакопеременных сигналов, сферический объектив и сканирующий фотоприемник.

Возможность анализа сигналов с большим динамическим диапазоном [1, 5], низкий уровень шума от зернистости [6] и отсутствие постоянной составляющей при записи знакопеременных сигналов, ухудшающей разрешение анализатора в области низких частот [7], выгодно отличают такие анализаторы от аналогичных устройств с полутонной записью сигнала [8].

Однако общим недостатком таких устройств является то, что искомое световое распределение в плоскости сканирующего фотоприемника

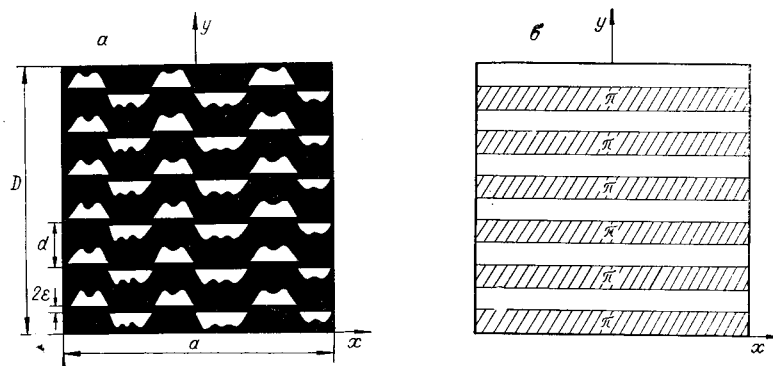


Рис. 1.

сосредоточено вдоль бесконечно узкого направления, точное выделение которого связано с заметными трудностями. Их можно частично избежать при уменьшении размера силуэтной записи по высоте, что, однако, не всегда допустимо из-за снижения коэффициента использования энергии лазерного излучения (при применении сферической оптики). Дополнительные погрешности возникают из-за угловых флюктуаций луча лазера, приводящих к смещению спектра Фурье. Указанные недостатки устраняются при использовании принципа многодорожечной записи сигналов.

В данной работе рассматриваются особенности анализа сигналов с многодорожечным силуэтным представлением и исследуется характер погрешностей, возникающих при считывании световых распределений, эквивалентных спектрам Фурье, фотоприемником с конечной диафрагмой.

Транспарант T с многодорожечной силуэтной записью сигнала $f(x)$, показанный на рис. 1, *a*, представляет собой N идентичных силуэтных дорожек, расположенных на одинаковом расстоянии друг от друга по оси y . При анализе знакопеременных сигналов на такой транспарант накладывается фазовая решетка, осуществляющая сдвиг фазы проходящей волны света на π в областях отрицательных значений изображения сигнала на каждой из дорожек (см. рис. 1, *b*). Для исключения влияния пограничных областей решетки на результат анализа силуэтные изображения положительной $f^+(x)$ и отрицательной $f^-(x)$ частей функции $f(x)$ разнесены по оси y на 2ϵ .

Амплитудное пропускание транспаранта T можно описать выражением

$$T(x, y) = \begin{cases} +1, & \text{если } x, y \in \bigcup_{n=1}^N S_n^+; \\ -1, & \text{если } x, y \in \bigcup_{n=1}^N S_n^-; \\ 0 & \text{в остальной области,} \end{cases} \quad (1)$$

где S_n^+ обозначает область, ограниченную прямой $y_n = nd + \epsilon$ и контуром функции $f^+(x) + nd + \epsilon$; S_n^- — область, ограниченную контуром функции $nd - \epsilon + f^-(x)$ и прямой $y_n = nd - \epsilon$, а $f(x) = f^+(x) + f^-(x)$. Нетрудно видеть, что многодорожечный транспарант напоминает поперечную фонограмму, полученную с помощью киноаппаратуры для записи звука [6]. Запись таких фонограмм основана на модуляции длины неподвижной узкой щели подвижным изображением диафрагмы специального профиля. Такой принцип записи может быть модифици-

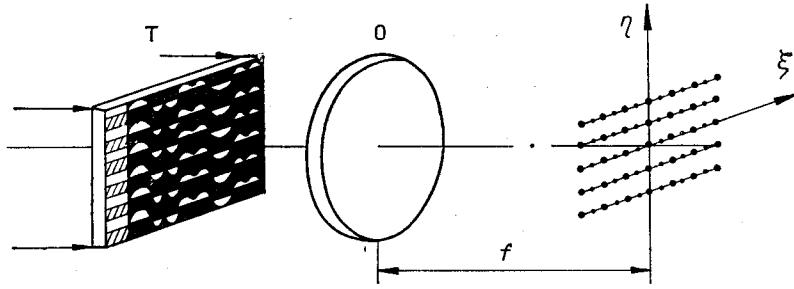


Рис. 2.

рован и использован для многодорожечной регистрации знакопеременных сигналов.

Установим транспарант Т на входе анализатора спектров (рис. 2) и выделим на нем одну дорожку ($N=1$). Тогда амплитудное распределение света $F_1(u, v)$ в задней фокальной плоскости объектива О с точностью до несущественного квадратичного фазового множителя будет иметь вид

$$F_1(u, v) = \int_{-a/2}^{a/2} e^{iux} \left\{ \int_{d+\varepsilon}^{f^+(x)+d+\varepsilon} e^{ivy} dy - \int_{d-\varepsilon+f^-(x)}^{d-\varepsilon} e^{ivy} dy \right\} dx, \quad (2)$$

где $u = \frac{2\pi}{\lambda f} \xi$, $v = \frac{2\pi}{\lambda f} \eta$ — угловые пространственные частоты, ξ , η — координаты выходной плоскости анализатора, λ — длина волны света, f — фокусное расстояние объектива.

Транспарант с многодорожечной записью сигнала $f(x)$ можно рассматривать как решетку с периодом d и числом «штрихов» $N=D/d$. Поэтому изменение амплитуды результирующего поля в спектральной плоскости можно описать выражением [9]

$$F_N(u, v) = \frac{\sin(Ndv/2)}{\sin(dv/2)} F_1(u, v), \quad (3)$$

а изменение интенсивности —

$$|F_N(u, v)|^2 = H_N(u, v) |F_1(u, v)|^2, \quad (4)$$

где $H_N(v) = \frac{\sin^2(Ndv/2)}{\sin^2(dv/2)}$ характеризует результат интерференции света от N дорожек транспаранта Т, а $F_1(u, v)$ определяется выражением (2).

При $N \gg 1$ функция $H_N(v)$, как известно, имеет вид последовательности узких импульсов — полос с периодом $v_d = 2\pi/d$ и полушириной

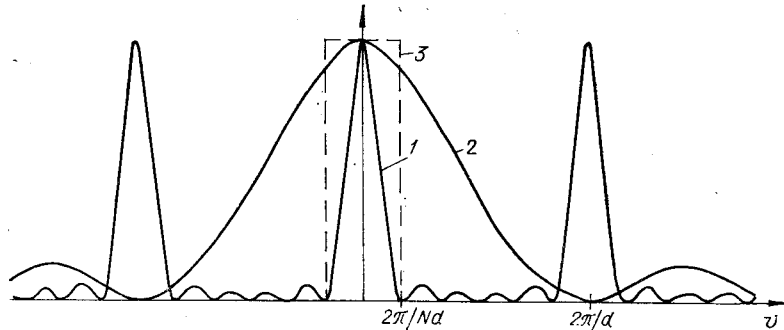
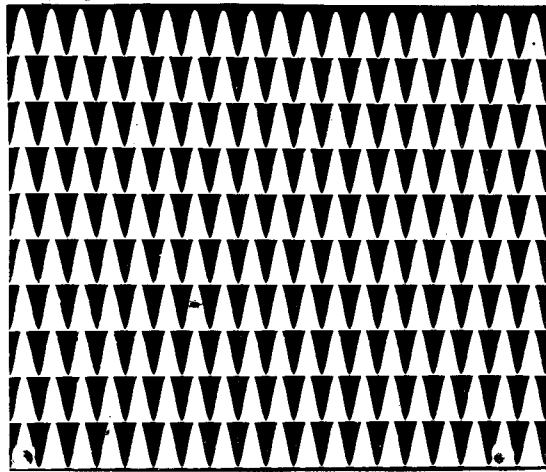
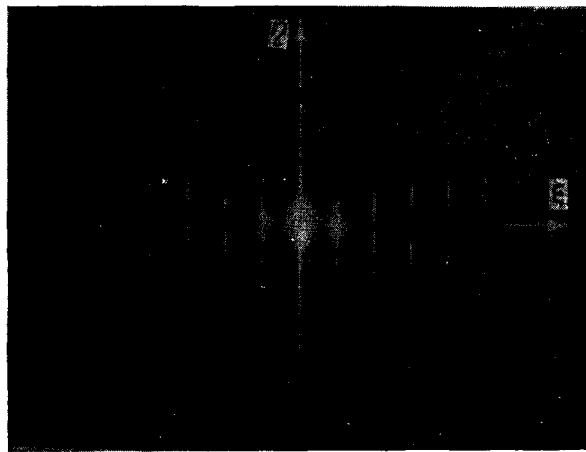


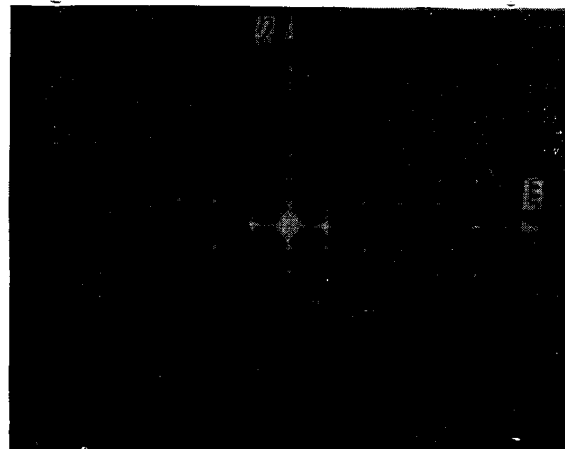
Рис. 3.



Puc. 4.



Puc. 5.



Puc. 6

$\Delta v_N = 2\pi/Nd = 2\pi/D$ (кривая 1 на рис. 3). Следовательно, функция $H_N(v)$ является аналогом фильтра, выделяющего в двумерном поле $F_N(u, v)$ одномерные распределения света, в том числе распределение в окрестности направления $v=0$ (см. рис. 3, на котором кривой 2 показано сечение функции $|F_1(u, v)|^2$ при $u=0$).

Для примера на рис. 4 показан вид транспаранта с многодорожечной записью сигнала $f(x) = 1 + \cos u_0x$. Транспарант получен с помощью цифрового фотопостроителя на основе ЭЛТ [10]. Фотография спектра мощности Фурье изображения на транспаранте приведена на рис. 5. Для сравнения на рис. 6 показан спектр мощности изображения того же сигнала в случае его односторонней записи. Можно видеть, что при многодорожечной записи направление, вдоль которого сосредоточен спектр мощности $|F_N(u)|^2$, имеющий три компоненты $u(0, \pm u_0)$, четко выделяется.

С целью получения наглядного результата заменим функцию $H_N(v)$ в окрестности $v=0$ дельта-функцией Дирака, т. е. примем

$$H_N(v) = \frac{\sin^2(Ndv/2)}{\sin^2(dv/2)} \simeq N\delta(v) \quad (N \gg 1, |v| \leq \frac{2\pi}{D}). \quad (5)$$

Подставляя (5) в (4) и проводя интегрирование по v в пределах $|v| \leq 2\pi/D$, получим, что

$$|F_N(u)|^2 = N \int_{|v| \leq \frac{2\pi}{D}} \delta(v) |F_1(u, v)|^2 dv = N \left| \int_{-a/2}^{a/2} f(x) e^{iux} dx \right|^2, \quad (6)$$

т. е. пропорциональна спектру мощности сигнала $f(x)$.

Практически функция $H_N(v)$ в окрестности $v=0$ описывается выражением $\frac{\sin^2(Ndv/2)}{(dv/2)^2}$, имеющим центральный максимум и боковые лепестки (порядки) шириной Δv_N . При считывании амплитудного распределения $F_N(u)$ фотоприемником с прямоугольной диафрагмой, размер которой по оси v равен $2\Delta v_\phi$ ($\Delta v_\phi \gg \Delta v_N$), появится погрешность считывания из-за совместного усредняющего действия функции H_N и диафрагмы фотоприемника. Для сравнения отметим, что в одностороннем варианте анализатора погрешность определяется приведенными размерами диафрагмы фотоприемника (см. рис. 3, кривая 3) [1]. В данном случае наличие функции $H_N(v)$ должно приводить к иным оценкам погрешности. Кроме того, выбирая размер диафрагмы ($2\Delta \xi_\phi \times 2\Delta \eta_\phi$) так, чтобы на фотоприемник попадало несколько боковых лепестков функции $H_N(v)$, можно ожидать уменьшение зависимости погрешности считывания от поперечного сдвига (вдоль оси v) положения диафрагмы фотоприемника и светового распределения $F_N(u, v)$.

Действительно, пренебрегая усредняющим действием диафрагмы вдоль оси ξ , т. е., выбирая $\Delta \eta_\phi \ll \lambda f/a$, получим приведенную погрешность считывания

$$\gamma_N(\xi) = \frac{\int_{-\Delta \eta_\phi}^{\Delta \eta_\phi} \left| F_1\left(\frac{2\pi}{\lambda f} \xi, \frac{2\pi}{\lambda f} \eta\right) \right|^2 H_N\left(\frac{2\pi}{\lambda f} \eta\right) d\eta - \int_{-\Delta \eta_\phi}^{\Delta \eta_\phi} \left| F_1\left(\frac{2\pi}{\lambda f} \xi, \frac{2\pi}{\lambda f} \eta\right) \right|^2 d\eta}{\int_{-\Delta \eta_\phi}^{\Delta \eta_\phi} \left| F_1(0, 0) \right|^2 H_N\left(\frac{2\pi}{\lambda f} \eta\right) d\eta} 100\%. \quad (7)$$

Нетрудно понять, что величина этой погрешности определяется диапазоном изменения амплитуды сигнала на силуэтной дорожке. Она будет

максимальной при анализе сигнала с диапазоном изменения y , равным d (фазовая решетка в схеме рис. 2 отсутствует), в точке $\eta=0$. Проведенные оценки показывают, что для ее нахождения достаточно рассмотреть погрешность анализа γ_N прямоугольного импульса шириной d (вдоль оси η). С учетом сказанного для максимальной погрешности γ_N согласно (7) получим следующее выражение:

$$\gamma_N = \frac{\int_{-\delta}^{\delta} \frac{\sin^2 Nz}{\sin^2 z} dz - \int_{-\delta}^{\delta} \frac{\sin^2 Nz}{z^2} dz}{\int_{-\delta}^{\delta} \frac{\sin^2 Nz}{\sin^2 z} dz} 100\%, \quad (8)$$

где $2\delta = \frac{2\pi}{\lambda f} \Delta \eta_{\phi} d$ — размер диафрагмы в радианах.

Исследуем зависимость погрешности γ_N от параметров d и N . Пусть размер диафрагмы фотоприемника согласован с полушириной функции $F_1(z) = \frac{\sin^2(Nz)}{z^2}$, т. е. $\delta = \delta_N = k \frac{\pi}{N}$, где k — число дифракционных порядков функции $F_1(z)$ в пределах диафрагмы. Тогда можно показать (см. приложение), что при $\delta_N \ll \pi (k/N \ll 1)$

$$\gamma_N = 0,37 \frac{k}{N^2} 100\% \quad (9)$$

или

$$\gamma_N = \frac{0,37}{\pi} \frac{\delta_N}{N} 100\%, \quad (9a)$$

или

$$\gamma_N = \frac{0,37}{\pi^2} \frac{\delta_N^2}{k} 100\%. \quad (9б)$$

Если $N=10$ и $k=1$, то получим, что $\gamma_N=0,37\%$.

Погрешность считывания, возникающая при одноканальной записи сигнала, равна согласно [1]

$$\gamma_1 = 1,1 \left(\frac{\delta}{\pi} \right)^2 100\%. \quad (10)$$

Полагая в (10) $\delta=\delta_N$ и сравнивая (9б) с (10), получим $\gamma_1/\gamma_N=3k$. Это означает, что в случае многоканальной записи погрешность считывания светового распределения может быть в несколько раз меньше.

На рис. 7 показан график зависимости погрешности γ_N от числа дорожек N ($\delta=\delta_N=\pi/N$), полученный в результате вычисления значений этой погрешности из выражения (8). Можно видеть, что при малых N погрешность сильно возрастает, а при больших N асимптотически уменьшается.

График зависимости погрешности γ_1 от параметра δ для одноканального варианта анализатора представлен на рис. 8 (кривая 1). Кривая 2 на рис. 8 отражает зависимость γ_N от δ , принимающей дискретный ряд значений, т. е. $\delta=\delta_N=\pi/N$ ($N \geq 2$). Здесь же приведены зависимости, полученные из (10) и (9б) расчетным путем (кривые 3 и 4). Отметим хорошую аппроксимацию функций

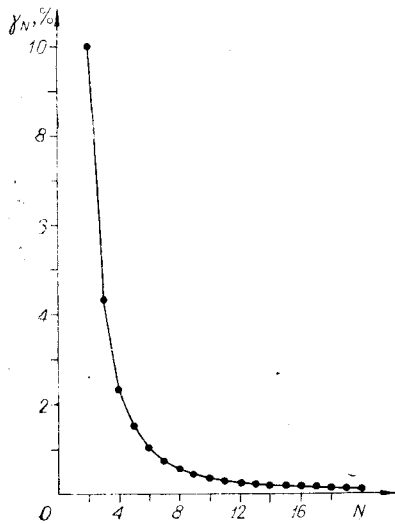


Рис. 7.

$\gamma_N(\delta)$ и $\gamma_1(\delta)$ формулами (9) и (10). В диапазоне $0 < \delta < \pi/3$ погрешность аппроксимации не превышает 6%.

Характер зависимости γ_N от числа дифракционных порядков в пределах половинного размера диафрагмы показан на рис. 9. При малых значениях параметра $k/N \leq 0,3$ зависимость соответствует линейному закону, что находится в согласии с условием $k/N \ll 1$, при котором справедливо (9) (см. график для $N=15, 20, 25, 30$). В частности, при $N=10$ число порядков k в линейной области изменения $\gamma_N(k)$ равно 3. Увеличение отношения k/N приводит к нарушению линейного соответствия между γ_N и k (см. график для $N=5, 6, 7, 8, 9, 10$).

Воспользовавшись зависимостями $\gamma_N(k)$ на рис. 9, можно определить характер изменения погрешности γ_N от N при фиксированном размере диафрагмы $\delta = \delta_0 = \pi/N_0$. Примем $N_0=5$. Зависимость γ_N от N , кратных N_0 , показана на рис. 9 штрихпунктирной линией. Из формулы (9а) следует, что ход этой кривой имеет следующий характер: $\gamma_N \sim 1/N \sim 1/D$. Для сравнения укажем, что при одноканальной записи сигналов увеличение D , как следует из (10), приводит к росту погрешности $\gamma_1 \sim D^2$.

Графики зависимости погрешностей γ_1 и γ_N от смещения диафрагмы фотоприемника $\Delta z = \Delta \sigma \frac{d}{2}$ по отношению к световому распределению

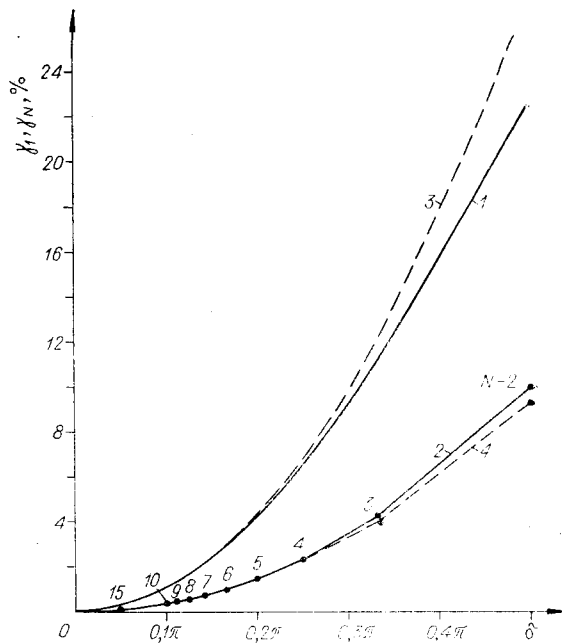


Рис. 8.

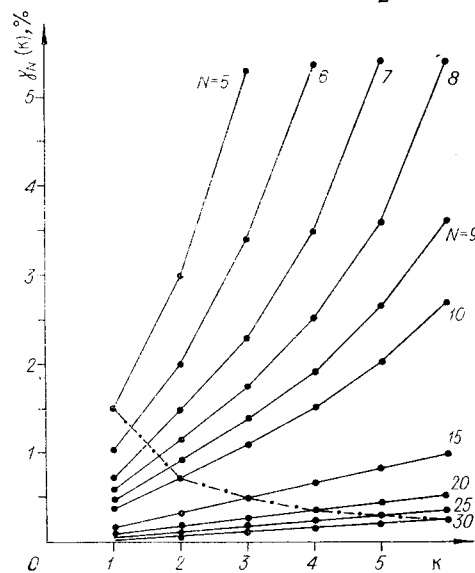


Рис. 9.

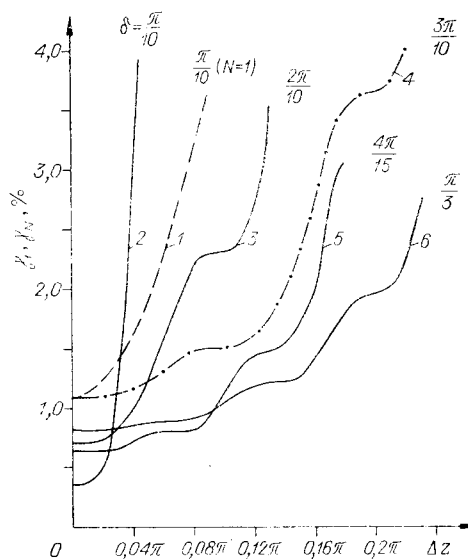


Рис. 10.

$F_N(0, v)$ приведены на рис. 10. Кривая 1 характеризует изменение γ_1 для случая однопорожечной записи сигнала с $\delta = \pi/10$, а кривая 2, 3, 4 — изменения γ_N в случае записи сигналов на 10 дорожках и $\delta = \frac{\pi}{10}k$ ($k=1, 2, 3$). Можно отметить сильную зависимость погрешности γ_N от смещения Δz для $k=1$ и уменьшение этой зависимости с ростом k . Например, если $N=10$ и $k=3$ (кривая 4), то изменение $\gamma_N(\Delta z)/\gamma_N(0)$ не превышает 1,45 в диапазоне изменения $|\Delta z| \leq 0,1\lambda$. Следовательно, для уменьшения зависимости γ_N от Δz размер диафрагмы δ необходимо выбирать таким, чтобы в его пределах укладывалось несколько дифракционных порядков. Поскольку согласно (9) с ростом k увеличивается погрешность $\gamma_N(0)$, то выбором числа дорожек N при заданном k можно ее значение уменьшить. В качестве примера на рис. 10 приведены зависимости $\gamma_N(\Delta z)$ при $N=15, k=4$ (кривая 5) и $N=15, k=5$ (кривая 6). Из анализа кривой 6 можно видеть, что максимальная величина $\gamma_N(\Delta z)$ не превышает 1,5% при изменении $|\Delta z| \leq 0,165\lambda$.

Сравним теперь допустимые размеры диафрагмы фотоприемника в случае однопорожечной с $d=D$ и многодорожечной с $N=10, d=D/10$ записей. Пусть $\gamma=1\%$. Тогда из (10) получим, что $\delta_1 \approx \pi/10$ и соответственно $\Delta'\eta_\phi = \lambda f/10D$. Во втором случае из (9а) определяем, что $\delta_N = 3\pi/10$ и соответственно $\Delta'\eta_\phi = 3\lambda f/D$. Отношение $\Delta''\eta_\phi/\Delta'\eta_\phi$ составляет величину порядка 30. При $f=1$ м, $D=30$ мм ($d=3$ мм), $\lambda = 0,63 \cdot 10^{-6}$ м величина $\Delta''\eta_\phi$ равна 0,06 мм, тогда как в первом случае она должна составлять 0,002 мм.

Рассмотрим теперь преимущества многодорожечной записи с энергетической точки зрения. Сравнение будем проводить с однопорожечными анализаторами, у которых $d=D/N$ и $d=D$. Зададимся погрешностью считывания $\gamma=1\%$.

В случае выбора $d=D/N$ интегрируемый фотоприемником световой поток равен

$$\Phi_d \sim \int_{-\delta_d}^{\delta_d} \frac{\sin^2 z}{z^2} dz, \quad (11)$$

где величина δ_d согласно (10) равна $\pi/10$. Учитывая, что $\delta_d \ll \pi$, из выражения (11) получим $\Phi_d \sim 2\delta_d = \pi/5$.

Для многодорожечного анализатора световой поток

$$\Phi_N \sim \int_{-\delta_N}^{\delta_N} \frac{\sin^2 Nz}{\sin^2 z} dz \approx \int_{-\delta_N}^{\delta_N} \frac{\sin^2 z}{z^2} dz, \quad (12)$$

где значение величины δ_N определяется из формулы (9а). Поскольку $\delta_N \geq \pi/N$, то из (12) следует, что $\Phi_N \sim \pi N$. Увеличение светового потока в пределах диафрагмы фотоприемника для многодорожечного варианта спектроанализатора $\Phi_N/\Phi_d = 5N$ и при $N=10$ составляет величину порядка 50.

Для варианта анализатора с $d=D$ световой поток в пределах диафрагмы

$$\Phi_D \sim \int_{-\delta_D}^{\delta_D} \frac{\sin^2 Nz}{z^2} dz, \quad (13)$$

где величина δ_D согласно (10) равна $\pi/10N$. С учетом того, что $\delta_D \ll \pi/N$, световой поток $\Phi_D \sim \frac{\pi}{5}N$. Увеличение светового потока на выходе

многодорожечного анализатора по сравнению с однодорожечным ($d=D$) составляет величину порядка 5.

К недостатку многодорожечной силуэтной записи сигнала следует отнести сокращение ее динамического диапазона с увеличением числа дорожек N при заданной апертуре D . Оценим величину динамического диапазона ΔL записи сигнала при $y_{\max}=d=3$ мм, $N=10$ и минимальном элементе записи $\Delta y=30$ мк. Тогда для $\Delta L = 20 \lg \frac{y_{\max}}{\Delta y}$ (дБ) получаем величину порядка 40 дБ, что оказывается вполне достаточным при решении целого ряда практических задач.

С целью исследования влияния режима записи на точность спектрального анализа проведен контрольный эксперимент. В качестве входного сигнала выбрана периодическая последовательность прямоугольных импульсов с $y_{\max}=D$.

Сначала размер y_{\max} выбирался равным $d=D/10$ (режим однодорожечной записи), а размер диафрагмы — $\delta=\pi/10$. Погрешность определения гармоник составляла 4—5%. Повышенные значения погрешности объясняются влиянием угловых флюктуаций луча лазера.

Затем ширина щели по оси y выбиралась равной D (режим многодорожечной записи), а размер диафрагмы — $\delta=3\pi/10$. Как и следовало ожидать, погрешность анализа для многодорожечного режима записи уменьшилась до 1—1,5%.

Заключение. Применение многодорожечной силуэтной записи сигнала в оптических анализаторах спектров имеет ряд преимуществ перед существующей однодорожечной. К ним можно отнести простоту выделения искомого направления сканирования, более рациональное использование световой энергии излучения лазера, снижение требований к размеру диафрагмы фотоприемника в направлении, перпендикулярном направлению сканирования, и уменьшение влияния угловых флюктуаций луча. Это в конечном счете способствует проведению спектрального анализа с более высокой точностью.

Автор считает своим долгом поблагодарить канд. техн. наук П. Е. Твердохлеба за внимание и большую помощь при подготовке к печати данной работы, а также Б. Е. Кривенкова за содействие при проведении эксперимента.

Приложение

Введем обозначения: $J = \int_{-k\pi/N}^{k\pi/N} \frac{\sin^2 Nz}{z^2} \left(\frac{z^2}{\sin^2 z} - 1 \right) dz$, а $J_0 = \int_{-k\pi/N}^{k\pi/N} \frac{\sin^2 Nz}{\sin^2 z} dz$.

Формулу (8) перепишем в виде $\gamma_N = \frac{J}{J_0} 100\%$. Представим функции $\frac{\sin^2 Nz}{z^2} \left(\frac{z^2}{\sin^2 z} - 1 \right)$ и $\frac{\sin^2 Nz}{\sin^2 z}$ усеченным степенным рядом, полагая, что $z_{\max}=k\pi/N \ll \pi$, или $k/N \ll 1$. Тогда для первой из них, ограничившись первым ненулевым членом разложения $\frac{\sin^2 Nz}{z^2} \left[\frac{z^2}{\sin^2 z} - 1 \right] \approx \frac{\sin^2 Nz}{z^2} \left[\frac{z^2}{z^2 - \frac{z^4}{3}} - 1 \right] \approx \frac{\sin^2 Nz}{3}$, а для второй — $\frac{\sin^2 Nz}{\sin^2 z} \approx \frac{\sin^2 Nz}{z^2}$.

Вычислим теперь значения интегралов J и J_0 :

$$J = \int_{-k\pi/N}^{k\pi/N} \frac{\sin^2 Nz}{3} dz = \frac{k\pi}{3N},$$

$$J_0 = \int_{-k\pi/N}^{k\pi/N} \frac{\sin^2 Nz}{z^2} dz = \pi N \alpha(k),$$

где $\alpha(k) = J_0(k)/J_0(\infty)$. Для получения верхней оценки γ_N выберем $k=1$. Результаты численных расчетов при $k=1$ дают $\alpha=0,9$.

Подставляя значения J и I_0 в выражение для γ_N , получим искомую формулу

$$\gamma_N = 0,37k/N^2 \cdot 100\%.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. И. С. Гибин, А. Г. Козачок, Е. С. Нежевенко, Ю. Н. Солодкин, П. Е. Твердохлеб, Ю. В. Чугуй. Анализ спектров одномерных сигналов оптическими методами.— *Автометрия*, 1971, № 1.
2. F. Lanzl, H. J. Mager and W. Waidelich. Coherent Optical Analog Computer for the Evaluation of Interferogram.— *J. Opt. Soc. 9m.*, 1971, v. 61, N 10.
3. E. V. Felstead. Optical Fourier Transformation of Area — Modulated Spatial Functions.— *Appl. Opt.*, 1971, v. 10, N 11.
4. А. А. Дяченко, М. В. Персиков, О. Е. Шущпанов. Применение теневых графиков для спектрального анализа функций методами когерентной оптики.— *Оптика и спектроскопия*, 1971, т. 31, вып. 3.
5. Ю. В. Чугуй. Оптическая обработка сигналов с помощью силуэтных фильтров.— *Автометрия*, 1972, № 5.
6. В. А. Бургов. Основы записи и воспроизведения звука. М., «Искусство», 1954.
7. B. J. Pernick, S. Levinson, C. Bartolotta. Enhancement of Low Spatial Frequency Signals with Optical Aperture Tapering.— *Appl. Opt.*, 1970, v. 9, N 8.
8. Carlton E. Thomas. Optical Spectrum Analysis of Large Space Bandwidth Signals.— *Appl. Opt.*, 1965, v. 5, N 11.
9. М. Бори, Э. Вольф. Основы оптики. М., «Наука», 1970.
10. С. Т. Васьков, В. К. Зайцев, Г. М. Мамонтов, А. К. Поташников, С. Е. Ткач. Устройство вывода информации из ЭВМ на микрофильм.— В кн.: Средства ввода в ЭВМ и отображения графической информации. Новосибирск, 1974.

Поступила в редакцию 22 мая 1974 г.

УДК 681.327

**В. В. КОРСАКОВ, В. И. НАЛИВАЙКО, В. Г. РЕМЕСНИК,
В. Г. ЦУКЕРМАН**
(Новосибирск)

РЕВЕРСИВНАЯ ЗАПИСЬ ОПТИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ ЛАЗЕРНЫМ И ЭЛЕКТРОННЫМ ЛУЧАМИ В ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЕКЛООБРАЗНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Развитие методов оптической обработки информации стимулировало широкий поиск новых регистрирующих сред. Перспективными в этом направлении можно считать халькогенидные стеклообразные полупроводники (ХСП), которые обладают рядом достоинств по сравнению с уже известными фоточувствительными материалами. К этим достоинствам прежде всего следует отнести чрезвычайно высокое разрешение ХСП и возможность записи информации в «реальном масштабе времени» [1—3]. Большой интерес представляет вопрос стирания и многогранной регистрации информации в ХСП, открывающий возможность их использования в качестве оперативных запоминающих сред.