

6. Ahmed N., Bates R. M. A power spectrum and related physical interpretation for the multidimensional BJFORE transform.— "IEEE Trans. on Electromagn. Compatib.", 1971, vol. 3, p. 38.
7. Helms H. A. Group codes and Walsh functions.— "IEEE Trans. on Electromagn. Compatib.", 1971, vol. 3, p. 78.

Поступила в редакцию 21 июня 1977 г.

УДК 621.397 : 681.735

Ю. С. БУХОНИН, В. Б. ШЛИШЕВСКИЙ

(Новосибирск)

ОБ ОДНОМ СПОСОБЕ КОДИРОВАНИЯ НЕКОГЕРЕНТНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

В настоящее время в спектрометрии [1—5] и технике получения [6, 7] и анализа [8—13] изображений находят все большее применение различные методы кодирования некогерентных оптических сигналов. Цель кодирования заключается в повышении помехозащищенности оптических систем или улучшении других их характеристик. Это возможно при наиболее полном использовании энергии оптических сигналов за счет увеличения светосилы приборов или мультиплексности пространственно-временного преобразования оптических сигналов в электрические. Такое кодирование и декодирование может быть описано двумя линейными и в идеальном случае взаимно-обратными интегральными преобразованиями. Широкое распространение получили системы, в которых оба преобразования осуществляются оптическими средствами, т. е. ядра преобразований и интегрируемые функции неотрицательны. При этом наибольшей простотой технической реализации обладают системы, в которых кодирование и декодирование сводится к инвариантным линейным преобразованиям с одинаковыми ядрами. Существенным недостатком реальных систем такого типа является наличие большой постоянной составляющей и побочных максимумов у аппаратных функций (АФ).

В статье рассматривается условие отсутствия постоянной составляющей и побочных максимумов у АФ-систем подобного рода и на примере двойного растрового монохроматора (ДРМ) показано, что существует метод кодирования некогерентных оптических сигналов, позволяющий это условие реализовать практически.

1. Пусть оптическая система последовательно осуществляет два линейных инвариантных преобразования некогерентного оптического сигнала, описываемого одномерной, двумерной и т. д. действительной функцией $B(\mathbf{a})$, т. е.

$$\int B(\mathbf{a}) \tau(\mathbf{b} - \mathbf{a}) d\mathbf{a} = \tilde{B}(\mathbf{b}); \quad \int \tilde{B}(\mathbf{b}) \tau(\mathbf{b} - \mathbf{a}') d\mathbf{b} = B'(\mathbf{a}'), \quad (1)$$

где \mathbf{b} , \mathbf{a} и \mathbf{a}' — векторы параметров, ядра преобразований $\tau(\mathbf{b}) \leq 1$ — действительные неотрицательные функции, а интегралы здесь и далее берутся по области задания подынтегральных функций. АФ такой инвариантной по \mathbf{a} системы представляет собой ее отклик в точке \mathbf{a}' на импульсное входное воздействие в точке \mathbf{a} и описывается выражением

$$R(\Delta\mathbf{a}) = \int \tau(\mathbf{b} - \mathbf{a}) \tau(\mathbf{b} - \mathbf{a}') d\mathbf{b} = \int \tau(\mathbf{b}) \tau(\mathbf{b} - \Delta\mathbf{a}) d\mathbf{b} \quad (2)$$

($\Delta\mathbf{a} = \mathbf{a}' - \mathbf{a}$). В идеальном случае должно было бы выполняться равенство $B'(\mathbf{a}') = GB(\mathbf{a})$, где $G = \text{const}$. Для этого входной сигнал $B(\mathbf{a})$

должен иметь ограниченный областью Ω спектр, а система, описываемая преобразованиями (1), представлять собой идеальный фильтр с передаточной функцией

$$\tilde{R}(\omega) = \hat{H}[R] = |\hat{H}[\tau]|^2 = \begin{cases} G & \text{при } \omega \in \Omega; \\ 0, & \end{cases} \quad (2')$$

где $\hat{H}[\cdot]$ — многомерное преобразование Фурье функции, заключенной в квадратные скобки. Очевидно, что АФ такого идеального фильтра является многомерной функцией отсчетов. Условие отсутствия у нее постоянной составляющей и побочных максимумов может быть записано в следующем виде:

$$R_{ij} = \int \tau_i(\mathbf{b}) \tau_j(\mathbf{b}) d\mathbf{b} = G\delta_{ij}; \quad i, j = 1, 2, 3, \dots, N, \quad (3)$$

где $\tau_i(\mathbf{b}) = \tau(\mathbf{b} - \mathbf{a}_i)$; $\tau_j(\mathbf{b}) = \tau(\mathbf{b} - \mathbf{a}'_j)$; δ_{ij} — символ Кронекера; \mathbf{a}_i и \mathbf{a}'_j — точки отсчетов соответственно функций $B(\mathbf{a})$ и $B'(\mathbf{a}')$ при их дискретизации по Котельникову на N элементов.

Следует отметить, что условие (3) ортогональности функций $\tau_i(\mathbf{b})$ неэквивалентно равенству $B'(\mathbf{a}') = GB(\mathbf{a})$, так как оно не требует строгой ограниченности областью Ω спектра входного сигнала и постоянства в этой области передаточной функции фильтра, описываемого преобразованиями (1). Поэтому его выполнение возможно в реальных системах. В совокупности с выражением (2) это условие требует, чтобы ширина спектра Фурье функций $\tau_i(\mathbf{b})$ соответствовала ширине спектра Фурье исходного сигнала $B(\mathbf{a})$.

Обычно в оптотехнике используют простейшие функции $\tau_i(\mathbf{b})$ в виде узких прямоугольных импульсов единичной амплитуды, для которых выполняется условие (3), если можно пренебречь дифракционными эффектами и абберациями. Но с энергетической точки зрения они малоэффективны. Поэтому в некогерентных оптических системах широко используют в последнее время различные сложные шумоподобные неотрицательные функции $\tau_i(\mathbf{b})$, например регулярные или случайные двоичные кодовые последовательности [14]. Из-за конечности и неотрицательности некогерентных оптических сигналов условие (3) в реальных системах с такими функциями выполняется только приближенно, т. е. АФ всегда содержит постоянную составляющую и побочные максимумы; причем если влияние последних на работу системы можно практически устранить применением аподизации [15] (за счет уменьшения амплитуды сигнала и ухудшения разрешающей способности) или рациональным выбором базисных функций [11], то постоянную составляющую можно устранить лишь в электрическом канале (путем применения, например, селективной модуляции светового потока [1]), вследствие чего всегда создается паразитная фоновая засветка приемника излучения. Это обстоятельство делает невозможным использование подобного рода систем с квантовыми приемниками излучения, т. е. в УФ, в видимой и ближней ИК-областях спектра.

Указанных ограничений можно избежать, если ортогональность функций $\tau_i(\mathbf{b})$ определять относительно некоторой неотрицательной функции $\alpha(\mathbf{b}, \mathbf{a}, \mathbf{a}')$, не нарушающей инвариантности всей системы по \mathbf{a} . В этом случае условие (3) примет вид

$$R_{ij} = \int \tau_i(\mathbf{b}) \tau_j(\mathbf{b}) \alpha_{ij}(\mathbf{b}) d\mathbf{b} = G\delta_{ij} \quad (4)$$

и может быть реализовано практически. Постоянную $G > 1$ можно определить из условия нормировки к единице функций $\tau_i(\mathbf{b})$ в виде прямоугольных импульсов единичной амплитуды. Тогда величина G численно

Рис. 1. Принципиальная схема спектрометра на основе ДРМ:
 О — объективы; Д — диспергирующие элементы; А, А', А'' — растры; ПИ — приемник излучения; ЗУ — записывающее устройство.

равна отношению амплитуд АФ при использовании соответственно сложных и простейших функций $\tau_i(b)$.

2. Покажем, что существует энергетически эффективный метод кодирования некогерентных оптических сигналов, для которого выполняется условие (4). Для этого рассмотрим работу двойного монохроматора (рис. 1), выполненного по схеме со сложением дисперсии и настроенного на излучение с длиной волны λ_0 , во всех трех фокальных плоскостях которого вместо обычных узких щелей шириной δx установлены идентичные растры, состоящие из общего количества n прозрачных и непрозрачных щелевых элементов одинаковой ширины δx . Введем безразмерные координаты

$$\lambda = (\lambda - \lambda_0) / \delta\lambda, \quad \dot{x} = (x - x_0) / \delta x, \quad \dot{t} = (t - t_0) / \delta t,$$

где x — пространственная координата в направлении дисперсии; t — текущее время; x_0 и t_0 соответствуют λ_0 ; $\delta\lambda$ и δt — разрешаемые ДРМ спектральный и временной интервалы. В таком случае пропускание каждого из растров может быть описано некоторой одной и той же функцией $\tau(\dot{x})$, принимающей только два значения — 0 или 1.

Спектральный анализ заключается в преобразовании входного сигнала $B(\lambda)$ в сигнал $B'(t)$, представляющий собой равномерное по координате x и переменное во времени t распределение яркости в пределах чувствительной площадки приемника излучения. Последний преобразует оптический сигнал $B'(t)$ в электрический, который после усиления подается на записывающее устройство для получения, например, в виде графика спектрограммы $B''(\lambda')$, где λ' — длина волны, снимаемая с оси абсцисс спектрограммы.

Будем полагать, что характеристики приемно-усилительного тракта таковы, что спектрограмма $B''(\lambda')$ и оптический сигнал $B'(t)$ описываются одной и той же функцией, т. е. $B''(\lambda') = B'(t) = B'(\lambda')$. Кроме того, считаем, что потери лучистой энергии в монохроматоре не зависят от длины волны и происходят только на непрозрачных участках растров, а дифракционными явлениями и абберациями оптической системы можно пренебречь. Эти допущения, не изменяя физической сущности работы ДРМ, упрощают ее анализ.

Пусть спектральная яркость источника излучения описывается δ -функцией, т. е. его спектр содержит только одну монохроматическую линию с длиной волны λ . Тогда формируемое в промежуточной фокальной плоскости монохроматическое изображение входного растра А будет иметь яркость $\tau(\dot{x} - \lambda/2)$. Будем перемещать промежуточный растр А' с постоянной скоростью в направлении дисперсии (в сторону увеличения или уменьшения длин волн), модулируя тем самым изображение растра А по закону $\tau(\dot{x} - \lambda/2) \tau(\dot{x} - t/2) = \tau(\dot{x} - \lambda/2) \tau(\dot{x} - \lambda'/2)$. Модулированным таким образом изображение растра А переносится второй половиной монохроматора в выходную фокальную плоскость с дополни-

тельным сдвигом $\lambda/2$ за счет удвоения дисперсии, и его яркость в этой плоскости становится равной $\tau(\dot{x}-\dot{\lambda})\tau(\dot{x}-\dot{\lambda}/2-\dot{\lambda}'/2)$. В итоге процесс кодирования произвольного входного оптического сигнала $B(\dot{\lambda})$ может быть описан интегралом суперпозиции следующего вида:

$$\tilde{B}(\dot{x}, \dot{\lambda}') = \int B(\dot{\lambda}) \tau(\dot{x} - \dot{\lambda}) \tau(\dot{x} - \dot{\lambda}/2 - \dot{\lambda}'/2) d\dot{\lambda}. \quad (5)$$

Очевидно, что преобразование (5) инвариантно по λ только для $\dot{\lambda} = \dot{\lambda}'$.

Декодирование можно осуществить путем перемещения в том же направлении, но с удвоенной по сравнению с промежуточным растром скоростью выходного раstra A'' . (Из конструктивных соображений удобнее устанавливать растры неподвижно, а кодирование и декодирование осуществлять посредством одновременного разворота диспергирующих элементов.) Этот процесс описывается интегральной операцией вида

$$B'(\dot{\lambda}') = \int \tilde{B}(\dot{x}, \dot{\lambda}') \tau(\dot{x} - \dot{\lambda}') d\dot{x}. \quad (6)$$

Выражения (5) и (6) позволяют представить АФ ДРМ следующим образом:

$$\begin{aligned} R(\Delta\dot{\lambda}) &= \int \tau(\dot{x}) \tau\left(\dot{x} - \frac{\Delta\dot{\lambda}}{2}\right) \tau(\dot{x} - \Delta\dot{\lambda}) d\dot{x} = \\ &= \int \tau(\dot{x} - \dot{\lambda}) \tau(\dot{x} - \dot{\lambda}') \tau\left(\dot{x} - \frac{\dot{\lambda}}{2} - \frac{\dot{\lambda}'}{2}\right) d\dot{x}, \end{aligned} \quad (7)$$

где $\Delta\dot{\lambda} = \dot{\lambda}' - \dot{\lambda}$. Соответственно условие (4) примет вид

$$R_{ij} = \int \tau_i(\dot{x}) \tau_j(\dot{x}) \alpha_{ij}(\dot{x}) d\dot{x} = G \delta_{ij}. \quad (8)$$

Здесь G — коэффициент, показывающий, во сколько раз амплитуда АФ ДРМ при $\dot{\lambda} = \dot{\lambda}'$ больше амплитуды АФ однощелевого монохроматора с тем же разрешением, а $\alpha_{ij}(\dot{x}) = \tau(\dot{x} - \dot{\lambda}/2 - \dot{\lambda}'/2)$ — весовая функция.

Остается определить функцию пропускания растров $\tau(\dot{x})$. Ее можно построить, например, в соответствии с двоичными n -элементными кодовыми последовательностями, закон построения которых приведен в работах [16, 17]. Нетрудно показать, что для любого n эти последовательности образуются коэффициентами полинома $(n-1)$ -й степени вида

$$\prod_{g=1}^k (1 + y^{2 \cdot 3^{g-1}}) = (1 + y^2)(1 + y^6)(1 + y^{18}) \dots, \quad (9)$$

где $k = \log_2 p = \log_3 n$; p — число единиц в коде. Например, для $n=9$ $\tau(\dot{x}) = (101000101)$. При этом единицам соответствуют прозрачные, а нулям — непрозрачные элементы шириной δx .

Линейно-независимые функции $\tau_i(\dot{x})$ формируются поэлементным сдвигом функции $\tau(\dot{x})$:

$$\left. \begin{aligned} \tau_i(\dot{x}) &= 1 \ 0 \ 1 \ 0 \ 0 \ 0 \ 1 \ 0 \ 1 \\ \tau_{i+1}(\dot{x}) &= 1 \ 0 \ 1 \ 0 \ 0 \ 0 \ 1 \ 0 \ 1 \\ \tau_{i+2}(\dot{x}) &= 1 \ 0 \ 1 \ 0 \ 0 \ 0 \ 1 \ 0 \ 1 \\ &\dots \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Нетрудно видеть, что функции (10) удовлетворяют условию (8).

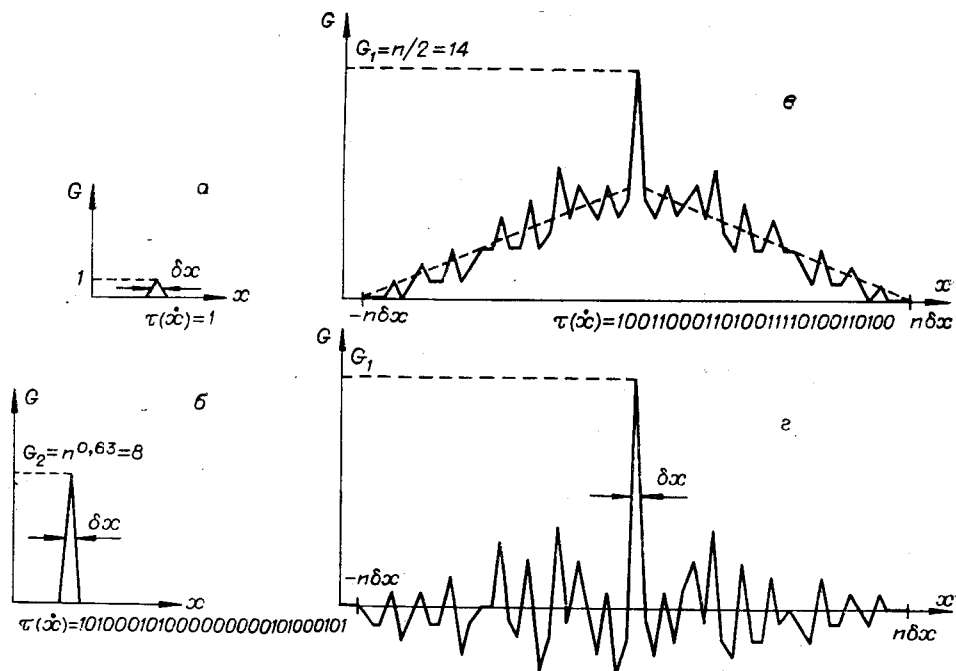


Рис. 2. АФ однощелевого прибора (а), ДРМ (б) и спектрометра с хаотическими растрами (в, г).

Таким образом, использование в двойном монохроматоре со сложением дисперсий растров, построенных в соответствии с полиномом вида (9), позволяет значительно увеличить его светосилу, не изменяя вида АФ. Изложенное поясняет рис. 2, на котором приведены: а — АФ однощелевого прибора; б — АФ ДРМ с $n=27$; в — АФ монохроматора растрового спектрометра с хаотическими растрами [3—5] из $n=28$ элементов (штриховыми линиями показан теоретический контур); г — АФ растрового спектрометра с хаотическими растрами ($n=28$) в целом, т. е. после исключения постоянной составляющей использованием селективной модуляции в режиме коммутации пучков [1].

3. Увеличение светосилы монохроматора без ухудшения спектрального разрешения может быть направлено, например, на улучшение таких характеристик спектрометра на его основе, как отношение сигнал/шум M (т. е. предельная точность измерений) и скорость сканирования (т. е. быстродействие) V . Рассмотрим, насколько эффективен в этом плане ДРМ по сравнению как с однощелевыми приборами, так и с другими растровыми спектрометрами, основанными на принципах селективной модуляции светового потока [1—5].

При рассуждениях будем полагать, что растры ограничены квадратом со стороной h , состоят из общего количества n прозрачных и непрозрачных элементов, обеспечивая при этом такую же разрешающую способность, как и одиночная щель $\delta x h$. Кроме того, рассмотрение вопроса проведем отдельно для двух типов приемников — тепловых, у которых шум зависит от площади приемной поверхности, но практически не зависит от величины сигнала (болометры, оптико-акустические приемники и т. д.), и квантовых, у которых шум зависит от величины сигнала (фотоэлементы, фотоумножители).

а) Для приборов с тепловыми приемниками [18]

$$M = FD^* \sqrt{1/\Delta f} / \sqrt{S_{\text{пр}}}, \quad (11)$$

где F — световой поток на выходе монохроматора, D^* — приведенная обратная пороговая чувствительность приемника, $S_{пр}$ — площадь его приемной поверхности, Δf — эквивалентная шумовая полоса частот.

В соответствии с инвариантом Лагранжа — Гельмгольца площадь приемной поверхности приемника связана с площадью $S_{вых}$ выходного са частот и скорость сканирования (при заданном пределе разрешения, [19]: $V/\Delta f = \text{const} = C$. С учетом этого, возводя в квадрат обе части (11) и разделяя параметры, запишем

$$M^2 V = \frac{F^2}{S_{вых}} D^{*2} \gamma^2 C. \quad (12)$$

Придадим теперь индексы «р» и «щ» величинам, относящимся соответственно к растровому и однощелевому приборам. Тогда $F_p = GF_{щ}$, $S_{вых.р} = S_{вых.щ} h/\delta x = n S_{вых.щ}$ и из (12) следует

$$\frac{M_p^2 V_p}{M_{щ}^2 V_{щ}} = Q_M^2 Q_V = G^2/n. \quad (13)$$

Для растровых спектрометров с селективной модуляцией $G_1 = n/2\epsilon$ ($\epsilon = 1$ для режима коммутации и $\epsilon = 2$ для режима осцилляции [1]) и

$$Q_M^2 Q_V = n/4\epsilon^2. \quad (14)$$

Для ДРМ $G_2 = \rho = n^{0,63}$ и

$$Q_M^2 Q_V = n^{0,26}. \quad (15)$$

На практике для однощелевых приборов условие инвариантности Лагранжа — Гельмгольца выполняется далеко не всегда, особенно в случае узких щелей. Например, для щели $0,1 \times 20$ мм при $\gamma = 10$ оптимальные размеры приемной площадки приемника излучения должны быть $0,01 \times 2$ мм. Но в силу технологических причин [20] и возможностей проецирующей оптической системы [21] минимальные размеры приемной поверхности ограничены снизу величиной порядка $0,1 \div 0,2$ мм (в частности, есть приемник $0,2 \times 2$ мм). Поэтому, обозначив через $q = h_{пр}/\delta x_{пр}$ ($1 \leq q \leq n$) отношение размеров приемной поверхности имеющегося в распоряжении экспериментатора реального приемника излучения, можно записать в общем виде:

$$Q_M^2 Q_V = n^2/4\epsilon^2 q; \quad (14')$$

$$Q_M^2 Q_V = n^{1,26}/q. \quad (15')$$

Видно, что при больших n растровые спектрометры с селективной модуляцией эффективней ДРМ. Этого и следовало ожидать, поскольку в них световая площадь растров всегда равна половине общей площади независимо от n , а в ДРМ световая площадь растров составляет $(2/3)^k = n^{-0,37}$ от общей площади и уменьшается с увеличением n . Следует заметить, однако, что в действительности эффективность растровых спектрометров с селективной модуляцией может быть значительно меньшей, чем это следует из (14'), так как наличие побочных максимумов у АФ приводит к дополнительному увеличению уровня шумов системы,

что хорошо видно из рис. 2, в, г. Более подробный анализ этого интересного и важного вопроса выходит за рамки настоящей статьи.

б) Для приборов с квантовыми приемниками [22]

$$M \sim N_c / \sqrt{(N_c/2 + N_T + N_\Phi) \Delta f}, \quad (16)$$

где N_c — количество фотоэлектронов, обусловленных полезным сигналом; N_T — количество темновых фотоэлектронов; N_Φ — количество фотоэлектронов, обусловленных фоновой засветкой.

Для спектрометров с селективной модуляцией $N_{c.p} = nN_{c.m}/2\varepsilon$, а величина N_Φ зависит от вида регистрируемого спектра. Можно показать, что средняя величина фоновой засветки $N_\Phi = n(\varepsilon + l - 2)N_{c.m}/4$, где $1 \leq l \leq n$ — среднее число спектральных линий, попадающих в пределы выходного раstra. Случай $l=1$ соответствует монохроматическому освещению ($N_\Phi=0$ при $\varepsilon=1$ и $N_\Phi=nN_{c.m}/4$ при $\varepsilon=2$, так как модулируется только половина полезного сигнала), а случай $l=n$ эквивалентен освещению входного раstra источником со сплошным равновысоким энергетическим спектром. Тогда, обозначив через $m = N_{c.m}/N_T$ относительную величину сигнала и учитывая связь между временными и энергетическими характеристиками, получим

$$\left. \begin{aligned} Q_M^2 Q_V &= P_1^2, \\ \text{где} \quad P_1^2 &= \frac{n^2(m+2)}{4\varepsilon^2 \left[\left\{ \frac{(\varepsilon-1)^2}{\varepsilon} + l \right\} \frac{mn}{2} + 2 \right]} \approx \frac{n(m+2)}{2m\varepsilon [(\varepsilon-1)^2 + l\varepsilon]}. \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

В ДРМ, как и в однощелевом приборе, фоновой засветки нет ($N_\Phi=0$), а $N_{c.p} = n^{0,63}N_{c.m}$ и

$$Q_M^2 Q_V = P_2^2, \quad \text{где} \quad P_2^2 = \frac{m+2}{mn^{0,63} + 2} n^{1,26} > 1. \quad (18)$$

Для малых сигналов ($N_c \ll N_T$) $m \rightarrow 0$ и $P_2^2 \rightarrow n^{1,26}$ (например, при $n=81$ $P_2^2=256$). Для больших сигналов ($N_c \gg N_T$) $P_2^2 \rightarrow n^{0,83}$. Следовательно, преимущества ДРМ наиболее полно проявляются при регистрации слабых световых потоков.

Сравнение (17) и (18) показывает, что при $l \geq [n^{0,37} - 2\varepsilon(\varepsilon-1)^2]/2\varepsilon^2$, т. е. в случае даже сравнительно небольшого количества линий в спектре, эффективность ДРМ выше эффективности растровых спектрометров с селективной модуляцией ($P_2^2 \geq P_1^2$). Так, для $l=n$ (сплошной спектр), $n=250$, $m=1$ имеем $P_1^2 \approx 1,5$ (при $\varepsilon=1$) или $P_1^2 \approx 0,4$ (при $\varepsilon=2$) и $P_2^2 \approx 100$; если же принять $P_1=P_2$ при тех же условиях, то это возможно только при $\varepsilon=1$ и $l \leq 4$, что в практических задачах встречается крайне редко.

Таким образом, при использовании квантовых приемников излучения ДРМ по своей эффективности значительно превосходят и однощелевые приборы, и все другие растровые спектрометры.

4. Для проверки основных теоретических положений и оценки предельных возможностей аппаратуры подобного типа был разработан и построен опытный образец ДРМ среднего разрешения.

Оптическая схема прибора представлена на рис. 3. Излучение от исследуемого объекта проходит щели входного раstra 1 и направляется плоским зеркалом 2 на зеркальный объектив 3, который посылает параллельные пучки на плоскую дифракционную решетку 4. Дифрагированное излучение вновь попадает на объектив 3 и собирается в его фокальной плоскости, где размещен промежуточный растр 5. Далее световые пучки объективом 6 направляются на дифракционную решетку

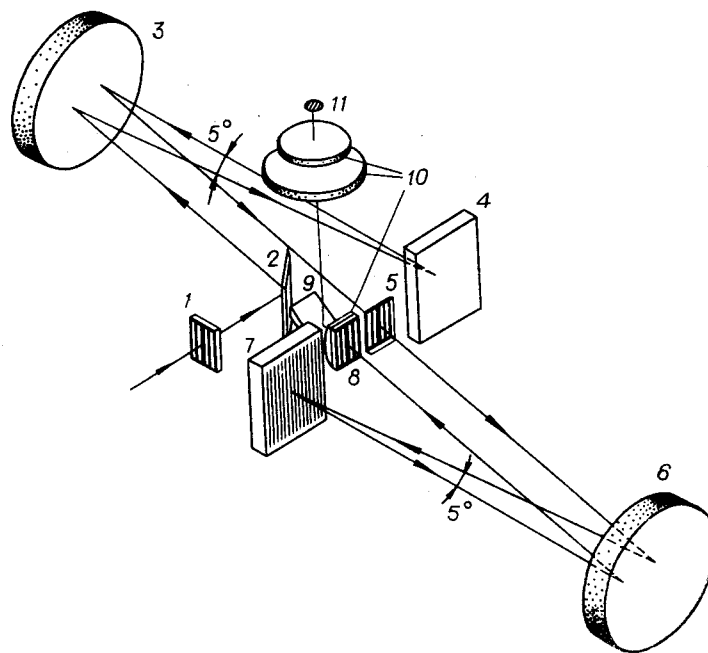


Рис. 3. Оптическая схема ДРМ.

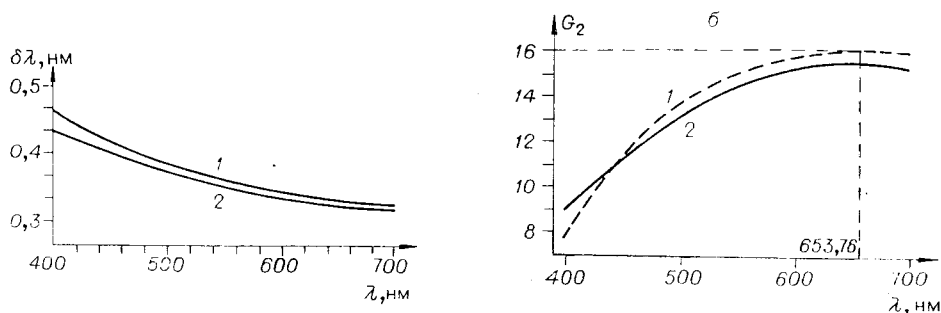


Рис. 4. Сравнение ДРМ с однощелевым прибором по а — разрешению (1 — решеточный, 2 — однощелевой); б — светосиле (1 — расчетная кривая, 2 — экспериментальная).

7, а затем им же на выходной растр 8. Выходящий из монохроматора световой пучок собирается с помощью системы линз 10 и плоского зеркала 9 на приемной площадке приемника излучения 11.

Характеристики элементов монохроматора следующие: зеркала 3, 6 — внеосевые параболические диаметром 90 мм с фокусным расстоянием 270 мм и внеосевым углом $9^{\circ}20'$; решетки 4, 7 с размером нарезанной части 40×50 мм имеют 600 шт/мм, угол блеска 18° и используются при работе во втором порядке; входной растр содержит $n=81$ -щелевой элемент $0,2 \times 22$ мм, из которых прозрачны $p=16$. Для уменьшения влияния aberrаций оптической системы промежуточный и выходной растры выполнены в виде копий соответствующих монохроматических изображений входного растра для $\lambda=653,76$ нм.

Приемником излучения в видимой области спектра служит охлаждаемый фотоумножитель ФЭУ-79. Сигнал с ФЭУ поступает на микровольтметр постоянного тока типа В2-11, а затем на самопишущий

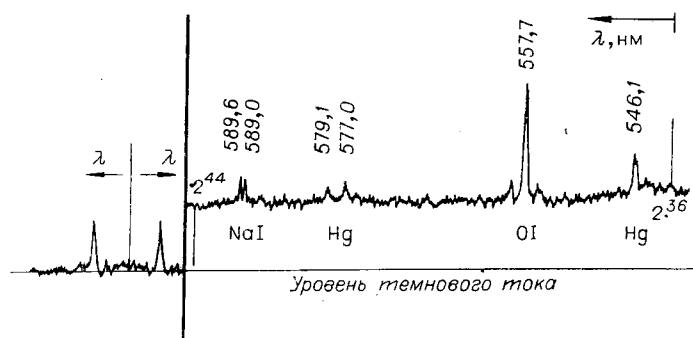


Рис. 5. Часть спектра свечения ночного неба, зарегистрированного на растровом спектрометре при наблюдении в зенит в условиях сильной дымки

(слева показан спектр эталонного источника $\lambda=546,1$, нм, $B_{\lambda} = 1,8 \cdot 10^{-12}$ Вт/см²·ср).

потенциометр типа КСП4. Постоянная времени приемно-регистрирующей системы равна 1 с.

За предел разрешения $\delta\lambda$ прибора была принята полуширина его АФ [21]; последняя определялась непосредственно фотометрированием контуров узких спектральных линий. На рис. 4, а дано сравнение $\delta\lambda$ в однощелевом и растровом вариантах. В растровом варианте разрешение хуже на 3—8%, что может быть объяснено большим влиянием aberrаций оптической системы.

Выигрыш G_2 в световом потоке по сравнению с однощелевым прибором определялся путем записи спектров излучения спектральных ламп в обоих вариантах работы спектрометра. Сравнение светосил графически представлено на рис. 4, б. Видно, что величина G_2 превышает порядок практически во всем рабочем диапазоне, а для $\lambda=653,76$ нм $G_2=15,6 \approx p$, т. е. равна теоретическому значению. Уменьшение G_2 для других длин волн связано с наличием специфических aberrаций дифракционных решеток, присущих всем растровым спектрометрам [23].

Высокая светосила монохроматора позволила достичь порога чувствительности до $6,5 \times 10^{-14}$ Вт/см²·ср, что является, по-видимому, рекордом для приборов подобного разрешения [24]. В качестве иллюстрации энергетических возможностей спектрометра на рис. 5 представлена часть записанного с его помощью спектра свечения ночного неба. Время записи составило менее 8 мин. На однощелевом приборе для получения такого же во всех деталях спектра потребовалось бы около 10 ч, а на любом растровом спектрометре с селективной модуляцией запись такого спектра практически невозможна вообще.

Приведенные экспериментальные результаты полностью подтверждают основные теоретические положения и наглядно демонстрируют высокую эффективность метода и приборов на его основе при регистрации спектров слабых свечений. Можно надеяться, что рассмотренный метод кодирования некогерентных оптических сигналов найдет применение не только в спектрометрии, но и в других областях науки и техники.

ЛИТЕРАТУРА

1. Жирар А. Спектрометр с селективной модуляцией.— В кн.: Инфракрасная спектроскопия высокого разрешения (пер. с франц.). М., «Мир», 1972.
2. Толмачев Ю. А. Новые спектральные приборы. Л., ЛГУ, 1976.
3. Чиков К. Н. Исследование возможности построения спектрометра с растрами построчно-хаотического типа. Автореф. на соиск. учен. степени канд. техн. наук. Л., 1971 (ЛИТМО).

4. Morret-Baily J., Cadot J. Grilles de spectromètres a repartition aléatoire de figures géométriques identiques.— "C. r. Acad. sci.", 1966, t. 263, p. B681.
5. Горский С. М., Зверев В. А., Иванова Г. К. Повышение чувствительности спектрального анализа путем оптимальной фильтрации пространственных частот.— «Новая техника в астрономии», 1970, вып. 3, с. 67.
6. Dicke R. H. Scatter-hole cameras for X-rays and gamma rays.— "Astrophys. J.", 1968, vol. 153, p. 101.
7. Barret H. H., Horigan F. A. Fresnel zone plate imaging of gamma rays; theory.— "Appl. Opt.", 1973, vol. 12, p. 2686.
8. Зверев В. А., Орлов Е. Ф. Спектральный анализ в акустике, оптике и радиофизике с использованием модуляционного метода.— «Изв. высш. учебн. заведений. Радиофизика», 1967, т. 10, с. 1305.
9. Новик Д. А. К некоторым свойствам квазиголографической схемы научной фотографии. Система для одновременной регистрации преобразованных изображений, Фото, № 3, с. 90.
14. Алексеев А. И., Шереметьев А. Г., Тузов Г. И., Глазов Б. И. Теория и применение псевдослучайных сигналов. М., «Наука», 1969.
15. Jacquinot P., Roizen-Dossier B. Apodisation.— "Progress in Optics", 1964, vol. 3, p. 31.
16. Shurcliff W. A. Multi-slit double monochromator using no moving parts.— JOSA, 1949, vol. 39, p. 1048.
17. Киселев Б. А., Шлишевский В. Б. Растровый монохроматор для видимой области спектра.— ОМП, 1973, т. 9, с. 19.
18. Киселев Б. А., Паршин П. Ф. Критерий сравнения спектральных приборов.— «Опт. и спектр.», 1964, т. 17, с. 440.
19. Дмитриевский О. Д., Непорент Б. С., Никитин В. А. Скоростная спектрофотометрия.— УФН, 1958, т. 64, с. 447.
20. Шоль Ж., Марфан Н., Мюнш М., Комбет П. Приемники инфракрасного излучения (пер. с франц.). М., «Мир», 1969.
21. Пейсахсон И. В. Оптика спектральных приборов. Л., «Машиностроение», 1975.
22. Соболева Н. А., Берковский А. Г., Чечин Н. О. Фотоэлектрические приборы. М., «Наука», 1965.
23. Киселев Б. А., Шлишевский В. Б. Аберрации диспергирующих элементов в растровых спектрометрах.— ОМП, 1976, т. 4, с. 6.
24. Киселев Б. А., Шлишевский В. Б. Растровый спектрометр нового типа.— Материалы I Советско-франц. симпозиума по спектр. приб. М., сентябрь 1976. М., изд. АН СССР, 1977.

*Поступила в редакцию 18 июля 1977 г.;
окончательный вариант — 30 марта 1978 г.*

УДК 535.2 : 535.317.1

Б. О. МАЙЕР, Д. И. СТАСЕЛЬКО
(Ленинград)

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ФАЗЫ ФУНКЦИЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ

Известно, что для решения задач, связанных с распространением частично-когерентных световых пучков, а также с их формированием оптическими системами, необходимо знать функцию пространственной когерентности (ФПК) излучения, включая ее модуль и фазу [1]. В общем случае когерентность излучения является пространственно-нестационарной функцией, зависящей не только от расстояния между рассматриваемыми точками поля, но и от значений их координат. Для характеристики таких полей необходима полная ФПК, включающая модуль и фазу степени когерентности между всеми точками поля.