

Постановка задачи. Кодирование изображений посредством преобразования Адамара сводится, как известно, к вычислению матрицы $[F]$, связанной с исходной матрицей $[f]$ соотношением

$$[F] = [H][f][H], \quad (1)$$

где $[H]$ — симметрическая матрица Адамара порядка $N=2^n$ (n — целое число), а матрица $[f]$ описывает интенсивность исходного изображения $f(x, y)$ на $N \times N$ выборочных элементарных участках [1]. Матрица $[H]$ является квадратной, строки (столбцы) которой ортогональны друг другу. Элементы матрицы принимают значения $+1, -1$.

По существу, выражение (1) представляет собой матричную запись процесса спектрального анализа изображения $f(x, y)$ по ортогональным функциям Уолша порядка 2^n .

Возможности реализации такого процесса оптическими методами рассматривались неоднократно [2, 3, 4]. Так, варианты когерентно-оптических систем, описанных в [2, 3], позволяют вычислять спектральные компоненты параллельно и одновременно, что является их достоинством. Однако невысокая точность вычислений, трудности построения оптической системы при больших N и трудности создания многоэлементных матриц фотоприемников стимулировали интерес к оптическим некогерентным системам с более точным, но последовательным вычислением спектральных компонент [4]. В такой системе имеется два блока оптической памяти, каждый из которых содержит $2N$ транспарантов с записями функций разложения. Транспаранты вводятся в оптическую систему поочередно, в результате чего время анализа пропорционально $4N$.

С целью сокращения времени анализа в N раз (при сохранении достигнутого в [4] уровня точности вычислений) нами разработана некогерентная оптическая система, позволяющая вычислять параллельно и одновременно строку из N компонент двумерного спектра Уолша. Считывание спектральных компонент в этом случае может производиться с помощью сканирующих фотоприемников, в частности щелевых диссекторов.

Ниже описаны структура и принцип действия такой системы, а также результаты ее экспериментального исследования.

Способ вычислений. Рассмотрим вначале принятый способ вычислений. Для этого выражение (1) представим в развернутом виде:

$$F_{ij} = \sum_{k=1}^N \sum_{l=1}^N H_{ij} f_{jk} H_{kl} = \sum_{k=1}^N R_{ik} H_{kl}, \quad i, j, k, l = 1, 2, \dots, N, \quad (2)$$

где

$$R_{ik} = \sum_{j=1}^N H_{ij} f_{jk}, \quad (3)$$

а H_{ij}, f_{jk}, H_{kl} — элементы матриц $[H]$ и $[f]$.

Из (3) следует, что i -я строка промежуточной матрицы (обозначим ее R_i) вычисляется путем матричного умножения i -й строки матрицы $[H]$ (обозначим ее H_i) на матрицу $[f]$. В свою очередь, из (2) следу-

ет, что i -я строка результирующей матрицы $[F]$ (обозначим ее F_i) получается путем матричного умножения строки R_i на матрицу $[H]$. Сказанное может быть описано выражением

$$F_i = R_i[H] = H_i[f][H], \quad i=1, 2, \dots, N, \quad (4)$$

эквивалентным (1).

Таким образом, процесс последовательно-параллельного получения матрицы спектральных компонент может быть воспроизведен в устройстве, обеспечивающем параллельное функционирование при моделировании двух следующих друг за другом операций умножения строки на матрицу. Этому требованию хорошо удовлетворяют оптические системы.

При реализации вычислений по (4) оптическим методом матрицу $[H]$ и ее строки представим в виде изображений $T(x, y)$ на транспарантах с двумя значениями пропускания: 1 — прозрачен и 0 — непрозрачен. Поскольку матрица $[H]$ является знакопеременной, то этой матрице и каждой из ее строк будет соответствовать пара изображений, заданных на различных транспарантах. Прозрачные участки на транспарантах соответствуют их положительным (отрицательным) значениям, т. е.

$$T^+(x, y) = [H^+], \quad T^-(x, y) = [H^-],$$

$$T_i^+(x) = H_i^+, \quad T_i^-(x) = H_i^-, \quad i = 1, 2, \dots, N. \quad (5)$$

С учетом (5) выражение (4) преобразуется к виду

$$F_i = (T_i^+ - T_i^-) [f] (T^+ - T^-) = F_i^{++} + F_i^{--} - F_i^{+-} - F_i^{-+}, \quad (6)$$

где

$$F_i^{++} = T_i^+ [f] T^+, \quad F_i^{--} = T_i^- [f] T^-, \quad F_i^{+-} = T_i^+ [f] T^-, \quad F_i^{-+} = T_i^- [f] T^+.$$

Отсюда следует, что вычисление строки спектральных компонент, которые также являются знакопеременными, может быть достигнуто путем: 1) последовательного определения составляющих F_i^{++} , F_i^{--} , F_i^{+-} , F_i^{-+} ; 2) алгебраического суммирования полученных результатов.

Наиболее трудоемкой в вычислениях при больших N является процедура 1. Поэтому с целью сокращения времени вычислений целесообразно рассматривать способы ее оптической реализации. Что касается процедуры 2, то она может быть легко реализована электронными методами.

Принцип работы. Блок-схема оптической системы, реализующей процедуру 1, приведена на рис. 1, где 1 — проектирующее звено, 2, 3 — интегрирующие звенья. В плоскостях P_1, P_2, P_3 устанавливаются соответственно транспаранты с T_i^+ (T_i^-), $f(x, y)$, T^+ (T^-). Плоскость P_4 является выходной. Изображение транспаранта в плоскости P_1 (для определенности T_i^+) проектируется звеном 1 в плоскость P_2 и оптически умножается на анализируемое изображение. Световое распределе-

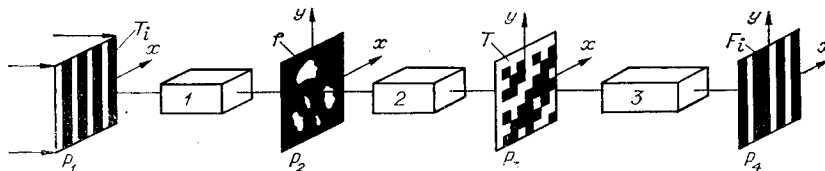


Рис. 1.

ние, полученное на выходе транспаранта $f(x, y)$, звеном 2 интегрируется по координате x и проектируется по координате y в плоскость P_3 . На этом первый этап вычислений заканчивается, поскольку распределение интенсивности

$$R_i^+(y) = \int_{-x_i/2}^{x_i/2} T_i^+(x) f(x, y) dx \quad (7)$$

эквивалентно строке R_{ik} промежуточной матрицы, определяемой согласно (3).

На втором этапе одномерное распределение (7) оптически модулируется изображением, соответствующим матрице $[H]$ (для определенности T^+). Полученный результат с помощью звена 3 интегрируется по координате y и проектируется по координате x в плоскость P_4 . Вдоль оси x этой плоскости получаем распределение интенсивности

$$F_i^{++}(x) = \int_{-y_i/2}^{y_i/2} R_i^+(y) T^+(x, y) dy, \quad (8)$$

пропорциональное искомой составляющей F_i^{++} из выражения [6]. Остальные составляющие этого выражения определяются аналогичным способом путем установки в плоскостях P_1 и P_3 транспарантов в сочетаниях (T_i^-, T^+) , (T_i^-, T^-) и (T_i^+, T^-) .

При создании такой системы основные трудности связаны с реализацией интегрирующих звеньев, которые должны обеспечить, с одной стороны, вычисление одномерных распределений (7) и (8), а с другой — сохранить постоянство этих распределений вдоль ортогональных осей рабочего поля. Из-за сильной зависимости когерентно-оптических систем от фазовых шумов транспарантов, качества оптики и других факторов нами применены интегрирующие звенья, работающие в некогерентном свете и обеспечивающие более высокую точность интегрирования.

Интегрирующее звено. Принципиальная схема интегрирующего звена показана на рис. 2, а, б, где 1 — источник света; 2 — конденсорная линза; 3 — транспарант; 4, 5 — оптический блок, состоящий из сферического объектива и отрицательной цилиндрической линзы; 6, 7 — диафрагмы. Конденсорная линза проектирует источник света в плоскость, находящуюся в промежутке между диафрагмами 6, 7. В этом случае, как следует из [5], размеры X_1 и Y_1 рабочего поля, в пределах

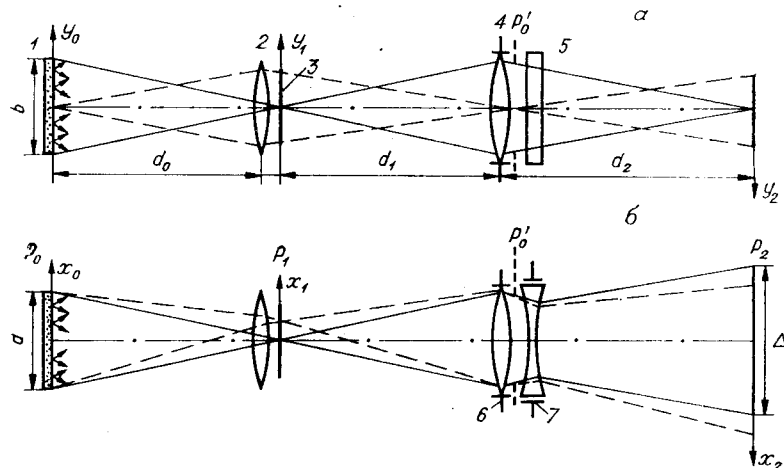


Рис. 2.

которого оптическая система является пространственно-инвариантной, могут быть увеличены. Блок 4, 5 осуществляет проектирование из плоскости P_1 в плоскость P_2 по координате y и расфокусировку по координате x .

Определим импульсный отклик такого звена в предположении, что источник света ограничен прямоугольной апертурой размерами $a \times b$ и что распределение интенсивности в пределах апертуры источника является равномерным. Для этого в точке (x_1, y_1) плоскости P_1 разместим точечный источник и найдем вид светового распределения в плоскости P_2 . Нетрудно убедиться, что в приближении геометрической оптики импульсный отклик будет иметь вид узкой светлой линии длиной Δ (см. рис. 2, б), ориентированной вдоль оси x , т. е.

$$h(x_2 - mx_1, y_2 - my_1) = \alpha \delta(y_2 - my_1) \text{rect} \left[\frac{x_2 - mx_1}{\Delta} \right], \quad (9)$$

где $m = d_2/d_1$ — увеличение оптической системы (оно должно быть одинаковым по осям x_2, y_2),

$$\text{rect} \left[\frac{x_2 - mx_1}{\Delta} \right] = \begin{cases} 1 & \text{при } \left| \frac{x_2 - mx_1}{\Delta} \right| \leq \frac{1}{2}; \\ 0 & \text{в остальных случаях,} \end{cases}$$

α — коэффициент пропорциональности, $\delta(\cdot)$ — дельта-функция Дирака.

Выражение (9) получено при условии, что размеры диафрагм 6, 7 превышают размеры источника. Поэтому входной и выходной зрачки системы определяются размерами его апертуры.

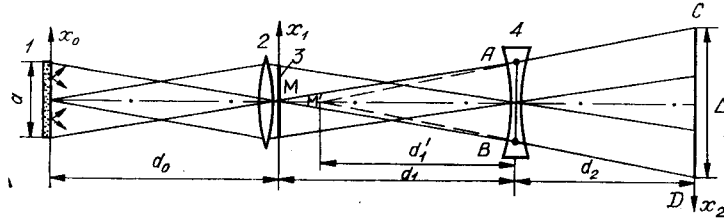


Рис. 3.

Пусть теперь $f_{сф}$ и $f_{ц}$ — фокусные расстояния сферического объектива 4 и цилиндрической линзы 5. Тогда мнимое изображение точки M , показанной на схеме рис. 3, будет находиться на расстоянии от эквивалентной цилиндрической линзы 4, равном

$$d_1' = \frac{f_{экр} d_1}{d_1 - f_{экр}},$$

где $f_{экр} = -\frac{f_{сф} f_{ц}}{f_{сф} - f_{ц}}$ — фокус эквивалентной цилиндрической линзы 4.

Из подобия треугольника $M'CD$ и $M'AB$ с учетом того, что $d_1 = \frac{m+1}{m} f_{сф}$, можно определить значение

$$\Delta = m_s (m + 1) a \frac{f_{сф}}{f_{ц}}, \quad (10)$$

где $m_s = d_1/d_0$.

Найдем распределение интенсивности света в плоскости P_2 , если в плоскости P_1 размещен транспарант с изображением $\varphi(x, y)$. Это распределение в линейной системе описывается интегралом свертки

$$\begin{aligned} g(x_2, y_2) &= \int_{-x_{1/2}}^{x_{1/2}} \int_{-y_{1/2}}^{y_{1/2}} \varphi(x_1, y_1) h(x_2 - mx_1, y_2 - my_1) dx_1 dy_1 = \\ &= \int_{-Y_{1/2}}^{Y_{1/2}} \varphi\left(x_1, \frac{y_2}{m}\right) \text{rect} \left[\frac{x_2 - mx_1}{\Delta} \right] dx_1. \end{aligned}$$

Если Δ , определяемую из (10), выбрать, исходя из условия $\Delta > mX_1$, тогда при значениях $|x_2| \leq \frac{\Delta - mX_1}{2} = \frac{X_2}{2}$

$$g(x_2, y_2) = \int_{-X_1/2}^{X_1/2} \Phi\left(x_1, \frac{y_2}{m}\right) dx_1 = \tilde{g}\left(\frac{y_2}{m}\right). \quad (11)$$

Отсюда следует, что с помощью интегрирующего звена схема, описанная в (9) функцией $\text{rect}[\cdot]$. Тем не менее требуемая равномерность отклика на размере Δ может быть обеспечена либо выбором специального профиля апертуры источника, что эквивалентно его аподизации, либо выполнением условия $\Delta \gg X_2$, что иногда оказывается нежелательным из-за больших потерь света.

Выбор параметров интегрирующего звена можно произвести так. В качестве источника света обычно используется электрическая лампа накаливания с диффузным рассеивателем. Размер d_0 определяется экспериментальным путем, если известны размеры рабочего поля транспаранта в плоскости P_1 и допустимая неравномерность освещенного пучка. Если считать, что $m_x = m = 1$, то фокусные расстояния конденсорной линзы и сферического объектива будут равны $f_k = f_{сф} = d_0/2$. Пусть $\Delta = kX$, где $X = X_1 = X_2$, $k = 2,5 \div 3$ — коэффициент запаса. Тогда из (10) находим фокусное расстояние цилиндрической линзы $f_{ц} = 2\tilde{a} \frac{f_{сф}}{\Delta}$, где \tilde{a} — средний размер источника вдоль оси x .

При известном законе распределения интенсивности источника (этот закон может быть определен экспериментально) можно рассчитать профиль его апертуры при среднем значении \tilde{a} исходя из требуемой равномерности импульсного отклика в выходной плоскости.

Параметры второго интегрирующего звена (см. рис. 1) определяются аналогичным образом.

Полная оптическая система. На рис. 4, а, б показана принципиальная схема оптической системы для вычисления составляющих спектральных компонент. Она включает источник света 1, проектирующее звено (объективы 2, 3), интегрирующее звено по координате x (объективы 4, 6 и цилиндрическая линза 5), интегрирующее звено по координате y (объективы 7, 9 и цилиндрическая линза 8), сканирующий фотоприемник 10. Интегрирующие звенья выполнены по симметричной схеме. В этом случае цилиндрические линзы 5, 8 работают в параллельных пучках, что сводит к минимуму aberrации, возникающие при

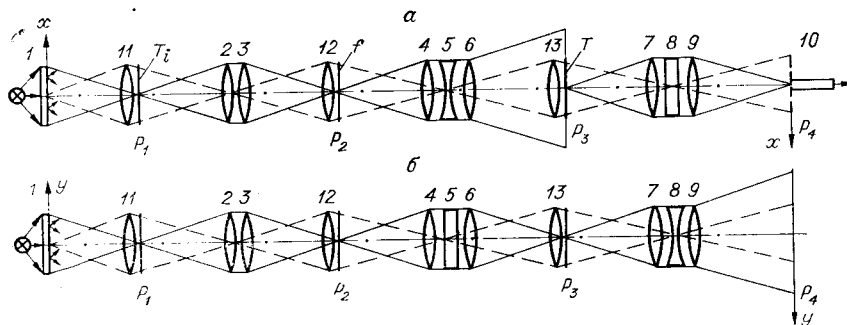


Рис. 4.

введении этих линз в пучок света. Это особенно важно при обработке изображений с большой шириной полосы пространственных частот, поскольку в этом случае к проектирующим звеньям системы предъявляются высокие требования.

Для улучшения пространственной инвариантности оптической системы в пределах рабочего поля схема содержит конденсорные линзы 11, 12 и 13.

Транспарант с изображением $f(x, y)$, подлежащим спектральному анализу, помещается в плоскость P_2 . Если теперь в плоскости P_1 и P_3 вводить последовательно пары транспарантов (T_i^+, T^+) , (T_i^+, T^-) , (T_i^-, T^+) и (T_i^-, T^-) , то в плоскости фотоприемника будут воспроизводиться составляющие F_i^{++} , F_i^{+-} , F_i^{-+} , F_i^{--} . Считывание распределений света, соответствующих указанным составляющим, осуществляется с помощью сканирующего фотоприемника 10.

Результаты экспериментов. Проводились исследования оптической системы, схема которой показана на рис. 4. В качестве сферических объективов использовались объективы типа «Индустар-37» ($f_{\text{об}} = 300$ мм, относительное отверстие 1:4,5). Фокусное расстояние конденсаторных линз при $m_s = m = 1$ равнялось 150 мм.

Использовалась электрическая лампа накаливания мощностью 100 Вт со стабилизированным источником питания. Диффузором служило матовое стекло размером 30×30 мм. Его граница представляла входной зрачок оптической системы.

Световые измерения осуществлялись с помощью фотодиода ФД-7К, работающего в вентильном режиме на чувствительный гальванометр с ценой деления 10^{-9} А и имеющего линейную характеристику при изменении светового потока в диапазоне 10^3 .

Неравномерность интенсивности освещения в плоскости P_1 в пределах рабочего поля 20×20 мм составляла 4—5%. При применении более мелкозернистого диффузора неравномерность удавалось уменьшить в несколько раз, однако это приводило к резкому уменьшению освещенности.

Отклонение импульсного отклика интегрирующего звена от идеального в пределах двойного рабочего поля не превышало 1—1,5%. Дополнительной аподизацией источника ее удавалось уменьшить до 0,5%.

Качество интегрирования оценивалось с помощью теста — силуэтного изображения «треугольника», гипотенуза которого соответствует линейной функции βx (рис. 5). Характер изменения показаний гальванометра при сканировании распределения интенсивности на выходе интегрирующего звена показан на рис. 6. В этом случае неравномерность входного освещающего пучка составляла 0,5%. Отклонение от линейности при изменении интенсивности в диапазоне 20 мм не превышало 1%. Приведем теперь результаты спектрального анализа простейших двухградационных изображений.

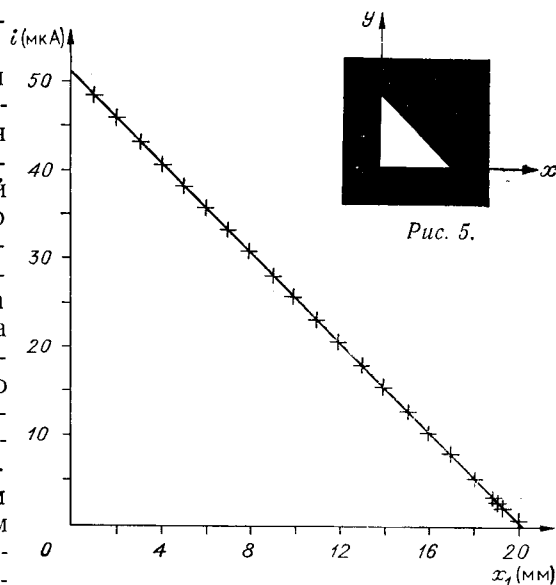


Рис. 5.

Рис. 6.

Таблица 1

1	1	1	1	1	1	1	1
1	-1	1	-1	1	-1	1	-1
1	1	-1	-1	1	1	-1	-1
1	-1	-1	1	1	-1	-1	1
1	1	1	1	-1	-1	-1	-1
1	-1	1	-1	-1	1	-1	1
1	1	-1	-1	-1	-1	1	1
1	-1	-1	1	-1	1	1	-1

В эксперименте матрица $[H]$ имела размерность 8×8 (табл. 1). Транспаранты изготовлялись путем графического построения негативных изображений H_i^+ , H_i^- , $[H^+]$, $[H^-]$ с последующим их репродуцированием на высококонтрастную пленку «Микрат-300». Для повышения контраста транспарантов и уменьшения флюктуаций их пропускания применялся дополнительный негативно-позитивный процесс (контактный метод). На рис. 7 показаны изображения матрицы (H^+ , H^-) и ее строк (H_i^+ , H_i^-). Поскольку изображения строк имеют одномерный характер, то размер транспарантов по оси y выбирался больше размера Y_1 , что облегчало их установку.

Первое из анализируемых изображений задавалось в плоскости P_2 квадратной апертурой рабочего поля (рис. 8), что соответствует матрице выборок с единичными значениями пропускания. Нормированные значения спектральных компонент приведены в табл. 2. В спектре Уолша этого изображения имеется лишь одна компонента $F_{11}=1$. Максимальная приведенная погрешность равна 1,5%, ее среднее значение 0,4%. Погрешность вычисления в этом случае определяется

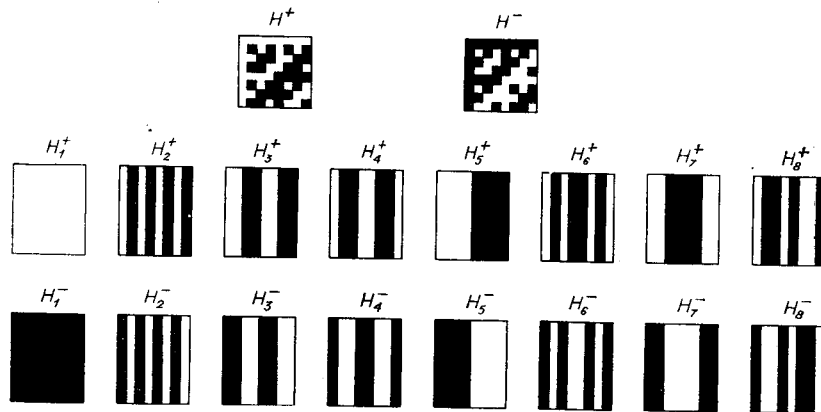


Рис. 7.

Таблица 2

1	0,015	0,007	0,003	0,009	0,002	0,015	0,010
0,0	0,0	0,0	0,004	0,0	0,004	0,002	0,002
0,002	0,006	0,002	0,006	0,006	0,006	0,002	0,0
0,004	0,01	0,002	0,002	0,004	0,002	0,004	0,006
0,002	0,004	0,002	0,002	0,01	0,0	0,002	0,004
0,0	0,006	0,004	0,004	0,004	0,006	0,0	0,002
0,008	0,0	0,006	0,004	0,0	0,004	0,008	0,0
0,0	0,004	0,002	0,006	0,0	0,002	0,002	0,002

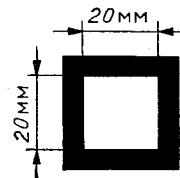


Рис. 8.

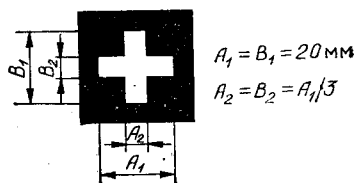


Рис. 9.

неравномерностью интенсивности освещения и остаточным виньетированием оптической системы. Оценки показывают, что при неравномерности освещения 4—5% значения некоторых из «нулевых» компонент в спектре Уолша составляют 0,7% от компоненты F_{11} .

Второе анализируемое изображение и его размеры приведены на рис. 9. Значения нормированных спектральных компонент показаны в табл. 3. В числителе приведены расчетные значения компонент, в знаменателе — их экспериментальные оценки. Максимальная приведенная погрешность вычислений составляет 1,9%, среднее значение 0,7%.

Таблица 3

1	0	0	0,429	0	-0,429	-0,429	0
1	0,00	0,005	0,410	0,006	-0,420	-0,435	0,012
0	0	0	0	0	0	0	0
0,0	0,01	0,002	-0,002	0,002	0,002	0,002	0,00
0	0	0	0	0	0	0	0
0,013	-0,001	0,00	-0,005	-0,005	-0,01	-0,005	0,002
0,429	0	0	-0,143	0	0,143	0,143	0
0,414	-0,003	0,006	-0,150	0,013	0,142	0,140	0,01
0	0	0	0	0	0	0	0
0,01	0,001	0,002	0,01	0,005	-0,01	0,015	0,015
-0,429	0	0	0,143	0	-0,143	-0,143	0
-0,414	0,006	-0,001	0,142	-0,015	-0,137	-0,134	0,005
-0,429	0	0	0,143	0	-0,143	-0,143	0
-0,410	0,012	0,005	0,140	-0,01	-0,134	-0,131	0,003
0	0	0	0	0	0	0	0
0,001	0,001	0,003	0,009	-0,007	-0,01	0,001	0,003

Заключение. Отметим возможности предлагаемого способа оптического вычисления компонент спектра Уолша.

Способ и реализующая его оптическая система пригодны для спектрального анализа как двухградационных, так и полутоновых изображений.

Уровень погрешностей, имеющий место в экспериментах, может быть уменьшен в несколько раз при повышении качества исходных транспарантов и применении специально рассчитанной оптики.

Размерность матрицы Адамара в оптической системе может достигать довольно больших значений. Она определяется размером рабочего поля оптической системы, ее разрешающей способностью, точностью установки транспарантов, чувствительностью фотоприемника и т. п.

Время вычислений зависит от времени смены изображений и координат Адамара.— ТИИЭР, 1969, № 1.

- И. С. Гибин, Е. С. Нежевенко, О. И. Потатуркин, П. Е. Твердохлеб. Когерентно-оптические устройства для обобщенного спектрального анализа изображений.— Автметрия, 1972, № 5.
- Е. С. Нежевенко, О. И. Потатуркин, П. Е. Твердохлеб. Линейные оптические системы для выполнения интегральных преобразований общего вида.— Автметрия, 1972, № 6.
- О. И. Потатуркин, П. Е. Твердохлеб, Ю. В. Чугуй. Обобщенный спектральный анализ изображений с использованием силуэтных фильтров.— Автметрия, 1973, № 5.
- H. R. Arsenault, Conditions for Space Invariance in Optical Data Processors Used with Coherent or Noncoherent Light.— Appl. Opt., 1972, v. 11, N 10.

Поступила в редакцию 13 мая 1974 г.

УДК 621.378.33 : 621.376 : 621.373.826

**М. И. ЗАХАРОВ, К. М. СОБОЛЕВСКИЙ, Ю. Н. ТИЩЕНКО,
Ю. В. ТРОИЦКИЙ, Д. В. ШЕЛОПУТ, Т. А. ШЕЛОПУТ**

(Новосибирск)

О НЕКОТОРЫХ ВОЗМОЖНОСТЯХ УПРАВЛЯЕМОГО ПО УГЛУ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ВЫВОДА ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ОКГ

Значение управления лазерным излучением — амплитудными характеристиками (модуляция), пространственными (сканирование) и частотными — в настоящее время является общепризнанным. Как известно (см., например, [1—3]), один из перспективных методов такого управления — использование акустооптических ячеек. Заманчиво при этом внесение ячейки непосредственно в резонатор. Интенсивность поля световой волны внутри резонатора лазера значительно (в десятки или даже сотни раз) больше, чем снаружи. Поэтому акустооптическая ячейка, помещенная в резонатор лазера, должна бы обеспечить управление выводимым световым пучком заданной результирующей интенсивности при гораздо меньших управляющих акустических мощно-