

**ОПТИЧЕСКИЕ
КОНТРОЛЬНО-ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ
И ДАТЧИКИ**

УДК 535.42 : 535.31 : 53.082.5

В. В. ВЕРТОПРАХОВ
(Новосибирск)

**ОКОНТУРИВАНИЕ БИНАРНЫХ ОБЪЕКТОВ
В ЧАСТИЧНО КОГЕРЕНТНОМ ПОЛИХРОМАТИЧЕСКОМ СВЕТЕ**

Введение. Существующие оптические методы обработки изображений, используемые, например, при распознавании и согласованной фильтрации изображений [1, 2], при бесконтактном контроле геометрии промышленных изделий [3], предполагают, как правило, предварительное оконтуривание — высокочастотную фильтрацию изображений [4]. В случае контроля изделий эта операция позволяет путем устранения в их изображениях неинформативных (прозрачных и темных) областей выделить границы объекта, что дает возможность увеличить точность измерений, повысить быстродействие.

Операция оконтуривания, изученная достаточно хорошо [4—7], реализуется обычно в когерентном (лазерном) свете. Однако эксплуатационные характеристики отечественных лазеров, как известно, заметно уступают традиционным источникам света — лампам накаливания. Применение последних для обработки изображений сдерживается их малой областью когерентности, приводящей к трудностям получения контурных изображений с приемлемыми для практики геометрическими и энергетическими параметрами. Прогресс в технологии производства светосильных галогенных ламп с малым размером тела накала заставляет при реализации операции оконтуривания в частично когерентном полихроматическом свете по-новому взглянуть на традиционные источники света. Характеристики контурных изображений, формируемых при таком освещении, изучены крайне слабо. В этой связи можно упомянуть лишь работы [8, 9], в которых рассмотрение пространственной фильтрации в частично когерентном свете ограничивается весьма малыми угловыми размерами источников, что не позволяет воспользоваться полученными результатами при использовании ламп накаливания. Кроме того, выходное распределение интенсивности в изображении представляется в виде рядов, что затрудняет физическую интерпретацию и численные оценки параметров изображения, и, как следствие этого, большая часть выводов в [8, 9] сделана лишь на качественном уровне.

Удовлетворительное описание процесса локальной фильтрации изображений дает двухточечная модель [10], согласно которой достаточно выделить в протяженном источнике только два точечных взаимно некогерентных источника. Во всех публикациях, посвященных вопросам пространственной фильтрации изображений, рассматривается случай практически монохроматического излучения ($\Delta\lambda/\lambda \ll 1$). В [10] сделана попытка исследовать на качественном уровне полихроматическое освещение ($\Delta\lambda/\lambda > 1$).

В настоящей работе получила дальнейшее развитие двухточечная модель протяженного источника, которая распространяется на случай

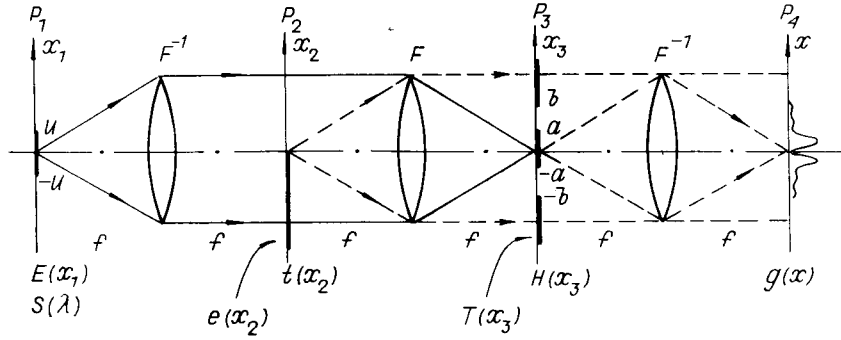


Рис. 1

полихроматического источника. На основе этой модели рассмотрен процесс пространственной фильтрации бинарных объектов, исследованы характеристики их контурных изображений в частично когерентном полихроматическом свете малогабаритных ламп накаливания. Даются рекомендации по выбору параметров системы фильтрации, обеспечивающих получение контуров высокого качества.

Анализ ограничивается случаем одномерной фильтрации одномерных объектов, что, однако, по существу, не влияет на обоснованность выводов и распространение их на двумерный случай. Кроме того, одномерная фильтрация облегчает проведение экспериментальной проверки получаемых результатов. Все рассмотрение ведется в предположении дифракционно-ограниченной оптики.

Фильтрация в свете протяженного источника. 1. *Случай монохроматического излучения.* Схема типичной оптической системы для выполнения операции оконтурирования приведена на рис. 1. Протяженный полихроматический источник света, расположенный в плоскости P_1 , характеризуется пространственным распределением интенсивности света $E(x_1)$ и спектральной плотностью излучения $S(\lambda)$. Рассмотрим сначала случай монохроматического освещения, т. е. зафиксируем длину волны λ излучения. Такой источник формирует в плоскости P_2 распределение амплитуды света

$$e(x_2) = F^{-1}\{\sqrt{E(x_1)}\} = \sqrt{qS(\lambda)} \int \sqrt{E(x_1)} \exp(iQx_1x_2) dx_1, \quad (1)$$

где $F^{-1}\{\cdot\}$ — операция обратного преобразования Фурье; $q = 1/\lambda f$; $Q = 2\pi q = 2\pi/\lambda f$. При освещении таким световым полем объекта (плоскость P_2) с амплитудной функцией пропускания $t(x_2)$ в плоскости P_3 формируется спектр пространственных частот $T(x_3) = F\{e(x_2)t(x_2)\}$, где $F\{\cdot\}$ — операция прямого преобразования Фурье. Далее спектр модулируется фильтром пространственных частот $H(x_3)$, в результате чего в выходной плоскости P_4 создается распределение амплитуды вида

$$g(x, \lambda) = F^{-1}\{H(x_3)T(x_3)\} = q\sqrt{S(\lambda)} \iint h(x')t(x-x')\sqrt{E(x_1)} \times \exp[iQx_1(x-x')] dx_1 dx', \quad (2)$$

где $h(x) = F^{-1}\{H(x_3)\}$ — импульсный отклик.

Соответственно распределение интенсивности на выходе системы при освещении объекта протяженным источником света пропорционально величине

$$G(x, \lambda) = |g(x, \lambda)|^2 = q^2 S(\lambda) \iint t(x-x')t^*(x-x'')h(x')h^*(x'') \times \times V(x'-x'') dx' dx'', \quad (3)$$

где $V(x'-x'') = \int E(x_1) \exp[-iQx_1(x'-x'')] dx_1 \quad (4)$

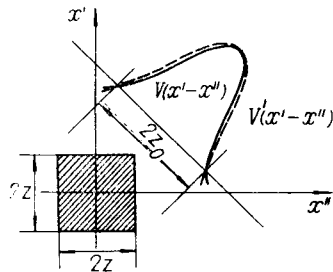


Рис. 2

Тем не менее вычисление интеграла (3) можно существенно упростить, если на ширину импульсного отклика $h(x)$ наложить определенные ограничения. Действительно, большинство систем обработки изображений (в том числе и оконтуривания изображений) имеют «узкий» импульсный отклик. При этом можно считать, что $h(x)$ состоит из центральной области размером $2z$, в которой сосредоточены максимальные значения, и периферийной — с малой интенсивностью. Для оптических систем с бинарными фильтрами периферийная область представляет собой осциллирующие лепестки с малой амплитудой. Пренебрежем действием периферийной области, т. е. положим, что отклик $h(x)$ тождественно равен нулю вне области определения $|x| < z$. В этом случае подынтегральное выражение в (3) будет отлично от нуля на плоскости интегрирования (x', x'') только в центральной ее части (рис. 2) с размером $2z \times 2z$ (т. е. $|x' - x''| < \sqrt{2}z$). Следовательно, функцию $V(x' - x'')$ в выражении (3) можно заменить на произвольную функцию $V'(x' - x'')$, совпадающую, однако, с ней в указанной центральной области. При этом функцию $V'(x' - x'')$ следует выбирать таким образом, чтобы интеграл (3) имел более простое представление.

Рассмотрим источник света с равномерным распределением интенсивности излучения в пределах его размера $2u$ и с единичной мощностью излучения

$$E(x_1) = (1/2u) \text{rect}(x_1/2u), \quad (5)$$

где $\text{rect}\{\cdot\}$ — прямоугольная функция. Функция когерентности такого источника согласно (4) равна

$$V(x' - x'') = \sin[Qu(x' - x'')]/[Qu(x' - x'')], \quad (6)$$

а область когерентности составляет $2z_0 = 1/(qu)$. Если ширина импульсного отклика меньше области когерентности, т. е.

$$\sqrt{2}z < z_0, \quad (7)$$

то функцию $V(x' - x'')$ достаточно аппроксимировать функцией $V'(x' - x'')$ только в области $|x' - x''| < z_0$. Условие (7) часто выполняется на практике: например, в случае проецирующей оптической системы с апертурой $2b$ имеем $z = 1/(qb)$ и условие (7) принимает вид $\sqrt{2}u < b$, который означает, что источник света не должен заполнять всю апертуру системы.

Используя разложение $\sin(x)/x$ в форме бесконечного произведения косинусов дробных углов [11], представим функцию когерентности (6) следующим образом:

$$V(x' - x'') = \prod_{n=1}^{\infty} \cos[Qu(x' - x'')/2^n]. \quad (8)$$

Поскольку в рассматриваемой области когерентности шириной $2z_0$ основной вклад в $V(x' - x'')$ дает первый множитель из (8), то аппроксимирующую функцию можно выбрать в виде

$$V'(x' - x'') = \cos[Qu(x' - x'')/2]. \quad (9)$$

— функция пространственной когерентности источника (* — знак комплексного сопряжения).

Выражение (3) описывает в общем случае результат фильтрации объекта в свете протяженного монохроматического источника. Вычисление двумерного интеграла (3) представляет собой довольно сложную задачу, для решения которой, например, в [8, 9] подынтегральное выражение представляют в виде ряда, что затрудняет физическую интерпретацию полученных результатов.

Погрешность такого приближения в указанной области не превышает 10 %.

Подставим функцию (9) в (3) и после несложных преобразований получим

$$G(x, \lambda) = q^2 S(\lambda) \{ | [t(x) \exp(-iQxu/2)] * h(x) |^2 + | [t(x) \exp(+iQxu/2)] * h(x) |^2 \} / 2, \quad (10)$$

где * — операция свертки. Можно видеть, что это выражение описывает процесс фильтрации изображения в свете двух внеосевых точечных монохроматических источников: $\delta(x_1 - u/2)$ и $\delta(x_1 + u/2)$, некогерентных между собой; $\delta(\cdot)$ — дельта-функция Дирака. Таким образом, действие протяженного источника размером $2u$ сводится к действию двух точечных взаимно некогерентных источников с расстоянием u между ними.

Заметим, что если входное изображение действительное, т. е. $t(x) = t^*(x)$, а фильтр пространственных частот описывается действительной и четной функцией $H(x_3)$, т. е. $h(x) = h^*(x)$, то световые поля, формируемые двумя точечными источниками, будут полностью идентичными. Выражение (10) при этом упрощается:

$$G(x, \lambda) = q^2 S(\lambda) | [t(x) \exp(-iQxu/2)] * h(x) |^2. \quad (11)$$

Следовательно, в случае действительных объектов и откликов эффект протяженного источника сводится к действию одного внеосевого точечного источника.

Таким образом, предложенная точечная модель протяженного источника позволяет свести фильтрацию изображений в частично когерентном свете к случаю когерентного освещения.

Для дальнейшего анализа выходного распределения удобно воспользоваться представлением (11) в виде

$$G(x, \lambda) = q^2 S(\lambda) | t(x) * [h(x) \exp(+iQxu/2)] |^2. \quad (12)$$

Отсюда, используя разложение комплексной экспоненциальной функции на тригонометрические, получим

$$G(x, \lambda) = q^2 S(\lambda) [G_c(x, \lambda) + G_x(x, \lambda)], \quad (13)$$

где

$$G_c(x, \lambda) = | t(x) * h(x) \cos(Qxu/2) |^2; \quad (14)$$

$$G_x(x, \lambda) = | t(x) * h(x) \sin(Qxu/2) |^2. \quad (15)$$

Очевидно, что составляющая интенсивности G_c — результат фильтрации объекта $t(x)$ системой с импульсным откликом $h_c(x) = h(x) \cos(Qxu/2)$, а составляющая G_x — с откликом $h_x(x) = h(x) \sin(Qxu/2)$.

Поскольку ширина импульсного отклика $h(x)$ согласно (7) меньше области когерентности, то форма функции $h_c(x)$ в этой области слабо отличается от $h(x)$ по сравнению с отличиями $h_x(x)$ от $h(x)$, и, таким образом, составляющая G_c несет основную информацию о фильтрованном изображении, а G_x можно рассматривать как искажение изображения, вызванное конечным размером источника света. Действительно, при когерентном освещении ($u = 0$) имеем $G_x = 0$, и составляющая G_c полностью описывает процесс фильтрации.

Такая когерентная модель частично когерентного освещения позволяет свести внеосевую фильтрацию (центры спектра и фильтра не совпадают) к стандартной детально изученной осевой фильтрации [4, 5, 7—9].

2. *Случай полихроматического излучения.* Рассмотрим фильтрацию изображений в свете протяженного полихроматического источника. Спектр его, как известно, можно представить как составленный из большого числа монохроматических компонент. Суперпозиция таких

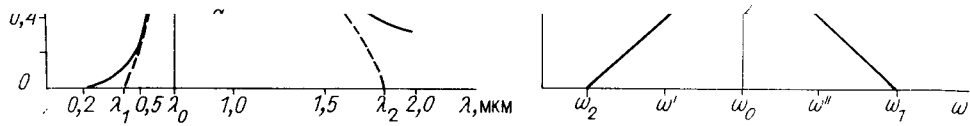


Рис. 3

компонент на выходе оптической системы приводит к изменению распределения света в изображении. Диспергирующим элементом в данной оптической схеме (см. рис. 1) является фильтр $H(x_3)$, выделяющий определенные пространственные частоты изображения, масштаб которых в фокальной плоскости зависит от длины волны освещения. Другими словами, этот фильтр для разных длин волн выделяет различные пространственные частоты, ответственные за формирование изображения.

Учтем вклад в изображение всех спектральных составляющих:

$$G(x) = \int G(x, \lambda) d\lambda. \quad (16)$$

Для оценки (16) представим его подынтегральную часть на основании (1) — (4) в виде

$$G(x, \lambda) = \int H(x'_3) H^*(x''_3) t(x'_2) t^*(x''_2) E(x_1) \times \\ \times [q^4 S(\lambda) \exp\{-iQ(x'_3 x'_2 - x''_3 x''_2 + x x'_3 - x x''_3 - x_1 x'_2 + \\ + x_1 x''_2)\}] dx'_3 dx''_3 dx'_2 dx''_2 dx_1. \quad (17)$$

Это выражение идентично (3), а с учетом точечной модели протяженного источника и (13).

Выделим в подынтегральном выражении (17) члены $N(X)$, $M(X, \lambda)$, где первый из них зависит только от координат, а второй — от координаты и длины волны излучения (X — обобщенная координата). Подставим выражение (17) с учетом этого замечания в (16):

$$G(x) = \int N(X) \left[\int M(X, \lambda) d\lambda \right] dX. \quad (18)$$

Для вычисления в (18) сомножителя в квадратных скобках перейдем от представления спектральной плоскости $S(\lambda)$ как функции длины волны к зависимости от временной частоты $\omega = c/\lambda$ излучения:

$$\int M(X, \lambda) d\lambda = \int [S(\lambda)/(\lambda f)^4] \exp[-iQy(X)] d\lambda = \\ = -c^{-2} f^{-4} \int (\omega^2/c) S(c/\omega) \exp[-i2\pi\omega y(X)/cf] d\omega, \quad (19)$$

где c — скорость света; $y(X)$ — функция от обобщенной координаты в соответствии с выражениями (17) и (18). Далее с целью оценки интеграла (19) выберем следующую форму спектральной плотности излучения источника (рис. 3, а, штриховая линия):

$$S(\lambda) = \frac{S_0}{\Delta\lambda} \begin{cases} \lambda(1 - \lambda/\lambda_2), & \lambda_0 \leq \lambda \leq \lambda_2; \\ \lambda(\lambda/\lambda_1 - 1), & \lambda_1 \leq \lambda \leq \lambda_0, \end{cases} \quad (20)$$

где λ_1, λ_2 — граничные длины волн; $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$; λ_0 — длина волны в пределах спектра излучения; $S_0 = 6/\Delta\lambda(1 + \lambda_0^2/2\lambda_1\lambda_2)$ — константа, определяемая из условия нормировки: $\int S(\lambda) d\lambda = 1$, где интегрирование ведется по всему спектру.

Такая аппроксимация спектральной плоскости излучения особенно подходит для источников с широким непрерывным спектром таких, как галогенные лампы накаливания. что иллюстрируется на рис. 3 а где $\omega_1 = c/\lambda_1$, $\omega_2 = c/\lambda_2$ — граничные частоты; $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ — ширина спектра излучения; $\omega_0 = (\omega_1 + \omega_2)/2$ — центральная частота излучения. Подставим (21) в (19) и получим

$$\int M(X, \lambda) d\lambda = \frac{S_0 \omega_1 \omega_2 \Delta\omega}{c^3 f^4} \frac{\sin^2 [2\pi y(X) \Delta\omega/4cf]}{[2\pi y(X) \Delta\omega/4cf]^2}. \quad (22)$$

Как уже указывалось выше, функцию $\sin(x)/x$ в центральной части (т. е. при $y(X) < cf/\Delta\omega = \lambda_0 f/(\lambda_1 + \lambda_2)/2\Delta\lambda$) можно аппроксимировать косинусом половинного аргумента, при этом выражение (22) запишется в виде

$$\int M(X, \lambda) d\lambda = \frac{S_0 \Delta\lambda}{16f^4 \lambda_1^2 \lambda_2^2} [2 + \exp(i2\pi y(X) \Delta\omega/4cf) + \exp(-i2\pi y(X) \Delta\omega/4cf)] \exp(-i2\pi y(X) \omega_0/cf). \quad (23)$$

Подставим полученное выражение (23) в (18), и после несложных преобразований последнее примет следующий вид:

$$G(x) = \frac{S_0 \Delta\lambda}{16f^4 \lambda_1^2 \lambda_2^2} \left[2 \int N(X) \exp(-i2\pi y(X) \omega_0/cf) dX + \int N(X) \exp(-i2\pi y(X) \omega'/cf) dX + \int N(X) \exp(-i2\pi y(X) \omega''/cf) dX \right], \quad (24)$$

где $\omega' = \omega_0 - \Delta\omega/4$, $\omega'' = \omega_0 + \Delta\omega/4$. Раскрывая значения X , $N(X)$ и $y(X)$ в выражении (24) и интегрируя каждое из слагаемых, получим суперпозицию монохроматических распределений $G(x, \lambda)$ вида (17), за исключением коэффициентов $q^4 S(\lambda)$, которые учтем следующим образом:

$$G(x) = \frac{S_0 \Delta\lambda}{16f^4 \lambda_1^2 \lambda_2^2} \left[2 \frac{(\lambda_0 f)^4}{S(\lambda_0)} G(x, \lambda_0) + \frac{(\lambda' f)^4}{S(\lambda')} G(x, \lambda') + \frac{(\lambda'' f)^4}{S(\lambda'')} G(x, \lambda'') \right], \quad (25)$$

где $\lambda' = c/\omega' = 2\lambda_0 \lambda_2/(\lambda_2 + \lambda_0)$, $\lambda'' = c/\omega'' = 2\lambda_0 \lambda_1/(\lambda_1 + \lambda_0)$, $\lambda_0 = c/\omega_0 = 2\lambda_1 \lambda_2/(\lambda_1 + \lambda_2)$.

Значения спектральной плотности на различных длинах волн находятся из выражения (20) и равны $S(\lambda_0) = S_0 \lambda_0^2/2\lambda_1 \lambda_2$, $S(\lambda') = S_0 \lambda'^2/4\lambda_1 \lambda_2$, $S(\lambda'') = S_0 \lambda''^2/4\lambda_1 \lambda_2$. После несложных преобразований окончательно получим

$$G(x) = (\Delta\lambda/4\lambda_1 \lambda_2) [\lambda_0^2 G(x, \lambda_0) + \lambda'^2 G(x, \lambda') + \lambda''^2 G(x, \lambda'')] = D \{ 2\lambda_0^2 [G_c(x, \lambda_0) + G_x(x, \lambda_0)] + \lambda'^2 [G_c(x, \lambda') + G_x(x, \lambda')] + \lambda''^2 [G_c(x, \lambda'') + G_x(x, \lambda'')] \}, \quad (26)$$

где $D = 3/[4f^2(2\lambda_1 \lambda_2 + \lambda_0^2)\lambda_1 \lambda_2]$ — константа.

Таким образом, широкий спектр излучения источника света распадается на три монохроматические составляющие с длинами волн λ_0 , λ' , λ'' в пределах спектра излучения $\Delta\lambda$. Каждая из этих составляющих дает свой вклад, определяемый выражением (10) или (13), в результирующее распределение интенсивности (26) отфильтрованного изображения.

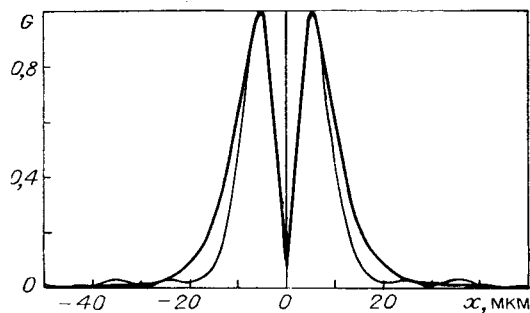


Рис. 4

Рассмотрим предельный монохроматический случай, когда $\lambda_1 \rightarrow \lambda_2 \rightarrow \lambda$ ($\Delta\lambda = 0$). Как и следовало ожидать, из выражений (16) и (26) получаем тождественные результаты: $G(x) = q^2 [G_c(x, \lambda) + G_x(x, \lambda)]$.

Такое трехчастотное представление позволяет достаточно хорошо описывать процесс фильтрации в свете полихроматического источника, что иллюстрируется на рис. 4, где жирная линия — результат численного интегрирования (16) с реальным спектром излучения (см. рис. 3, а), тонкая линия — трехчастотное представление (26) при $\lambda_1 = 0,4$ мкм, $\lambda_2 = 1,8$ мкм, $\lambda_0 = 0,65$ мкм, $\lambda' = 0,96$ мкм и $\lambda'' = 0,50$ мкм.

Наблюдаемые отличия между точным решением и обсуждаемой трехчастотной моделью излучения полихроматического источника несущественны с точки зрения основных параметров контурных изображений бинарных объектов, рассматриваемых ниже.

Оконтуривание бинарным фильтром. 1. Случай монохроматического источника. Применим полученные результаты для анализа оконтуривания изображений бинарными фильтрами, легко реализуемыми на практике.

Определим основные параметры контурного изображения, полученного первоначально в свете монохроматического источника света, а затем учтем спектральный состав излучения. В этом случае фильтр $H(x_3)$, установленный в частотной плоскости P_3 (см. рис. 1), состоит из двух областей — непрозрачного экрана размером $2a$ в центре и ограничивающей апертуры размером $2b$ — и описывается выражением

$$H(x_3) = \text{rect}(x_3/2b) - \text{rect}(x_3/2a), \quad (27)$$

т. е. через «окна» фильтра шириной $(b - a)$ проходит только дифрагированный на объекте свет. Соответственно импульсный отклик оптической системы запишется следующим образом:

$$h(x) = [\sin(Qbx) - \sin(Qax)]/\pi x. \quad (28)$$

Известно, что любой бинарный объект можно представить в виде алгебраической комбинации полуплоскостей, причем если минимальный размер элемента объекта намного превышает величину разрешающей способности оптической системы фильтрации, то взаимным влиянием различных элементов можно пренебречь [12]. Примем эти условия и поместим во входной плоскости P_2 объект, представляющий собой полуплоскость

$$t(x_2) = \begin{cases} 1, & x_2 \geq 0; \\ 0, & x_2 < 0. \end{cases} \quad (29)$$

Подставим выражения (28) и (29) в (14), (15) и после несложных преобразований получим составляющие интенсивности

$$G_c(x, \lambda) = [\text{Si}(Qx(b - u/2)) - \text{Si}(Qx(a + u/2)) + \text{Si}(Qx(b + u/2)) - \text{Si}(Qx(a - u/2))]^2/4; \quad (30)$$

$$G_x(x, \lambda) = [\text{Ci}(Qx(b - u/2)) + \text{Ci}(Qx(a + u/2)) - \text{Ci}(Qx(b + u/2)) - \text{Ci}(Qx(a - u/2))]^2/4, \quad (31)$$

где $\text{Si}(z) = \int_0^z \sin(x)/x dx$, $\text{Ci}(z) = -\int_z^\infty \cos(x)/x dx$ — интегральные синус

и косинус. Заметим, что эти результаты (30), (31) могут быть получены смещением фильтра на величину $u/2$, предложенным в [6].

Типичный вид распределения интенсивности света в контуре резкого края, построенном в соответствии с выражениями (13) и (30), (31), приведен на рис. 5. Контур имеет симметрично расположенные два основных лепестка, разделенные минимумом в точке $x=0$ и рядом боковых лепестков. Характерно, что в отличие от когерентного случая [4, 5] интенсивность в месте геометрического положения края ($x=0$) не равна нулю [8, 9].

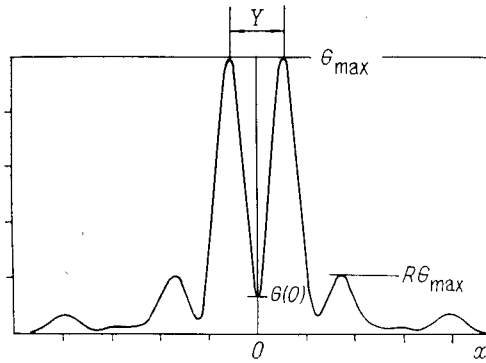


Рис. 5

В связи с этим будем описывать контурное изображение следующими параметрами: максимальной интенсивностью основных лепестков G_{\max} , расстоянием Y между их максимумами, отношением R уровня боковых лепестков к максимальной интенсивности основных лепестков, контрастом K контура в точке $x=0$, $K = [G_{\max} - G(0)]/[G_{\max} + G(0)]$.

Определим эти параметры. Как известно, экстремальные точки функции $G(x, \lambda)$ находятся из уравнения $d(G(x, \lambda))/dx = 0$. Подставим в него выражение (12) и получим

$$t(x) * [h(x) \exp(+iQxu/2)] \{ [dt(x)/dx] * [h(x) \exp(-iQxu/2)] + t(x) * [h(x) \exp(-iQxu/2)] \} [dt(x)/dx] * [h(x) \exp(+iQxu/2)] = 0. \quad (32)$$

Поскольку объект представляет собой резкий край (29), то $dt(x)/dx = \delta(x)$ и, следовательно, выражение (32) после несложных преобразований принимает вид

$$2h(x) \{ [t(x) \cos(Qxu/2)] * h(x) \} = 0. \quad (33)$$

Таким образом, экстремальные точки функции $G(x, \lambda)$ лежат в нулях импульсного отклика $h(x)$ и нулях амплитуды контура края $t(x)$, промодулированной функцией $\cos(Qxu/2)$. Пространственная частота этой модуляции превышает размер области когерентности, и вследствие этого она слабо влияет на положение x_i первых нулей амплитуды когерентного контура. Координата x_i , как показано в [4], приближенно имеет вид

$$\tilde{x}_i = 2/Qa = \lambda f/\pi a. \quad (34)$$

Положения нулей импульсного отклика находятся из выражения (28) и лежат в точках

$$x_n = n/q(b - a) \quad (n = 0, 1, 2, \dots); \quad (35)$$

$$x_m = (1 + 2m)/2q(b + a) \quad (m = 0, 1, 2, \dots).$$

Обратим внимание, что положение экстремальных точек не зависит от размеров освещающего источника и совпадает, таким образом, со случаем когерентного освещения. Координаты этих точек (34), (35) в зависимости от относительного параметра оконаливающего фильтра a/b приведены на рис. 6. Координата точки x_n при $n=0$ всегда соответствует положению центрального минимума и на рис. 6 совпадает с осью абсцисс. Точка x_0 при $m=0$ соответствует положению максимума основного лепестка. В точках x_i распределение интенсивности контура имеет минимум (или нуль в случае когерентного освещения). Кроме того, на рис. 6 (штриховые линии) приведены результаты численного

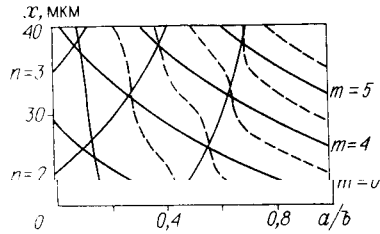


Рис. 6

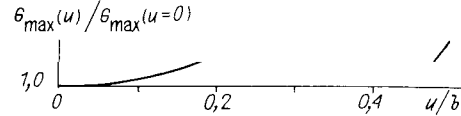


Рис. 7

решения уравнения (33) для точек x_i . Видно, что приближенное решение (34) дает удовлетворительные результаты только при малых размерах экрана фильтра, т. е. при $a \ll b$.

Теперь определим расстояние между максимумами основных лепестков:

$$Y = 2x_0 = 1/q(a + b) = \lambda/(a + b), \quad (36)$$

которое также не зависит от размера источника и совпадает со случаем формирования контура в когерентном свете. Выражение (36) является точным значением Y в отличие от найденных в [4, 8] приближений $Y = \lambda f/b$, справедливых при малых размерах экрана фильтра, т. е. при $a \ll b$.

Интенсивность контурного изображения (13) в экстремальных точках x_m, x_n равна

$$G(x_{m,n}, \lambda) = q^2 S(\lambda) [G_c(x_{m,n}) + G_x(x_{m,n})], \quad (37)$$

где

$$G_c(x_m) = \{ \text{Si}[\pi(1+2m)(b-u/2)/(b+a)] - \text{Si}[\pi(1+2m)(a+u/2)/(b+a)] + \text{Si}[\pi(1+2m)(b+u/2)/(b+a)] - \text{Si}[\pi(1+2m)(a-u/2)/(b+a)] \}^2/4; \quad (38)$$

$$G_x(x_m) = \{ \text{Ci}[\pi(1+2m)(b-u/2)/(b+a)] + \text{Ci}[\pi(1+2m)(a+u/2)/(b+a)] - \text{Ci}[\pi(1+2m)(b+u/2)/(b+a)] - \text{Ci}[\pi(1+2m)(a-u/2)/(b+a)] \}^2/4; \quad (39)$$

$$G_c(x_n) = \{ \text{Si}[2\pi n(b-u/2)/(b-a)] - \text{Si}[2\pi n(a+u/2)/(b-a)] + \text{Si}[2\pi n(b+u/2)/(b-a)] - \text{Si}[2\pi n(a-u/2)/(b-a)] \}^2/4; \quad (40)$$

$$G_x(x_n) = \{ \text{Ci}[2\pi n(b-u/2)/(b-a)] + \text{Ci}[2\pi n(a+u/2)/(b-a)] - \text{Ci}[2\pi n(b+u/2)/(b-a)] - \text{Ci}[2\pi n(a-u/2)/(b-a)] \}^2/4. \quad (41)$$

Из этих выражений нетрудно видеть, что хотя общая интенсивность лепестков зависит от длины волны освещения (определяется $q^2 S(\lambda)$ в (37)), распределение интенсивностей между отдельными лепестками от нее не зависит, что следует, в свою очередь, из отсутствия зависимости $G_c(x_{m,n})$ и $G_x(x_{m,n})$ от длины волны.

Определим интенсивность основных лепестков

$$G_{\max} = G(x_0, \lambda) = q^2 S(\lambda) [G_c(x_0) + G_x(x_0)], \quad (42)$$

где G_c, G_x находятся из выражений (38), (39) при $m = 0$. При условии $b > a$ (в нашем случае выполняется всегда) они могут быть оценены

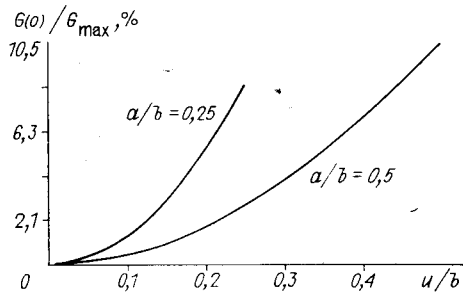


Рис. 8

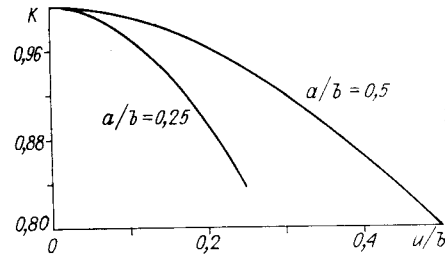


Рис. 9

с погрешностью, не превышающей 10 %, следующим образом:

$$G_c(x_0) = 2 \sin^2 \left[\frac{\pi(b-a)}{4(b+a)} \right] \cos^2 \left[\frac{\pi u}{4(b+a)} \right];$$

$$G_x(x_0) = \frac{1}{4} \left\{ \ln \left[\frac{(b-u/2)(a+u/2)}{(b+u/2)(a-u/2)} \right] + \frac{\pi^2(b-a)u}{2(b+a)^2} \right\}^2. \quad (43)$$

На рис. 7 приведена зависимость (в случае $a/b = 0,5$) максимальной интенсивности основных лепестков $G_{\max}(u)/G_{\max}(u=0)$ от относительного размера источника (u/b), нормированная на интенсивность лепестков при точечном источнике ($u=0$). С увеличением размера источника наблюдается рост интенсивности, причем максимальное превышение (50 % и более — конкретное значение зависит от параметров фильтра) достигается при максимальном размере источника для заданного оконтуривающего фильтра: $u=a$. Из анализа выражений (37) — (41) следует, что в точке $x=0$ ($n=0$) наблюдается минимум интенсивности, причем $G_c(0)=0$, и весь вклад в функцию G в указанной точке дает составляющая G_x :

$$G_x(0) = \frac{1}{(2\pi)^2} \ln^2 \left[\frac{(a+u/2)(b-u/2)}{(a-u/2)(b+u/2)} \right]. \quad (44)$$

Зависимость величины $G(0, \lambda) = q^2 S(\lambda) G_x(0)$ от размера источника приведена на рис. 8. Как и следовало ожидать, с увеличением u возрастает интенсивность центрального минимума контурного изображения, однако этот рост незначительный и составляет немногим более 10 % от максимума основных лепестков (при $a/b = 0,5$; $u/b = 0,5$).

Найдем теперь контраст контурного изображения:

$$K = (G_c(x_0) + G_x(x_0) - G_x(0)) / (G_c(x_0) + G_x(x_0) + G_x(0)), \quad (45)$$

где составляющие даются выражениями (43) и (44). Зависимость контраста от размера источника для различных параметров фильтра ($a/b = 0,25$; $a/b = 0,5$) приведена на рис. 9. Анализ показывает, что контраст принимает свое максимальное значение $K=1$ в случае точечного источника ($u=0$), что соответствует когерентному освещению. С увеличением размера источника контраст падает и достигает своего минимального значения при $u=a$, т. е. при максимальном размере источника для заданного фильтра пространственных частот. Указанная зависимость значительно ослабляется при увеличении отношения параметров фильтра a/b .

С целью определения относительного уровня R боковых лепестков исследуем зависимость их интенсивности от размеров оконтуривающего фильтра на основании выражений (37) — (41). Поскольку экстремумы с меньшими значениями индексов m , n имеют большую интенсивность, то для оценки R достаточно рассмотреть только первые лепестки при $m, n = 1, 2, 3$. Обратимся к рис. 10, где приведены отношения интен-

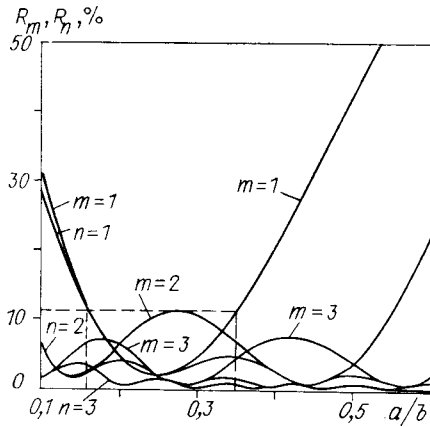


Рис. 10

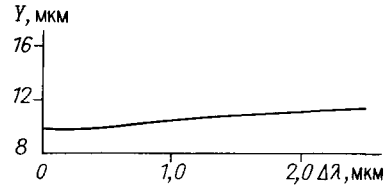


Рис. 11

сивностей боковых лепестков к максимуму основного лепестка: $R_m = G(x_m, \lambda)/G_{\max}$, $R_n = G(x_n, \lambda)/G_{\max}$ — в зависимости от относительного параметра фильтра a/b при соответствующих максимально возможных размерах источника $u = a$. Ясно, что в качестве параметра контура

следует брать максимальное из этих отношений, т. е.

$$R = \max \{R_m, R_n\}. \quad (46)$$

Из анализа указанных зависимостей (см. рис. 10) видно, что в области $0,16 < a/b < 0,35$ величина R не превосходит 11,7 %. Существует оптимальное значение отношения $a/b = 0,2$ (соответствующее точке пересечения $x_{m=1} = x_{n=1}$ на рис. 6), при котором уровень боковых лепестков не превышает 6,5 %. Отметим, что эти цифры незначительно отличаются от аналогичных, полученных при когерентном ($u = 0$) источнике света: 10 и 4 % соответственно при тех же значениях a/b . Эти расчеты косвенно подтверждают основной вывод работы [12], заключающийся в том, что относительная ошибка измерения ширины узких щелей (полосок), вызванная взаимным влиянием их краев, может быть снижена до 5 % независимо от ширины щелей путем оптимального выбора размеров оконтуривающего фильтра: $a/b = 0,2$.

Проведенный анализ контурного изображения, формируемого в свете протяженного монохроматического источника, показывает, что форма и параметры контура слабо отличаются от случая когерентного освещения. Увеличение размера источника приводит, во-первых, к незначительному ($\sim 10\%$) повышению освещенности в месте геометрического положения края и, во-вторых, к слабому увеличению уровня боковых лепестков (единицы процентов), а такой параметр, как расстояние между максимумами основных лепестков, совсем не зависит от размера источника.

2. *Случай полихроматического источника.* Учтем, наконец, влияние спектрального состава излучения на параметры контура. Конечная ширина спектра излучения источника света приводит в основном к уширению контурного изображения (на рис. 4 — жирная линия) по сравнению со случаем монохроматического источника (тонкая линия). Обратимся к выражению (26), в котором составляющая $G(x, \lambda')$ имеет больший масштаб по координате x , а $G(x, \lambda'')$ — меньший по сравнению с составляющей $G(x, \lambda_0)$. При рассмотрении основных лепестков этих компонент (при их суперпозиции согласно (26)) видно, что две из них $G(x, \lambda')$ и $G(x, \lambda'')$ как бы накладываются на составляющую с центральной частотой $G(x, \lambda_0)$. При этом можно предположить, что расстояние между максимумами основных лепестков распределения $G(x)$ будет равно полусумме ширин составляющих $G(x, \lambda')$ и $G(x, \lambda'')$:

$$Y = (Y' + Y'')/2 = Y_0(\lambda' + \lambda'')/2\lambda_0, \quad (47)$$

где Y' , Y'' , Y_0 — расстояние между максимумами основных лепестков составляющих $G(x, \lambda')$, $G(x, \lambda'')$ и $G(x, \lambda_0)$ соответственно. Выразим

величину Y через параметры $\Delta\lambda$ и λ_0 :

$$Y = Y_0 \{1 + (\Delta\lambda/\lambda_0)^2 / [8 + 8\sqrt{1 + (\Delta\lambda/\lambda_0)^2} + 3(\Delta\lambda/\lambda_0)^2]\}. \quad (48)$$

Эта зависимость ширины контура Y от ширины спектра излучения $\Delta\lambda$ является очень слабой и практически линейной в широкой полосе излучения источника.

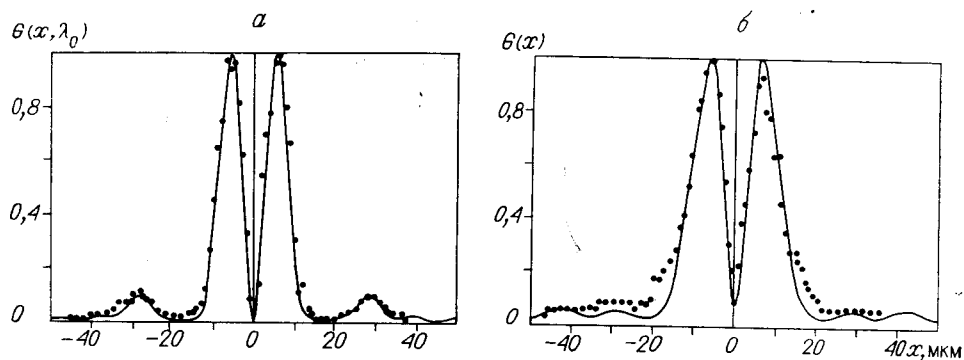
Приближенное определение величины Y выражением (47) хорошо согласуется с точным значением Y , полученным вычислением координат максимумов лепестков $G(x)$ из численного решения уравнения $dG(x)/dx = 0$. Это обстоятельство иллюстрируется на рис. 11, где приведена зависимость ширины контура Y от ширины спектра $\Delta\lambda$ при $\lambda_0 = 0,65$ мкм; точное и приближенное (48) значения совпадают в пределах толщины линии.

Что касается контраста контура, то из анализа выражений (45) и (43), (44) можно определить, что он не зависит от длины волны излучения и, следовательно, от спектрального состава излучения источника света.

Отметим, что понятие боковых лепестков, введенное для контурных изображений, получаемых в монохроматическом свете, не совсем корректно для случая полихроматического освещения. Действительно, в последнем случае положение боковых максимумов зависит от λ , и при непрерывном спектре излучения источника все лепестки сливаются и образуют «крылья», интенсивность которых спадает с удалением от центральных лепестков. В указанном смысле трехчастотное представление оконтурирования в полихроматическом свете ограничено. Тем не менее такой подход позволяет сделать оценку интенсивности «крыльев» через интенсивность лепестков монохроматических составляющих (46). Такая оценка является оценкой сверху (см. рис. 4), поскольку интенсивности боковых лепестков в трехчастотном представлении намного превышают интенсивности соответствующих составляющих при непрерывном спектре (в силу «перекачивания» всей энергии излучения только в три частоты).

Экспериментальные результаты. Для проверки рассматриваемой двухточечной модели протяженного источника были проведены экспериментальные исследования оконтурирования изображения резкого края в зависимости от параметров оконтуривающего фильтра и размера источника при когерентном и частично когерентном полихроматическом освещении. Экспериментальная установка фильтрации изображения была построена по обычной схеме (см. рис. 1) и имела следующие параметры: фокусное расстояние коллимирующего объектива 125 мм, объективов фурье-преобразования 180 мм; бинарный фильтр представляет собой диафрагму с пределами раскрытия (2*b*) от 6,3 до 19,7 мм, в центре которой помещался непрозрачный экран, его диаметр (2*a*) варьировался от 2 до 8 мм. В качестве источника света использовалась галогенная лампа КГМ12 × 100, действующий размер источника (2*u*) регулировался диафрагмой таким образом, что в плоскости фильтра он составлял от 1,7 до 6,9 мм. В случае когерентного освещения плоскость P_2 (см. рис. 1) освещалась плоской волной, формируемой от лазера ЛГ-52. Контурное изображение лезвия считывалось поточечно фотоприемником с приведенной апертурой 1 мкм с последующей оцифровкой сигнала восьмью разрядами.

На рис. 12 приведены типичные экспериментальные результаты фотометрирования контурного изображения при когерентном (рис. 12, *a*) и частично когерентном (рис. 12, *б*) освещении. Данные получены при следующих параметрах пространственного фильтра: $2b = 16,5$ мм, $2a = 4,0$ мм — и источниках: на рис. 12, *a* — $\lambda = 0,6328$ мкм, $2u = 0$; на рис. 12, *б* — $\lambda_0 = 0,6545$ мкм, $\Delta\lambda = 1,2$ мкм, $2u = 3,5$ мм. Здесь же приведены распределения интенсивности контурного изображения, согласно обсуждаемой модели протяженного источника. Можно видеть, что экспериментальные результаты в пределах погрешности фотометрирования,



нии двухточечной трехчастотной модели протяженного полихроматического источника.

Заключение. В работе исследованы характеристики контурных изображений, формируемых в частично когерентном полихроматическом свете. Двухточечная модель [10] протяженного источника дополнена случаем полихроматического освещения. Основные положения этой модели заключаются в следующем:

А. Протяженный источник света в задачах локальной фильтрации изображений представляется в виде двух взаимно некогерентных точечных источников с расстоянием между ними, равным половине размера протяженного источника, а в случае фильтрации нефазовых объектов при действительном четном фильтре — одним внеосевым точечным источником. Б. Широкий спектр излучения источника света (ламп накаливания) рассматривается как его независимое излучение на трех фиксированных длинах волн. В. Результирующее распределение интенсивности в отфильтрованном изображении строится как простое некогерентное взвешенное сложение распределений, полученных от двух (одного) точечных источников, излучающих на трех длинах волн.

Таким образом, фильтрация изображений в частично когерентном свете сводится к хорошо изученной фильтрации при когерентном монохроматическом освещении. Несмотря на простоту такого представления, эта модель дает удовлетворительное описание локальной фильтрации изображений.

На основе этой модели проанализированы связи между параметрами контурного изображения бинарных фильтров и параметрами оптической схемы фильтрации; получены и уточнены их аналитические оценки. Расчетами и экспериментально показано, что увеличение размера протяженного монохроматического источника приводит, во-первых, к росту интенсивности контурного изображения по сравнению со случаем точечного источника такой же мощности, во-вторых, к незначительному падению контраста контура (из-за интенсивности света в центральном провале до 10 % от максимума интенсивности основных лепестков), в-третьих, лишь к незначительному росту уровня боковых лепестков (с 10 % при точечном источнике до 11,7 % при освещении протяженным источником для $0,16 < a/b < 0,35$). Итак, форма и параметры контурного изображения, формируемого в свете протяженного источника, слабо отличаются от случая когерентного освещения, а такой параметр, как расстояние между максимумами основных лепестков, совсем не зависит от размера источника.

Установлено влияние ширины спектра излучения на параметры контура. Показано, что с увеличением ширины спектра наблюдается

очень слабое практически линейное увеличение расстояния между максимумами основных лепестков. Контраст контура не зависит от ширины спектра излучения. Имеет место слияние боковых лепестков контура в «крылья», интенсивность которых не превышает уровня лепестков когерентного контура.

Проведенный анализ позволяет сделать следующие рекомендации по выбору параметров бинарного оконтуривающего фильтра для получения качественных контурных изображений в свете протяженного полихроматического источника: отношение размера центрального непрозрачного экрана фильтра к его апертуре должно лежать в диапазоне от 0,16 до 0,35 (оптимальным является отношение, равное 0,2). На источник света накладывается единственное принципиальное ограничение: его размер, приведенный к плоскости фильтра, не должен превышать ширины непрозрачного экрана.

Проведенные теоретические и экспериментальные исследования свидетельствуют о перспективности применения протяженных источников (ламп накаливания) в схемах локальной обработки (оконтуривания) объектов.

Автор признателен В. Б. Луппу за помощь при проведении экспериментов, Б. Е. Кривенкову и Ю. В. Чугую за конструктивное обсуждение результатов работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Оптическая обработка информации/Под ред. Д. Кейсесента.— М.: Мир, 1980.
2. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику.— М.: Мир, 1970.
3. Крылов К. И., Прокопенко В. Г., Митрофанов А. С. Применение лазеров в машиностроении и приборостроении.— Л.: Машиностроение, 1978.
4. Кривенков Б. Е., Чугуй Ю. В. Качественное оконтуривание двумерных теневых изображений // Автометрия.— 1979.— № 1.
5. Birch K. G. A spatial frequency filter to remove zero frequency // Opt. Acta.— 1968.— 15, N 2.— P. 113.
6. Birch K. G. An analysis of the generalized binary filter // Opt. Acta.— 1970.— 17, N 1.— P. 43.
7. Gupta S. V., Sen D. Dark-field (diffrimoscopic) images of periodic objects // Opt. Acta.— 1972.— 19, N 2.— P. 125.
8. Gupta S. V., Sen D. Diffrimoscope image formation under partially coherent illumination (straight edge) // Opt. Acta.— 1971.— 18, N 7.— P. 507.
9. Gupta S. V., Sen D. Diffrimoscope image formation under partially coherent illumination (slits and opaque strips) // Ibid.— N 10.— P. 779.
10. Вертопрахов В. В., Луппу В. Б., Чугуй Ю. В. Оконтуривание бинарных объектов в белом свете // VI Всесоюз. школа-семинар по оптической обработке информации: Тез. докл.— Фрунзе: ФПИ, 1986.— Ч. 1.
11. Прудников А. П., Брычков Ю. А., Маричев О. И. Интегралы и ряды. Элементарные функции.— М.: Наука, 1981.
12. Young M. Linewidth measurement by high-pass filtering: a new look // Appl. Opt.— 1983.— 22, N 13.— P. 2022.

Поступила в редакцию 12 апреля 1989 г.

УДК 687.7 : 621.3.019.3 : 681.3

**Е. Н. БОГОМОЛОВ, Н. В. ВАСИЛЕЦ, В. В. ВЕРТОПРАХОВ,
Ю. В. ЧУГУЙ, С. Ф. ШУЛЬЖЕНКО, В. П. ЮНОШЕВ, И. В. ЯРОСЛАВЦЕВ**
(Новосибирск)

ДВУХКАНАЛЬНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ДВИЖУЩИХСЯ ИЗДЕЛИЙ «КОНТУР-3»

Автоматизация производства массовой продукции с одновременным повышением ее качества и производительности труда — одна из актуальных научно-технических задач. Наиболее узким местом ее являются сбо-