

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗМЕРА ПЯТНА В ЛАЗЕРНЫХ СКАНИРУЮЩИХ СИСТЕМАХ С БИНАРНОЙ РЕГИСТРАЦИЕЙ ИЗОБРАЖЕНИЯ

Ми Сук Чжун; Вон Дон Чжу; С. А. Родионов, доктор техн. наук

Приводится решение задачи определения размера пятна сканирующего пучка в случае нелинейного (бинарного) процесса регистрации изображения. Показано, что в этом случае размер реального пятна в два раза меньше воздушного и на порядок более устойчив к изменениям параметров пучка. Анализируются допуски на кривизну изображения для различных случаев регистрации.

Одной из проблем при проектировании оптических сканирующих систем является определение рабочего размера пятна в плоскости сканирования. Как известно, такие системы предназначены для перемещения сфокусированного лазерного пучка по плоскости сканирования, и от размеров пятна этого пучка зависят как параметры оптической системы, так и допустимые остаточные aberrации. Однако до настоящего времени в работах, посвященных таким системам [1, 2], не учитывались особенности регистрации сформированного оптической системой пятна. Обычно за размеры пятна в плоскости регистрации принимается размер области, в которой содержится главная часть энергии пучка, например, 85%. Такой подход вполне пригоден для определения размеров так называемого "воздушного" изображения или, при условиях его линейной регистрации, когда реакция детектора пропорциональна интенсивности "воздушного" изображения. В практике применения сканирующих систем это соответствует, например, устройствам, предназначенным для ввода в компьютер функции распределения освещенности сканируемого объекта. При этом вся сканирующая система может считаться линейной, т.е. выходной сигнал $f(x', y')$ такой системы является сверткой распределения интенсивности $f(x, y)$ на сканируемом объекте с функцией $I(x, y)$, описывающей распределение интенсивности в сканирующем пятне. В этом случае функция $I(x, y)$ может рассматриваться как функция рассеяния точки (ФРТ) сканирующей системы, а ее преобразование Фурье – как оптическая передаточная функция (ОПФ).

Однако во многих случаях процесс регистрации сканирующего пятна является сугубо нелинейным. Это характерно, например, для лазерных принтеров, основанных на применении электрографического процесса, а также для устройств лазерной обработки, в частности, лазерной резки. Для этих процессов реакция детектора схематически может быть представлена следующим образом: если экспозиция материала (а при постоянной скорости движения пятна его интенсивность) меньше определенного уровня I_b , то реакция детектора равна нулю (отсутствует почернение материала, не происходит плавления или выгорания материала и т.д.). Если экспозиция (интенсивность) превосходит указанный уровень, то реакция детектора равна

единице - наступает его почернение, плавление или выгорание. В этом случае можно говорить о *бинарной* регистрации "воздушного" изображения, когда зависимость реакции детектора от интенсивности изображения описывается следующим выражением:

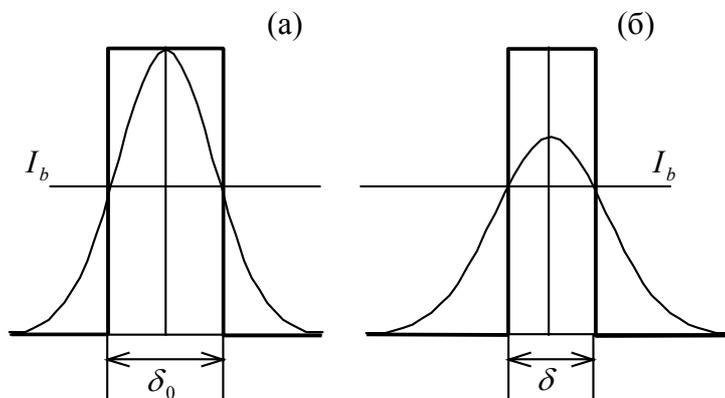
$$I'(x, y) = \begin{cases} 1 & \text{if } I(x, y) \geq I_b \\ 0 & \text{if } I(x, y) < I_b \end{cases} \quad (1)$$

где $I(x, y)$ – "воздушное" изображение; $I'(x, y)$ – детектированное бинарное изображение (см. рисунок). Для таких нелинейных процессов использование понятий ФРТ и ОПФ невозможно, а эффективный размер пятна не связан непосредственно с энергией, в нем содержащейся.

Рассмотрим определение размеров пятна при бинарной регистрации для гауссового распределения энергии в пятне, характерного для лазерных пучков. Из теории гауссового пучка [3] известно, что его нормализованная интенсивность выражается в следующей форме:

$$I(r) = \frac{1}{w} \exp\left\{-2\frac{r^2}{w^2}\right\} \quad (2)$$

где $r^2 = x^2 + y^2$, w – радиус пучка. На расстоянии w от центра интенсивность равна $\exp(-2)$ от максимального значения, то есть в пределах радиуса w содержится, как следует из свойств гауссовой функции, 86,5% энергии пучка.



Размер пятна пучка для бинарного изображения: а – на оси, б – вне оси.

Как следует из выражения (1) и из рисунка, эффективный размер пятна δ при бинарной регистрации зависит как от радиуса пучка w , так и от уровня I_b , причем, поскольку этот уровень может быть выбран в значительной мере произвольно, то эффективный размер также может быть сделан сколь угодно малым:

$$\delta = 2w_b = 2kw \quad (3)$$

где k – коэффициент, зависящий от уровня I_b и, следовательно, также принимающий любые значения. Однако, если мы выберем уровень I_b близким

к значению максимальной интенсивности, чтобы получить малые значения коэффициента k , очевидно, что полученный малый размер пятна будет крайне неустойчивым по отношению к колебаниям этого уровня или изменениям интенсивности "воздушного" изображения. Аналогичные явления происходят в случае выбора I_b малым. Естественно, что оптимальный выбор уровня I_b должен быть таким, чтобы обеспечить максимальную устойчивость размеров пятна. Следует также учесть, что выбранный уровень является общим для всей плоскости регистрации, то есть его номинальное значение сохраняется при движении сканирующего пятна.

Легко увидеть, что оптимальный выбор соответствует точке максимального наклона графика распределения интенсивности в "воздушном" изображении для центральной (осевой) точки поля сканирования, где это изображение является наилучшим. При этом $I_b = I_0 \exp(-1/2)$, где I_b – интенсивность в максимуме пятна для центра поля сканирования; коэффициент k в этом случае равен 0,5, то есть эффективный размер "бинарного" пятна в два раза меньше, чем размер "воздушного" изображения.

При сканировании по полю размер "воздушного" изображения $2w$ будет изменяться из-за аберраций сканирующей системы, из-за изменения угловой апертуры пучка и т.д. Рассмотрим, как при этом изменяется эффективный размер "бинарного" изображения $\delta = 2w_b$ при условии, что общая энергия пучка, как и гауссовый характер распределения интенсивности, остаются неизменными.

Введем два параметра η и γ , показывающие относительное изменение, или "неоднородность", размеров "воздушного" и "бинарного" изображения при движении пятна по полю сканирования:

$$\eta = \frac{w - w_0}{w_0} \text{ или } w = w_0(1 + \eta) \quad (4)$$

$$\gamma = \frac{w_b - w_{b0}}{w_{b0}} \text{ или } w_b = w_{b0}(1 + \gamma) \quad (5)$$

где w_0 и w - полуразмеры осевого и внеосевого "воздушных" изображений гауссовых пучков, содержащие 86,5% энергии пучка, w_{b0} и w_b - полуразмеры осевого и внеосевого "бинарных" изображений тех же гауссовых пучков.

Из выражения (3) легко получить $w_{b0} = kw_0$. Из соотношения (2) для нормализованной интенсивности на определенном выше уровне $I_b = I_0 \exp(-1/2)$ для осевого и внеосевого пучков можно записать:

$$I_b = \frac{1}{w} \exp(-2k^2) = \frac{1}{w} \exp\left\{-2\left(\frac{w_b}{w}\right)^2\right\} \quad (6)$$

Подставляя выражения (4) и (5) в (6), получим:

$$(1 + \eta) \exp(-2k^2) = \exp\left\{-2k^2 \left(\frac{1 + \gamma}{1 + \eta}\right)^2\right\} \quad (7)$$

Логарифмируя обе части выражения (7); получим:

$$\gamma = (1 + \eta) \sqrt{1 - \frac{\ln(1 + \eta)}{2k^2}} - 1 \quad (8)$$

Для малых значений η , т.е. $\eta \ll 1$, и при $k = 0,5$ выражение (8) можно переписать в следующем приближенном виде:

$$\gamma = -\eta^2 \quad (9)$$

Минус в выражении (9) означает, что бинарный размер пятна внеосевого пучка всегда меньше, чем тот же размер для осевого пучка. Кроме того, так как параметр η правой части возводится в квадрат, мы видим, что неоднородность размеров "бинарного" изображения есть величина второго порядка малости по отношению к неоднородности размеров "воздушного" изображения. Для оценки применимости приближенной формулы (9) сравним полученные с ее помощью результаты с таковыми, полученными из точной формулы (8). Например, в соответствии с выражениями (8) и (9), если η имеет значение 20%, то $\gamma = 4\%$. Если $\eta = 40\%$, из выражения (8) получаем $\gamma = 20\%$, а согласно формуле (9) $\gamma = 16\%$. Приведенные результаты показывают, что в пределах $\eta < 40\%$ вполне допустимо использовать приближенную формулу (9).

Таким образом, описанный выше выбор уровня $I_b = I_0 \exp(-1/2)$ действительно обеспечивает наиболее устойчивый размер "бинарного" изображения при изменении размеров "воздушного" изображения.

Для больших значений η выбор $I_b = I_0 \exp(-1/2)$ и, соответственно, $k = 0,5$ может быть не оптимальным. В этом случае надлежащее значение k , минимизирующее γ , можно найти из точного выражения (8).

В выражении (8) привлекает внимание, что процесс бинарного детектирования более благоприятен для получения "однородности" размера пятна, чем другие процессы, и позволяет получить больший допуск для коррекции аберрации.

Рассмотрим этот эффект на примере анализа допуска на кривизну изображения. Сравним допуск на кривизну при использовании "воздушного" изображения и аналогичный допуск в случае использования "бинарного" изображения.

В случае выбора "воздушного" изображения параметр η относительного изменения размеров воздушного пятна, вызванного кривизной изображения (см. формулу (4)), определяется следующим выражением:

$$\eta = \frac{w - w_0}{w_0} = \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} - 1 \quad (10)$$

где z – кривизна изображения, $z_0 = w_0 / v_0 = w_0^2 / J$ – так называемый "радиус расходимости", v_0 – параметр угловой расходимости пучка, $J = w_0 v_0$ – инвариант Лагранжа пучка [4].

Из выражения (10) получим допуск на кривизну при использовании "воздушного" изображения:

$$|z_a| < z_0 \sqrt{2\eta} \text{ или } |z_a| < \frac{\delta_{a0}^2}{4J} \sqrt{2\eta} \quad (11)$$

где δ_{a0} – размер "воздушного" изображения на оси.

Для "бинарного" изображения из (5) и (8) при $k = 0.5$ тем же методом получаем:

$$|z_b| < \sqrt{2} \frac{\delta_{a0}^2}{J} |\gamma|^{1/4} \quad (12)$$

где δ_{b0} – размер "бинарного" изображения на оси, $\delta_{b0} = \delta_{a0} / 2$.

При выводе формул (11) и (12) мы пренебрегаем вторыми и высшими степенями γ и η считая их всегда достаточно малыми. Сравнивая формулы (11) и (12), можно получить отношение допусков на кривизну для "воздушного" и "бинарного" изображений при их равных размерах и при равных допусках на неоднородность размеров пятна, т.е. при $\delta_{b0} = \delta_{a0}$ и $\gamma = \eta$:

$$\left| \frac{z_b}{z_a} \right| = 4 |\gamma|^{-1/4} \quad (13)$$

Допуск на кривизну изображения при бинарной регистрации может быть при прочих равных условиях в $4|\gamma|^{-1/4}$ раз свободнее. Рассмотрим конкретный пример. Если в выражении (11) подставим $J = \lambda / \pi$, что соответствует идеальному одномодовому лазеру ($\lambda = 7800 \text{ \AA}$), $\delta_{b0} = \delta_{a0} = 42,3 \text{ мкм}$ (для 600 dpi.), $\eta = 10\%$. получим $z_a < 0,81$, а по формуле (12) в случае $\gamma = 10\%$, получим $z_b < 5,73$, то есть в 7,1 раз больше, что соответствует формуле (13).

В заключение рассмотрим влияние качества лазерного пучка, определяемого значением инварианта Лагранжа, на размеры пятна при бинарной регистрации. Рассмотрим, как инвариант Лагранжа зависит от качества лазерного пучка в лазерном принтере, использующем так называемый $f - \theta$ объектив [4]. Подставляя $v_0 = A_0 = D / 2f$ и $l = 2f\theta_{\max}$, в соответствии с работой [4], в выражение (3), с учетом того, что $J = w_0 v_0$, получаем формулу для размеров "бинарного" пятна осевого пучка:

$$\delta_0 = 2k \frac{lJ}{D\theta_{\max}} \quad (14)$$

где l – длина строки сканирования, f – фокусное расстояние $f-\theta$ объектива, θ_{\max} – максимальный угол сканирования, D – диаметр параллельного пучка, формируемого коллиматором в пространстве дефлектора.

Нетрудно видеть, что при полной когерентности пучка, т.е. $J = \lambda/\pi$ (например, $\lambda = 7800 \text{ \AA}$, $l = 220 \text{ мм}$, $D = 10 \text{ мм}$, $\theta_{\max} = 45^\circ$, $k = 0,5$), размер пятна пучка $\delta_0 = 6,95 \text{ мкм}$; но если выбрать $J = \lambda$, тогда $\delta_0 = 21,85 \text{ мкм}$. Это означает, что качество лазерного пучка (степень когерентности) в лазерном принтере очень важно, так как, чем меньше размер пучка, тем лучше лазерный принтер и тем выше его разрешение. Поэтому выражение (14) является более общим уравнением, чем известное выражение $\delta_0 = aF\lambda$, где a – фактор формы апертуры, F – знаменатель относительного отверстия, λ – длина волны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Marshall G.F. (Ed.). Optical Scanning. – New York: Marcel Dekker, 1991.
2. Bass (Ed.). Handbook of Optical. Vol. 2. Chapter 19. – New York: McGraw-Hill, 1995.
3. Родионов С.А., Вон Дон Чжу, Ми Сук Чжун. Оптика негомоцентрических световых пучков // Оптический журнал. – 1997. – Т. 64, № 8. – С. 28-31.
4. Ми Сук Чжун, Вон Дон Чжу, Родионов С.А. Оптимизация оптических систем лазерных сканеров // Оптический журнал. – 1997. – Т. 64, № 8. – С. 32-36.