

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
А В Т О М Е Т Р И Я

№ 6

1993

УДК 621.373.826 : 681.7

Г. А. Ленкова

(Новосибирск)

ОСОБЕННОСТИ ПОСТРОЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ СХЕМ
ЛАЗЕРНЫХ СКАНИРУЮЩИХ УСТРОЙСТВ. Ч. I

В представленной первой части статьи анализируются особенности формирования разрешаемого элемента записи в лазерной сканирующей системе (принтере). Проводится сравнение способов получения лазерных сфокусированных пятен малого размера. Рассматриваются влияние степени ограничения лазерного пучка, пороговой чувствительности регистрирующего материала, оптической и реальной глубины фокусировки на размер записываемого элемента и эффективность использования мощности лазерного излучения. Приводятся формулы, таблицы и графики, удобные для практического применения. Результаты анализа и полученные выводы могут быть полезны при создании различных лазерных сканирующих устройств ввода/вывода информации ЭВМ.

Введение. В последние годы в связи с развитием автоматизированных систем обработки информации, а также созданием ЭВМ нового поколения проявляется большой интерес к лазерным сканирующим устройствам. Применение таких устройств для ввода/вывода информации ЭВМ позволяет значительно повысить быстродействие и разрешающую способность автоматизированных систем, а также расширить их функциональные возможности.

Анализ известных лазерных сканирующих систем ввода/вывода информации ЭВМ [1] показывает, что наиболее перспективными являются устройства со скоростной растровой разверткой. Причем лучшими точностными характеристиками обладают те из них, в которых сканирование вдоль строки осуществляется путем быстрого отклонения сфокусированного светового пучка, а переход на последующие строки — непрерывным или дискретным перемещением регистрирующего или считываемого материала. Существенное преимущество таких устройств заключается в применении только одного дефлектора, что значительно упрощает оптическую схему устройства. В качестве дефлектора, т. е. элемента, отклоняющего лазерный пучок, обычно применяют вращающиеся многогранные зеркала (полигоны), дефлекторы типа зеркальных гальванометров, акустооптические и электрооптические устройства. Выбор дефлектора зависит от требований, предъявляемых к сканирующей системе в целом.

Наши исследования были направлены на создание одной из разновидностей сканирующих систем — лазерного печатающего устройства (лазерного принтера) для полиграфической промышленности со следующими параметрами: диаметр элемента записи $30 + 100$ мкм; длина строки $300 + 400$ мм; скорость развертки $2 \cdot 10^6$ элементов/с; точность позиционирования $\pm 0,1$ элемента.

Для применения в принтерах из перечисленных выше дефлекторов электрооптические не обеспечивают требуемое количество разрешимых элементов в строке. Акустооптические устройства представляют собой дорогостоящие устройства. Зеркальные гальванометры обеспечивают высокое разрешение, но имеют ограничение по величине и равномерности скорости развертки. Тем не менее относительная простота конструкции последних оправдывает их приме-

нение в отдельных случаях. И только устройства, основанные на вращении многогранников, удовлетворяют требованиям по разрешению, быстродействию и стоимости, предъявляемым к прецизионным скоростным лазерным принтерам.

В статье представлены некоторые, а именно касающиеся оптической части, аспекты и результаты работы по созданию лазерного принтера для воспроизведения графической, полутоновой и текстовой информации. Рассматриваются и анализируются особенности построения оптических схем лазерных сканирующих устройств с зеркальными дефлекторами типа гальванометров и вращающихся многогранников.

1. Формирование элемента записи. Качество изображения, создаваемого сканирующими устройствами, основанными на развертке светового луча, обеспечивается прежде всего оптическими факторами. Размер светового пятна определяет разрешение или число разрешимых элементов в строке, а его интенсивность — максимальную скорость регистрации. Поэтому при проектировании оптических схем сканирующих устройств основными задачами являются получение сфокусированного пятна малого размера и высокой интенсивности, а также сохранение формы и размера пятна в пределах строки или кадра. Особые преимущества в достижении оптимальных точностных характеристик и быстродействия системы в целом дает применение лазера в качестве источника света. Однако лазерный пучок имеет специфические свойства, которые должны быть учтены при разработке оптических схем.

1.1. Распределение интенсивности в лазерном гауссовом пучке и параметры лазерного излучения. Известно [2], что распределение интенсивности I , в любом сечении одномодового лазерного пучка имеет гауссов характер, а именно:

$$I_r = I_c \exp(-2r^2/\omega_z^2) = \frac{2P}{\pi\omega_z^2} \exp(-2r^2/\omega_z^2), \quad (1)$$

где I_c , I_r — интенсивности в центре пучка и на расстоянии r от центра соответственно, $I_c = 2P/\pi\omega_z^2$; ω_z — радиус пучка на уровне падения интенсивности в e^2 раз; P — полная мощность лазерного излучения. Радиус пучка ω_z связан с параметрами лазерного излучения следующим образом:

$$\omega_z = \sqrt{\omega^2 + (z\Theta)^2} = \omega\sqrt{1 + (\lambda z/\pi\omega^2)^2}, \quad (2)$$

где ω — $1/e^2$ -радиус пучка в минимальном поперечном сечении, т. е. в перетяжке; ω_z — $1/e^2$ -радиус в сечении, отстоящем на расстоянии z от перетяжки; Θ — половинный угол расходимости на $1/e^2$ -уровне интенсивности, равный

$$\Theta = \lambda/\pi\omega. \quad (3)$$

Радиус пучка r на произвольном уровне падения интенсивности определяется из (1) как

$$r = \omega_z \sqrt{0,5 \ln[I_c/I_r]}. \quad (4)$$

После прохождения через линзу распределение интенсивности в лазерном пучке остается гауссовым и сохраняет вид (1), если линза не вносит aberrаций и пучок не ограничивается диафрагмой. Размер и положение перетяжки пучка за линзой в этом случае рассчитываются по формулам [2]:

$$\omega' = \omega f / \sqrt{(d-f)^2 + (\pi\omega^2/\lambda)^2}, \quad (5)$$

$$d' - f = (d-f)f^2 / [(d-f)^2 + (\pi\omega^2/\lambda)^2], \quad (6)$$

где ω и d ; ω' и d' — $1/e^2$ -радиус и расстояние перетяжки лазерного пучка до и после линзы; f — фокусное расстояние линзы.

1.2. Способы формирования лазерного сканирующего пятна. Получение малой перетяжки лазерного пучка, которая может служить сканирующим пятном, возможно с помощью одного короткофокусного объектива (линзы). Однако такой путь подходит для случая механического сканирования, когда объектив перемещается относительно регистрирующего материала. В системах с разверткой луча, которые рассматриваются в статье, для фокусировки лазерного пучка применяются 2- и 3-компонентные системы объективов. При этом по сравнению с однокомпонентной системой увеличивается расстояние от дефлектора до экрана (плечо сканирования) и, следовательно, уменьшается угол развертки при сохранении требуемого формата изображения. Последние обстоятельства имеют существенное значение, так как при этом снижаются требования к конструкции оптических элементов и упрощается технология их изготовления.

В 3-компонентной системе (рис. 1, а) первые две линзы создают широкий коллимированный пучок, третья линза фокусирует его в пятно малого размера. В этом случае расчет параметров лазерного пучка значительно упрощается, так как по условию минимальной расходимости излучения перетяжка пучка после первой линзы должна совпадать с фокальной плоскостью второй, т. е. $d_2 = f_2$. Индексы указывают, что параметры относятся к излучению перед и за линзой с соответствующим порядковым номером. Если, кроме того, предположить, что $d'_1 = f_1$, то расчет можно проводить по приближенным формулам, следующим из (5) и (6):

$$\omega_2 = \omega'_1 = f_1 \lambda / \pi \omega_1, \quad (7a)$$

$$\omega_3 = \omega'_2 = (f_2 / f_1) \omega_1, \quad (7b)$$

$$\omega'_3 = (f_3 / f_2) (\lambda / \pi \omega_1). \quad (7b)$$

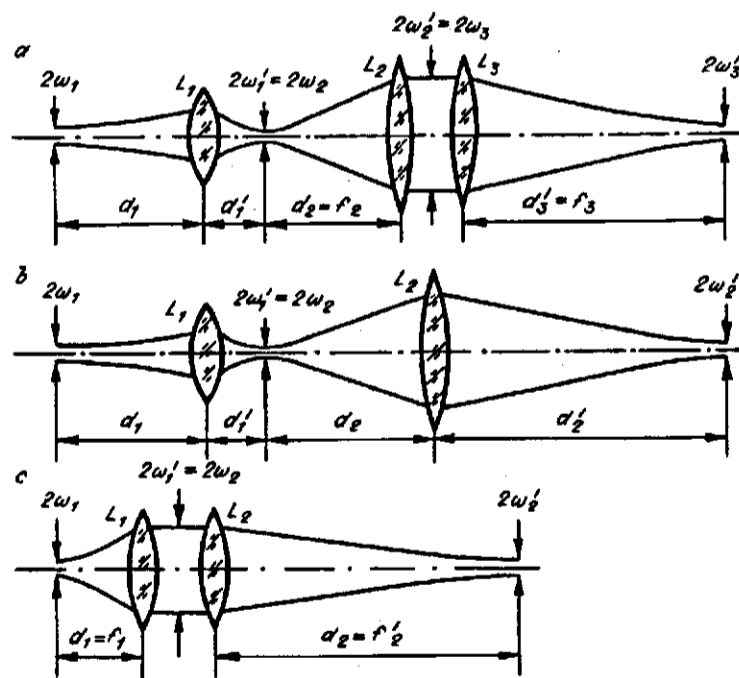


Рис. 1

Рассмотрение 2-компонентной системы (рис. 1, б) можно свести для упрощения расчетов к 3-компонентной, полагая в (7в) $f_2 = d_2$ и $f_3 = d'_2$. Следовательно, получаем

$$f'_2 = d_2 d'_2 / (d_2 + d'_2). \quad (9)$$

Если в качестве источника света применяется полупроводниковый лазер (с круглым телом свечения), то нет необходимости в использовании 2-компонентного коллиматора. Высокая расходимость излучения полупроводникового лазера позволяет получать параллельный пучок достаточной ширины с помощью одной линзы (микрообъектива). Радиус сфокусированного пятна можно определить по формуле, аналогичной промежуточной формуле (7б) для 3-компонентной системы:

$$\omega'_2 = (f_2/f_1)\omega_1, \quad (10)$$

где индексы 1 и 2 относятся соответственно к коллимирующей и фокусирующей линзам (рис. 1, с).

Следует заметить, что положение первой линзы в 2- и 3-компонентных системах относительно перетяжки пучка, выходящего из лазера, влияет на диаметр перетяжки за линзой L_1 . При определенных соотношениях между параметрами лазерного пучка и линзы диаметр перетяжки за линзой может быть значительно меньше, чем рассчитанный по формуле (7а) [3]. В общем случае формулы (7а) — (7в) будут иметь следующий вид:

$$\omega_2 = \omega'_1 = f_1 \lambda / c \pi \omega_1, \quad (7'а)$$

$$\omega_3 = \omega'_2 = c(f_2/f_1)\omega_1, \quad (7'б)$$

$$\omega'_3 = (f_2 f_3 / f_2)(\lambda / c \pi \omega_1), \quad (7'в)$$

где $c = \sqrt{[(d_1 - f_1)\lambda / \pi \omega_1^2]^2 + 1}$ — коэффициент, учитывающий положение перетяжки лазера относительно первой линзы.

Рассмотрим два крайних условия: 1) $(d_1 - f_1) \ll (\pi \omega_1^2 / \lambda)$; 2) $(d_1 - f_1) \gg (\pi \omega_1^2 / \lambda)$. В первом случае $c = 1$, и, следовательно, формула (7'а) для вычисления ω_2 совпадает с (7а), во втором — $c = (d_1 - f_1)\lambda / \pi \omega_1^2$ и $\omega_2 = \omega'_1 = \omega_1 f_1 / (d_1 - f_1)$. При равенстве подкоренных членов в (5) имеем $c = \sqrt{2}$ и $\omega_2 = \omega'_1 = f_1 \lambda / \sqrt{2} \pi \omega_1$.

Анализ формул (7') показывает, что значительные отклонения от (7) могут наблюдаться, если ω_1 имеет малое значение, а $(d_1 - f_1)$ близко к $\pi \omega_1^2 / \lambda$ или больше последнего. Например, при $\omega_1 = 0,1$ мм и $\lambda = 0,442$ мкм имеем $(\pi \omega_1^2 / \lambda) = 71$ мм. Если $f_1 = 12$ мм, то при $d_1 = f_1 + 71$ мм получаем $c = \sqrt{2}$, т. е. ω'_1 в 1,4 раза меньше значения, вычисленного по формуле (7а). Таким образом, удаляя перетяжку входного лазерного пучка от первой линзы, можно уменьшить пятно за линзой, не уменьшая f_1 [3].

Для мощных лазеров, которые применяются в принтерах, $\omega_1 \approx 0,5$ мм и $(\pi \omega_1^2 / \lambda) = 1775$ мм. Если учесть, что удаление перетяжки лазерного излучения на большое расстояние (порядка последней величины) маловероятно, то понятно, что в этом случае практически всегда выполняется условие

$(d_1 - f_1) \ll (\pi\omega_1^2/\lambda)$ и $c = 1$. Следовательно, расчет параметров лазерных пучков в принтерах для 3-компонентной системы можно проводить по приближенным формулам (7).

Можно показать, что для 2-компонентных систем расчет лазерных пучков по приближенным формулам (8) и (9) также достаточно точен, и, следовательно, допущение $f_3 = d_2'$ правомерно. Например, проведем расчет d_2' для параметров, близких к практическим. Положим, что $d_2 = 250$ мм, $f_2 = 200$ мм, $2\omega_2 = 0,025$ мм. Расчет по точным формулам (5), (6) дает $d_2' = 999,6$ мм, а по приближенным (8), (9) — $d_2' = 1000$ мм. Разность значений d_2' составляет 0,4 мм (0,04 %), что не превышает допусков на юстировку и не влияет на размер пятна на регистрирующем материале.

Вышеприведенные формулы применимы для расчета параметров схем, если лазерный пучок не ограничивается диафрагмами или оправами линз. Формирование сфокусированных пятен с ограниченными пучками будет рассмотрено в разд. 1.4.

1.3. Сравнение распределений интенсивности по закону Гаусса и Эйри в сфокусированном лазерном пятне. Рассмотрим два крайних случая, которые возможны при фокусировке лазерного пучка: 1) пучок не ограничен какими-либо диафрагмами; 2) пучок расширен настолько, что можно считать, что в пределах диаметра фокусирующего объектива его интенсивность одинаковая, т. е. равномерная.

В первом случае распределение интенсивности в сфокусированном пятне пучка так же, как и в падающем на объектив, имеет гауссов характер. На рис. 2 приведено распределение интенсивности гауссова пучка в зависимости от расстояния от его центра r , нормированного по отношению к радиусу пучка ω на уровне падения интенсивности в e^2 раз, и отмечены характерные точки: 1 — точка перегиба гауссовой функции с координатами $I/I_c = 0,607$, $r/\omega = 0,5$; 2—5 — точки падения интенсивности соответственно в 2, e , e^2 и 100 раз ($I/I_c = 0,5$; 0,368; 0,135; 0,01 и $r/\omega = 0,59$; 0,707; 1; 1,52). В зависимости от свойств светочувствительного материала, мощности лазера и способа регистрации размер минимального элемента изображения, записанного на регистрирующем материале, будет соответствовать тому или иному значению интенсивности. Обычно это одна из точек, отмеченных на рис. 2.

Если на линзу падает пучок с равномерной интенсивностью, то интенсивность I в сфокусированном пятне в безаберрационной системе, как известно [4], распределяется в соответствии с формулой Эйри:

$$I = I_c [2J_1(x)/x]^2, \quad (11)$$

где I_c — интенсивность в центре пятна, $J_1(x)$ — функция Бесселя первого порядка, $x = \pi r D / \lambda f$, r — расстояние от центра сфокусированного пятна, D — диаметр входного пучка или диаметр линзы, f — фокусное расстояние линзы. Характерная точка распределения Эйри — радиус первого темного кольца ($I = 0$) или так называемый радиус диска Эйри, который равен

$$r_0 = 3,83\lambda f / \pi D.$$

Для дальнейшего анализа особенностей построения оптических схем принтеров представляет практический интерес сравнить распределение интенсивности по Гауссу и

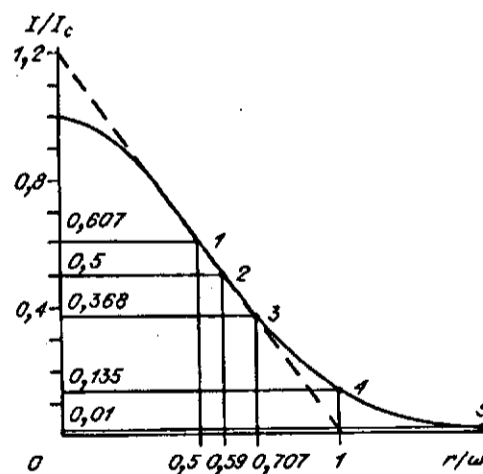


Рис. 2

Таблица 1

I_c/I	I/I_c	$I/I_c = \exp(-2r^2/\omega^2)$			$I/I_c = [J_1(x)/x]^2; x = \pi r D/\lambda$					
		r/ω	$r/r_{0,5}$	$r/r_{0,01}$	x	x/π	r/r_0	r/ω	$r/r_{0,5}$	$r/r_{0,01}$
1,11	0,9	0,23	0,39	0,15	0,65	0,21	0,17	0,25	0,40	0,19
1,25	0,8	0,33	0,57	0,22	0,94	0,30	0,24	0,36	0,58	0,27
1,43	0,7	0,42	0,72	0,28	1,18	0,38	0,31	0,46	0,73	0,35
1,67	0,6	0,51	0,86	0,33	1,40	0,45	0,37	0,54	0,86	0,41
2,00	0,5	0,59	<u>1,00</u>	0,39	1,62	0,52	0,42	0,63	<u>1,00</u>	0,47
2,50	0,4	0,68	1,15	0,45	1,84	0,59	0,48	0,71	1,14	0,54
3,33	0,3	0,78	1,32	0,51	2,08	0,66	0,54	0,80	1,28	0,61
5,00	0,2	0,90	1,53	0,59	2,36	0,75	0,62	0,91	1,46	0,69
10,0	0,1	1,07	1,82	0,71	2,73	0,87	0,71	1,05	1,69	0,80
20,0	0,05	1,22	2,08	0,81	3,01	0,96	0,79	1,16	1,86	0,88
100	0,01	1,52	2,58	<u>1,00</u>	3,42	1,09	0,89	1,32	2,11	<u>1,00</u>
200	0,005	1,63	2,77	1,07	3,53	1,12	0,92	1,36	2,18	1,03
333	0,003	1,70	2,90	1,12	3,59	1,14	0,93	1,39	2,22	1,05
500	0,002	1,76	2,99	1,16	3,63	1,16	0,95	1,40	2,24	1,06
10^3	10^{-3}	1,86	3,16	1,23	3,69	1,18	0,96	1,43	2,28	1,08
10^4	10^{-4}	2,15	3,65	1,42	3,79	1,21	0,99	1,46	2,34	1,11
10^5	10^{-5}	2,40	4,08	1,58	3,83	1,22	<u>1,00</u>	1,49	2,36	1,12
$e^2 = 7,389$	0,135	<u>1,00</u>	1,70	0,66	2,59	0,82	0,67	<u>1,00</u>	1,58	0,76
$e = 2,718$	0,368	0,707	1,20	0,47	1,92	0,61	0,50	0,74	1,19	0,56

Эйри. В табл. 1 приводятся значения расстояний r от центра сфокусированного пятна, рассчитанные по формулам (1) и (11) и нормированные по отношению к ω ; $r_{0,5}$; $r_{0,01}$, т. е. к радиусам на уровне падения интенсивности в e^2 , 2 и в 100 раз, а в случае распределения Эйри также по отношению к r_0 -радиусу кружка Эйри. Пользуясь таблицей, можно легко оценить, как влияет значение пороговой интенсивности (т. е. интенсивности, начиная с которой получается изображение на регистрирующем материале) на размер элемента записи.

Для проведения наглядного сравнения распределений по Гауссу и Эйри положим, что нормированные значения этих функций (соответственно сплошная и штриховая линии на рис. 3) совпадают в центре ($r = 0$) и при одном из радиусов $r = r_{0,5}$; $r = \omega$ или $r = r_{0,01}$ (см. рис. 3, а — с; точки совпадения отмечены кружком). В табл. 1 нормированные значения радиусов для этих точек подчеркнуты. Из рис. 3 и табл. 1 видно, что только в первом случае (а) функции совпадают практически также в промежуточных точках, т. е. от центра ($r/r_{0,5} = 0$) до $r/r_{0,5} = 1$. Следовательно, относительное количество энергии, заключенное в пятне до уровня половинной интенсивности, одинаково для распределения Гаусса и Эйри. Наибольшее расхождение между функциями наблюдается в третьем случае (см. рис. 3, с).

Необходимо отметить несколько особенностей уровня $0,5I_c$. Как следует из вышеизложенного, при регистрации пятна на уровне половинной интенсивности не имеет значения, по какой формуле (Гаусса или Эйри) определяется

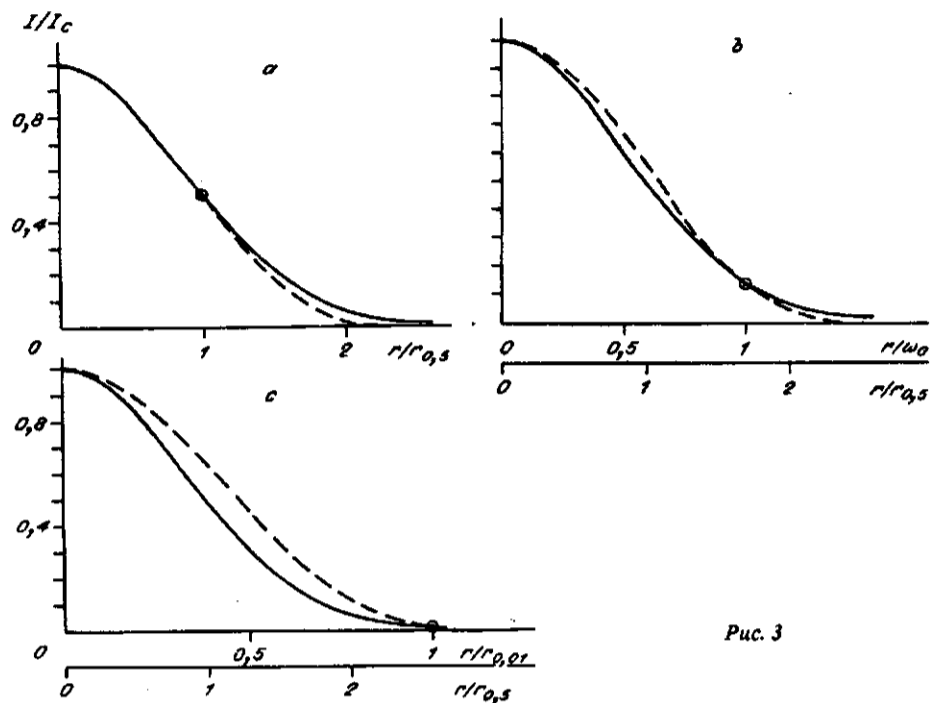


Рис. 3

количество полезной энергии лазерного пучка. Далее будет показано (см. разд. 1.5), что регистрация сфокусированного пятна по уровню $I = 0,5I_c$ — это одно из условий оптимального режима для получения четких изображений линий и отдельных точек. Кроме того, диаметр сфокусированного пятна на уровне $0,5I_c$ меньше зависит от коэффициента заполнения апертуры объектива, чем на других уровнях, при ограничении входного лазерного пучка диафрагмой (см. разд. 1.4). В [5] показано, что расстояния относительно фокуса, на которых интенсивность падает в 2 раза вдоль и поперек оптической оси, совпадают для распределения Гаусса и Эйри. Таким образом, уровень падения интенсивности в 2 раза является предпочтительным во многих отношениях и это должно приниматься во внимание при разработке и расчете схем лазерных принтеров.

1.4. Распределение интенсивности и размеры сфокусированных пятен при ограничении лазерного пучка круглой диафрагмой. При ограничении лазерного пучка диафрагмой или оправой линзы амплитуду поля излучения $A(u)$ в области фокусировки, т. е. в дифракционной картине Фраунгофера или дальней зоне, можно представить на основании [4, 6] в виде

$$A(u) = (2\pi/\lambda f) \int_0^a F(r^2) J_0(ur) r dr, \quad (12)$$

где $u = 2\pi a \rho / \lambda f$; ρ — радиус в фокальной плоскости или в плоскости анализа; a — радиус диафрагмы или оправы линзы (апертура); f — фокусное расстояние; $F(r^2) = \sqrt{I_c} \exp(-r^2/\omega^2)$ — функция зрачка Гаусса и распределение комплексной амплитуды поля в плоскости линзы или входной диафрагмы; $I_c = 2P/\pi\omega^2$ — интенсивность в центре диафрагмы в предположении, что он совпадает с центром лазерного пучка, P — полная мощность лазера; r, ω — текущая радиальная координата и $1/e^2$ -радиус пучка в плоскости линзы соответственно; $J_0(ur)$ — функция Бесселя нулевого порядка.

Разлагая $J_0(ur)$ в эквивалентный бесконечный ряд, интегрируя по частям каждый n -й член $A(u)$ и учитывая, что интенсивность равна $I(u) = |A(u)|^2$, можно получить следующее выражение для распределения интенсивности в фокальной плоскости, аналогичное [7, 8]:

$$I(u) = I \left\{ \exp \left[-\frac{1}{m^2} \left(\frac{u}{2} \right)^2 \right] - \exp(-m^2) \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{[-(u/2)^2]^n}{n!} \sum_{i=0}^n \frac{1}{m^{2(n-i)} i!} \right] \right\}, \quad (13)$$

где $I = 2R\pi\omega^2/\lambda^2 f^2$ — интенсивность в центре неограниченного сфокусированного пучка; $m = a/\omega$ — коэффициент заполнения апертуры.

Первый член в (13) фактически представляет гауссово изменение интенсивности и в параметрах неограниченного сфокусированного пучка имеет вид

режима мал и расчет интенсивности можно проводить по формуле (14). При $m = a/\omega \leq 0,2$ первый член в (13) становится малым и практически остается только второй, который в пределе совпадает с распределением интенсивности по формуле Эйри (11) в дифракционной картине от равномерно освещенной круглой апертуры. Условие $0,2 < a/\omega < 2$ соответствует промежуточному положению, когда следует учитывать оба члена в (13).

На основании (13) можно рассчитать $u(I, m)$, а следовательно, радиус сфокусированного лазерного пятна ρ на заданном уровне интенсивности I и в зависимости от соотношения $m = a/\omega$:

$$\rho(I, m) = \frac{u(I, m) \lambda f}{\pi D} = k(I, m) \frac{\lambda f}{D}, \quad (15)$$

где $D = 2a$, $k(I, m) = u(I, m)/\pi$.

На рис. 4 показаны графики изменения коэффициентов k в зависимости от $m = a/\omega$ для расчета радиуса пятна на нулевом уровне интенсивности (k_0), на уровне падения интенсивности в 2 раза ($k_{0,5}$) и в e^2 раз (k_{1/e^2}). Как видно из рис. 4, ход графиков $k_{0,5} = f(a/\omega)$ и $k_{1/e^2} = f(a/\omega)$ плавный, с небольшим подъемом и приблизительно параллельный до значения $m = a/\omega = 1$. При увеличении $m = a/\omega$ от 0 (равномерное освещение) до 2,2 (неограниченный гауссов пучок) коэффициент $k_{0,5}$ увеличивается в 1,65 раза, а коэффициент k_{1/e^2} — приблизительно в 1,7 раза, т. е. разность увеличения составляет ~3%. Функция $k_0 = f(a/\omega)$ вначале также изменяется плавно, а затем резко

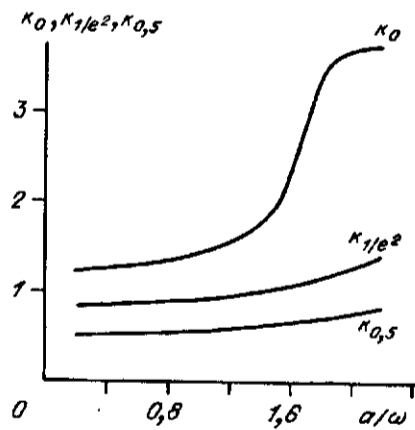


Рис. 4

меняет ход в области $m = 1,2 + 1,8$, где существенно увеличивается влияние первого члена в (13) и распределение интенсивности начинает приближаться к гауссовой форме. В тех же пределах ($m = 0 + 2,2$) коэффициент k_0 возрастает в 3,6 раза. Таким образом, радиус пятна $\rho(I, m)$ на уровне падения интенсивности в 2 раза ($k_{0,5}$) меньше зависит от коэффициента заполнения апертуры ($m = a/\omega$) фокусирующего объектива, чем радиусы пятна на других уровнях ($k_0, k_{1/e^2}$).

Из анализа графиков рис. 4, табл. 1 и формулы (15) следует, что при расширении лазерного пучка за пределы апертуры размер сфокусированного пятна уменьшается. Однако при этом необходимо одновременно учитывать изменение

интенсивности в пятне и потери мощности излучения.

На основе (13) интенсивность в центре ограниченного сфокусированного пятна I_0 , т. е. при $u = 0$, составляет

$$I_0 = I[-\exp(-m^2)]^2 = \frac{2P\pi\omega^2}{\lambda^2 f^2} [1 - \exp(-m^2)]^2, \quad (16)$$

$$I_0 = \frac{2P\pi a^2}{m^2 \lambda^2 f^2} [1 - \exp(-m^2)]^2.$$

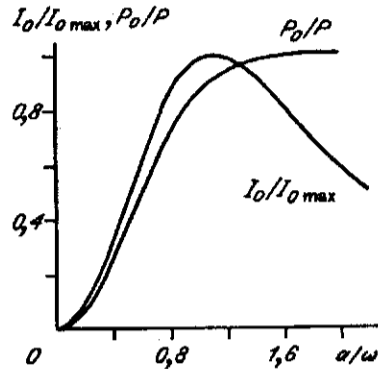


Рис. 5

С расширением входного лазерного пучка, т. е. с увеличением ω , уменьшается $m = a/\omega$ и увеличивается I_0 . При некотором m достигается максимальное значение $I_{0 \max}$ (рис. 5), и затем I_0 начинает снижаться. Дифференцируя (16) и приравняв нулю производную $\partial I_0/\partial m$, получаем условие, при котором I_0 имеет максимум: $2m^2 + 1 = \exp m^2$. Из последнего равенства определяем $m = 1,121$. Подставляя $m = 1,121$ в (16), получаем

$$I_{0 \max} = 0,407I = 0,407 \frac{2P\pi a^2}{\lambda^2 f^2}, \quad (16a)$$

$$I_0/I_{0 \max} = 2,456 [1 - \exp(-m^2)]^2/m^2.$$

Мощность всего сфокусированного пучка P_0 уменьшается при расширении лазерного пучка в соответствии со следующим выражением, которое получается путем интегрирования распределения интенсивности (1) в пределах апертуры линзы a :

$$P_0 = (2P/\pi\omega^2) \int_0^{2\pi} \int_0^a \exp(-2r^2/\omega^2) r dr d\varphi, \quad (17)$$

$$P_0 = P[1 - \exp(-2m^2)].$$

На рис. 5 показаны графики изменения $I_0/I_{0 \max}$ и P_0/P в зависимости от $m = a/\omega$, а в табл. 2 приведены значения коэффициентов $k_0, k_{0,5}, k_{1/e^2}$ и значения в процентах функций $I_0/I_{0 \max}, P_0/P$ и P_1/P_0 (P_1 — мощность в пределах первого нулевого значения интенсивности; P_0 — мощность излучения, прошедшего через объектив) для дискретных значений m от 0,2 до 2,2.

Исходя из формул (13)—(17), рис. 4, 5 и табл. 2, можно сделать следующие выводы, которые наглядно иллюстрируются также рис. 6 (параметры лазерных пучков на схемах рис. 6 приведены в табл. 3). Радиус сфокусированного пятна уменьшается при расширении лазерного пучка, падающего на объектив, и достигает минимума при равномерном освещении, т. е. при $m = a/\omega \rightarrow 0$ (см. последовательно схемы a, b и c на рис. 6). Однако не имеет практического смысла выбирать $m < 1$. Начиная с $m = 1,121$, в сторону уменьшения m быстро снижается полезная мощность P_0/P , т. е. растут потери мощности $[1 - (P_0/P)]$, и существенно падает интенсивность в центре пятна I_0 (см. рис. 5, 6, c). В то же время диаметр пятна по уровню $0,5I_0$ уменьшается сравнительно мало (см. рис. 6 и табл. 3). При проектировании лазерных сканирующих систем выбирают область $m = 1 + 1,8$ [8], где потери мощности соответственно составляют $13,5 + 0,2\%$, а размер пятна на уровне $0,5I_0$ (падение интенсивности в 2 раза) в $1,12 + 1,41$ раз больше, чем при равномерном освещении (см. рис. 6, a, b и табл. 3).

Таблица 2

$m = a/\omega$	k_0	$k_{0,5}$	k_{1/ω^2}	$I_0/I_{0 \max}$	P_0/P	F_1/P_0
0,2	1,22	0,51	0,83	9,4	7,7	84,2
0,4	1,25	0,52	0,84	33,6	27,4	86,0
0,6	1,28	0,53	0,85	62,4	51,3	88,8
0,8	1,34	0,55	0,88	85,7	72,2	92,1
1,0	1,43	0,57	0,92	98,1	86,5	95,3
1,121	1,50	0,58	0,94	100	91,9	96,8
1,2	1,55	0,59	0,96	99,3	94,4	97,8
1,4	1,74	0,63	1,02	92,5	98,0	99,0
1,6	2,37	0,67	1,08	81,7	99,4	99,6
1,8	3,42	0,72	1,19	69,9	99,9	99,8
2,0	3,70	0,77	1,28	59,2	100	100
2,2	3,73	0,84	1,41	49,9	100	100

Следует заметить, что наиболее оптимальным является значение $m \approx 1$. В этом случае интенсивность в центре сфокусированного пятна близка к максимальной ($I_0/I_{0 \max} \approx 1$), диаметр пятна по уровню $0,5I_0$ только на $\sim 10\%$ больше, чем диаметр на таком же уровне при равномерно освещенной апертуре (см. табл. 2 и 3, рис. 6, б), а числовая апертура объектива меньше пропорционально отношению коэффициентов $k_{0,5}$ (например, в 1,26 раза меньше при $m = 1$, чем при $m = 1,8$ (см. табл. 2)), что облегчает изготовление фокусирующего объектива.

1.5. Разрешение лазерной сканирующей системы. Условия воспроизведения четких линий и точек. Размер элемента записи и число разрешимых элементов в строке зависят не только от формы распределения интенсивности в сфокусированном пятне, но также от свойств регистрирующего материала, скорости развертки и мощности лазера.

В большинстве случаев процессы записи информации имеют пороговый характер. Рассмотрим сначала взаимодействие регистрирующего материала с неподвижным лучом. Если известно для данного материала значение пороговой интенсивности I_{th} (т. е. интенсивности, начиная с которой образуется изображение), то для неограниченного сфокусированного лазерного пучка на основании (1) уравнение для определения радиуса записанного пятна ρ_0 будет иметь вид

$$I_{th} = I_0 \exp(-2\rho_0^2/\omega_0^2) = (2P/\pi\omega_0^2) \exp(-2\rho_0^2/\omega_0^2), \quad (18)$$

Таблица 3

$m = a/\omega$ $m = D/2\omega$	$I_0/I_{0 \max}$	$\rho_{0,5} D/\lambda$	$d_{1,2,3} = 2\rho_{0,5}$
1,8	0,7	0,716	$d_1 = 1,39d_3 = 1,26d_2$
1	0,98	0,567	$d_2 = 1,12d_3 = 0,79d_1$
0,2	0,098	0,515	$d_3 = 0,72d_1 = 0,91d_2$

где P — мощность лазера; I_0 — интенсивность в центре сфокусированного пятна, ω_0 — $1/e^2$ -радиус пятна. Следовательно, ρ_0 можно определить по формуле

$$\begin{aligned} \rho_0 &= (\omega_0/\sqrt{2}) \sqrt{\ln(I_0/I_{th})} = \\ &= (\omega_0/\sqrt{2}) \sqrt{\ln(2P/\pi\omega_0^2 I_{th})}. \end{aligned} \quad (19)$$

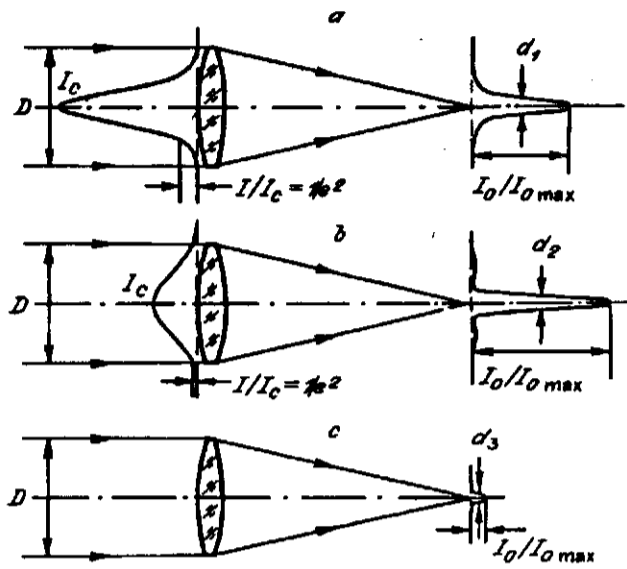


Рис. 6

Предположим, что регистрируются два точечных элемента. В этом случае элементы будут изображаться отдельно, если интенсивность в области переналожения пучков меньше $I_{\text{ц}}$. На рис. 7 графически показано, как влияет на форму регистрируемого элемента расстояние между пятнами, если пороговое значение $I_{\text{ц}}$ равно интенсивности в лазерном пятне на уровне $0,5I_0$ (I_0 — интенсивность в центре пятна). При расстоянии между пятнами, равном $2r_{0,25} = 2,82r_{0,5}$ (см. рис. 7, б), элементы соприкасаются и имеют каплеобразную форму. При расстояниях, меньших этого значения, элементы не разрешаются (рис. 7, а), при больших — изображаются отдельно. Когда расстояние достигает значения $2r_{0,2} = 3,08r_{0,5}$, элементы становятся практически круглыми (см. рис. 7, с). Концентрические кольца на рис. 7 соответствуют расстояниям от центра пятна $r_{0,5}, r_{0,4}, r_{0,3}, r_{0,2}, r_{0,1}$, на которых интенсивность падает до уровня $I/I_0 = 0,5; 0,4; 0,3; 0,2$ и $0,1$. Форма регистрируемого элемента показана жирной линией, соединяющей точки, в которых суммарная интенсивность равна $I_{\text{ц}}$. Интенсивность в средней точке между центрами пятен на рис. 7, а — с составляет для каждого из пятен $0,3; 0,25; 0,2I_0$ соответственно, а на расстоянии $r_{0,5}$

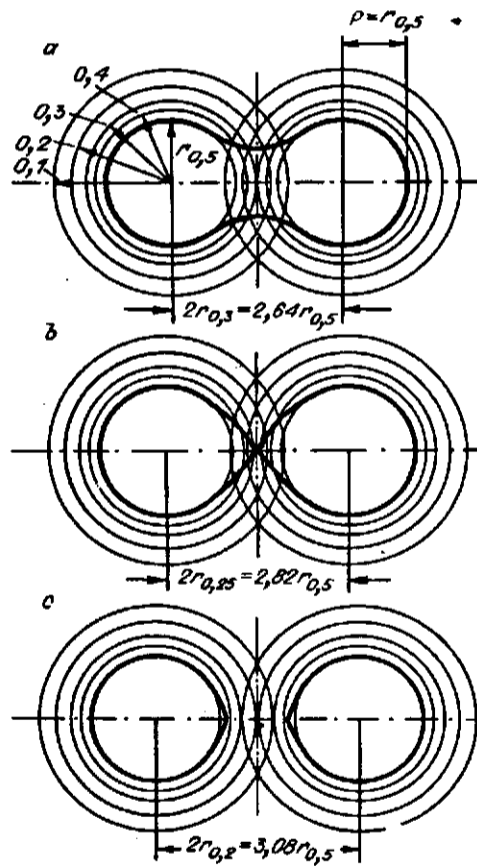


Рис. 7

одного из пучков интенсивность другого составляет 0,15, 0,1 и 0,05 I_0 . Таким образом, в последнем случае (см. рис. 7, с) на расстоянии $r_{0,5}$ от центра каждого из пучков суммарная интенсивность равна 0,55 I_0 , т. е. только на 5 % выше пороговой $I_{th} = 0,5I_0$. Очевидно, что более отдаленные пятна не будут влиять на форму пятна. Если принять форму пятен, показанную на рис. 7, с, за допустимую, то исходя из расстояния между пятнами число разрешимых элементов N в строке будет равно

$$N = l/3r_{0,5} \approx l/1,5d_{0,5},$$

где $d_{0,5}$ — диаметр лазерного пятна на уровне падения интенсивности в 2 раза, l — длина строки.

В реальной системе лазерный луч сканируется непрерывно, и необходимо учитывать влияние всех ближних подожжений. Причем, для выделенных черных и белых сагиттальных и тангенциальных линий и элементов (точек) в лазерной ксерографии. Показано, что ширина линий и диаметры элементов наиболее близки одновременно по размеру к расстоянию между строками сканирования p при двух условиях. Во-первых, когда система работает в режиме плотной фокусировки. Последнее означает, что значения интенсивности в точках пересечения пучков, сканирующих соседние строки, лежат в пределах $0,58I_0 > I_{p/2} > 0,37I_0$ ($I_0, I_{p/2}$ — интенсивности в центре сфокусированного пучка и на расстоянии, равном половине интервала между строчками), что соответствует $0,83r_{0,5} < p/2 < 1,2r_{0,5}$ ($r_{0,5}$ — радиус лазерного пучка на уровне половинной интенсивности). Во-вторых, полная мощность лазерного излучения должна превышать в 2 раза мощность P_{min} , необходимую для экспонирования светочувствительной поверхности: $P/P_{min} \geq 2$, где $P_{min} = vI_{th}/\eta_{opt}$ (v — скорость перемещения материала, l — длина строки, η_{opt} — пропускание оптической системы, I_{th} — пороговая интенсивность). Кроме того, отмечается, что при записи только точечной информации наименьшая чувствительность к колебаниям лазерной мощности и неоднородности светочувствительности регистрирующего материала наблюдается при $p/2 \geq 0,98r_{0,5}$, где интенсивность в области пересечения пучков соседних строк равна $\sim 0,4-0,5I_0$, т. е. вблизи верхнего предела, указанного выше.

В [10] рассматривается пороговый процесс записи, когда отсутствует накопление энергии взаимодействия луча с материалом от строки к строке. Это происходит при тепловом воздействии на материал излучения ИК-лазеров, например, при прямой лазерной печати переносом или термофиксацией красителя, при записи на гипофосфите меди и т. д. Исследования в [10] показали, что для качественного воспроизведения изображений параметры лазерной сканирующей системы следует выбирать в диапазоне $P/P_{min} = 2-2,5$ и $0,935r_{0,5} \leq p/2 \leq 1,105r_{0,5}$ (p — расстояние между строками). Сравнивая эти условия с условиями четкого изображения в предыдущем процессе (лазерная ксерография), можно сказать, что они близки друг другу.

На основании изложенного выше сфокусированное лазерное пятно по уровню падения интенсивности приблизительно в 2 раза при соблюдении указанных условий по соотношению мощности излучения и свойств регистрирующей среды можно считать элементом разрешения сканирующей системы.

1.6. Глубина фокусировки. Выбор оптической схемы сканирующей системы существенно зависит от допустимого смещения светочувствительного материала из фокальной плоскости фокусирующего объектива, которое в первую очередь ограничивается оптической глубиной фокусировки. Последний пара-

метр характеризует интервал смещения, на протяжении которого диаметр сформированного светового пятна не изменяется более чем на 10 %.

Исходя из формулы (2) и полагая $\omega_z = 1,1\omega_0$, можно определить, что оптическая глубина фокусировки лазерного пучка $2z$ (рис. 8) равна

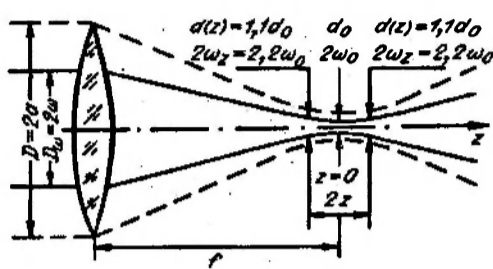


Рис. 8

$$2z = 0,917\pi\omega_0^2/\lambda = 2,88\omega_0^2/\lambda, \quad (20)$$

где ω_0 — $1/e^2$ -радиус сфокусированного пятна. Принимая во внимание, что $\omega_0 = \lambda f/\pi\omega$ (см. (7a)), где ω — $1/e^2$ -радиус пучка во входной плоскости фокусирующей линзы (объектива), получаем следующее выражение для глубины фокусировки в параметрах входного пучка:

$$2z = 0,917\lambda f^2/\pi\omega^2 = 0,292\lambda f^2/\omega^2. \quad (21)$$

Выражение (21) получено для неограниченного лазерного пучка, но оно фактически будет верно и для ограниченного, если диаметр фокусирующего объектива больше диаметра входного лазерного пучка по уровню падения интенсивности в e^2 раз приблизительно в 2 раза, а точнее, достаточно, чтобы $m = a/\omega = 1,8$ (см. разд. 1.4). В этом случае (21) преобразуется в следующее равенство при подстановке $\omega = a/1,8$:

$$2z = 2,97\lambda f^2/\pi a^2 = 0,945\lambda f^2/a^2 = 4\lambda f^2/D^2, \quad (22)$$

где $D = 2a = 3,6\omega$. Из (22) следует, что глубина фокусировки приблизительно пропорциональна квадрату f -числа объектива, т. е. f^2/D^2 .

Влияние глубины фокусировки лазерного пучка на принцип построения оптической схемы можно пояснить на основе простейшего сканирующего устройства (рис. 9). Пусть сфокусированный лазерный пучок разворачивается зеркальным дефлектором 1 по дуге радиусом R . Расположим экран или регистрирующий материал 2 в середине стрелки прогиба h . Если глубина фокусировки $2z \geq h$, то на всей длине сканирования l лазерное пятно будет иметь допустимый размер $\omega_0 < \omega_z \leq 1,1\omega_0$. Если $2z < h$, то для сохранения размера пятна в допустимых пределах поверхность регистрирующего материала должна быть выгнута по дуге с радиусом, близким к R , или необходима дополнительная оптика, обеспечивающая плоское поле изображения. И в том и в другом случае недостаточная глубина фокусировки привела бы к усложнению конструкции устройства.

Выше было рассмотрено влияние оптической глубины фокусировки. Однако реальное допустимое смещение регистрирующей среды должно определяться из условия, при котором диаметр записанного пятна или ширина линии не изменяется более чем на 10 %. Размер регистрируемого пятна на светочувствительном материале зависит не только от геометрии лазерного пучка, которая определяет оптическую глубину фокусировки, но также от особенностей взаимодействия лазерного излучения с фотоматериалом, мощности лазера, способа записи и т. д.

В [11] анализируется влияние дефокусировки и изменений мощности лазера на радиус записанного пятна для различных отношений

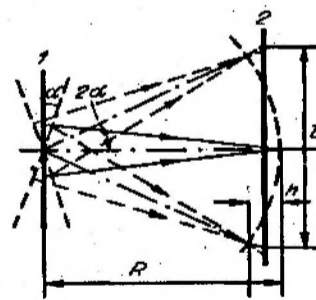


Рис. 9

интенсивности в центре сфокусированного лазерного пучка I_0 к пороговой интенсивности I_{th} . На основании функции распределения интенсивности в лазерном пучке (1) и (2) получаем уравнение для определения ρ в любой плоскости за линзой в виде

$$I_{th} = I_c \exp(-2\rho^2/\omega_z^2) = (2P/\pi\omega_z^2) \exp(-2\rho^2/\omega_z^2), \quad (23)$$

где $I_c = I_0\omega_0^2/\omega_z^2$ — интенсивность в центре пучка на расстоянии z от фокальной плоскости («перетяжки»); $I_0 = 2P/\pi\omega_0^2$; ω_0, ω_z — $1/e^2$ -радиусы лазерного пучка в фокусе и на расстоянии z от фокальной плоскости; ρ — радиус записанного пятна по уровню интенсивности I_{th} на расстоянии z от фокуса. Вводя нормированный фактор дефокусировки $u = \lambda z/\pi\omega_0^2$, преобразуем (2) и (23):

$$\omega_z = \omega_0\sqrt{1+u^2}, \quad \omega_z/\omega_0 = \sqrt{1+u^2}, \quad (2a)$$

$$I_{th} = [I_0/(1+u^2)] \exp\{-2\rho^2/[\omega_0^2(1+u^2)]\}. \quad (23a)$$

Из (23a) получаем следующие равенства:

$$\rho = (\omega_0\sqrt{1+u^2}/\sqrt{2})\sqrt{\ln[R/(1+u^2)]}, \quad (24)$$

$$\rho/\rho_0 = \sqrt{1+u^2}\{1 - \ln(1+u^2)/\ln R\}^{1/2}, \quad (25)$$

где $R = I_0/I_{th} = 2P/\pi\omega_0^2 I_{th}$; $\rho_0 = (\omega_0/\sqrt{2})\sqrt{\ln R}$ — радиус записанного пятна по уровню I_{th} в фокальной плоскости, т. е. при $u = 0$.

Уравнения (24) и (25) характеризуют изменения радиуса записанного пятна в зависимости от степени дефокусировки z ($u = f(z)$) и изменения лазерной мощности P ($R = f(P)$). Дифференцируя (25), находим условие, при котором появляется максимальное значение ρ_{max}/ρ_0 :

$$u_{\rho_{max}} = [(R/e) - 1]^{1/2}, \quad (26)$$

где $e = 2,718$. Так как u может иметь только реальное значение ($u = \lambda z/\pi\omega_0^2$, z — расстояние от фокуса), то при условии (26) $R > e$ и, следовательно, радиус записанного пятна ρ при смещении из фокальной плоскости может увеличиваться и достигать максимального значения при некотором u или z . При $R \leq e$ радиус записанного пятна вне фокальной плоскости, т. е. при всех значениях $u > 0$, меньше, чем в фокусе. При $u = u_0 = \sqrt{R-1}$ размер записанного пятна становится равным нулю.

Подставляя (26) в (25), получаем зависимость максимального размера пятна ρ_{max}/ρ_0 от R , т. е. от мощности лазера P ($R = f(P)$), при условии $R \geq e$:

$$\rho_{max}/\rho_0 = \sqrt{R/(e \ln R)}. \quad (27)$$

На рис. 10, а зависимость (27) показана графически.

Если в соответствии с нашими требованиями считать допустимым изменение диаметра записанного пятна на 10% в сторону его уменьшения или увеличения, т. е. $\rho/\rho_0 = 1 \pm 0,1$, то,

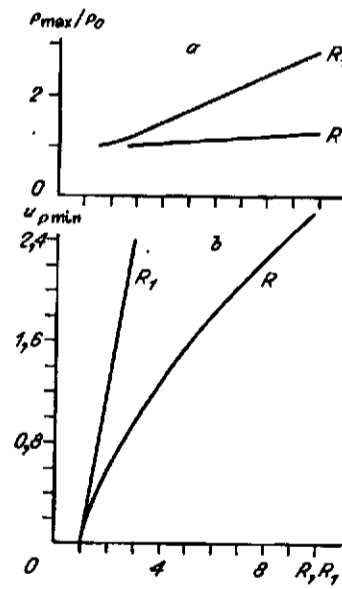


Рис. 10

подставляя в (27) верхнее значение, равное $\rho_{\max}/\rho_0 = 1,1$, получаем $R = 5,78$ и на основании (26) $u_{\rho_{\max}} = 1,06$. При нижнем значении $\rho_{\min}/\rho_0 = 0,9$ и $R = 5,78$ получаем из (25) $u_{\rho_{\min}} = 1,755$. Таким образом, эффективная, т. е. реальная, глубина фокусировки при $\rho/\rho_0 = 1 \pm 0,1$ и $R = 5,78$ составляет исходя из зависимости u от расстояния z относительно фокальной плоскости

$$2z = 2\pi\omega_0^2 u_{\rho_{\min}}/\lambda = 3,62\pi\omega_0^2/\lambda. \quad (28)$$

Сравнивая (20) и (28), видим, что при $R = 5,78$ реальная глубина фокусировки приблизительно в 3,82 раза больше, чем оптическая.

Рассмотрим, как зависит в общем случае глубина реальной фокусировки от R . Положим, что $\rho_{\min}/\rho_0 = 0,9$. Тогда из (25) можно получить равенство

$$\ln R = [\ln(1 + u_{\rho_{\min}}^2)] / \{1 - [0,81/(1 + u_{\rho_{\min}}^2)]\}. \quad (29)$$

На рис. 10, б зависимость между R и $u_{\rho_{\min}}$ показана графически. Из графика следует, что эффективная глубина фокусировки z ($z = f(u_{\rho_{\min}})$) монотонно увеличивается с ростом R . Для сравнения эффективной глубины с оптической подставим в аналитическое выражение для u значение z из формулы (20):

$$u_{\text{опт}} = \lambda z / \pi\omega_0^2 = 0,458,$$

где $u_{\text{опт}}$ — фактор допустимой оптической дефокусировки, соответствующий $\omega_z = 1,1\omega_0$. Подставляя в (29) $u_{\rho_{\min}} = u_{\text{опт}} = 0,458$, получим $R = 1,78$, т. е. значение, при котором эффективная глубина фокусировки совпадает с оптической. При $R < 1,78$ оптическая глубина больше, чем эффективная; при $R > 1,78$ наоборот.

На рис. 11 приведены графики $\rho/\rho_0 = f(u)$ и $\omega_z/\rho_0 = f(u)$, рассчитанные на основе формул (25) и (2) для нескольких значений $R = 2; e; 6$, которые наглядно показывают, как увеличивается эффективная глубина фокусировки при увеличении R , т. е. при увеличении мощности лазера P или при уменьшении пороговой интенсивности I_{th} . Границы допустимых отклонений радиуса записанного пятна ($\rho/\rho_0 = 1 \pm 0,1$) отмечены горизонтальными штриховыми линиями. В табл. 4 приведены значения $\rho_0 = (\omega_0/\sqrt{2})\sqrt{\ln R} = (1,7r_{0,5}/\sqrt{2})\sqrt{\ln R}$; ρ_{\max} и ρ_{\max}/ρ_0 (27); $u_{\rho_{\max}}$ (26); $u_0 = \sqrt{R-1}$; $u_{\rho_{\min}}$ при $\rho_{\min}/\rho_0 = 0,9$ (из решения уравнения (25)), рассчитанные по приведенным или указанным в скобках формулам.

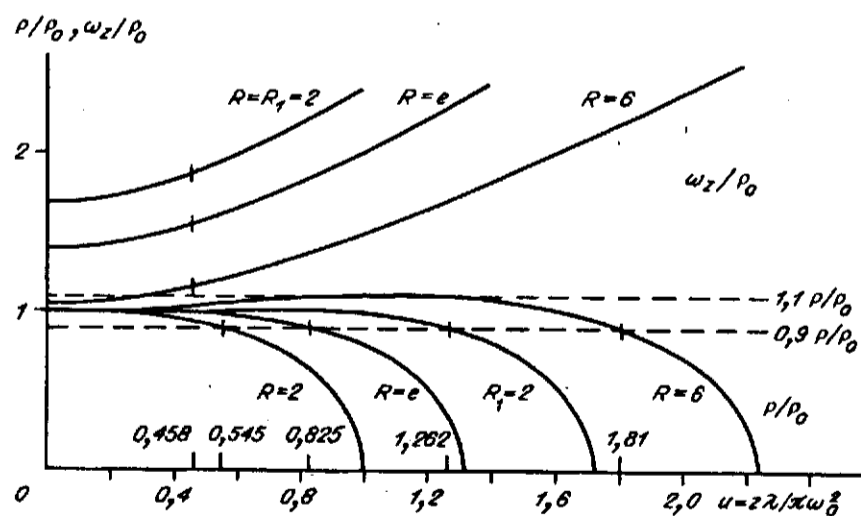


Рис. 11

2	0,589	1,001	0,589	1,00	0	1,0	0,545	$\rho_{\max} = \rho_0$
e	0,707	1,202	0,707	1,00	0	1,311	0,825	$u_{\rho_{\max}} = 0$ (26) $\rho_{\max} = \rho_0$
5	0,897	1,368	0,959	1,069	0,916	2,0	1,555	$\rho_{\max} < 1,1\rho_0$
5,78	0,936	1,592	1,031	1,1	1,061	2,186	1,755	$\rho_{\max} = 1,1\rho_0$
6	0,947	1,61	1,05	1,109	1,098	2,236	1,81	$\rho_{\max} > 1,1\rho_0$

Из табл. 4 и рис. 10, 11 следует, что, увеличивая R , можно увеличить реальную глубину по сравнению с оптической в несколько раз. Однако R ограничено верхним допустимым значением размера пятна ρ_{\max}/ρ_0 (см. (27)). Как было показано выше, при $\rho_{\max}/\rho_0 \leq 1,1$ $R = I_0/I_{\text{тб}} \leq 5,78$, т. е. реальная глубина $u_{\rho_{\min}}$ (из решения (25)) по сравнению с оптической может быть увеличена за счет увеличения R (т. е. уменьшения $I_{\text{тб}}$ или увеличения I_0) только приблизительно в 3,6 раза. Следует отметить также, что для $R = 2$, которое рекомендуется для четкого воспроизведения черных и белых линий и элементов (см. разд. 1.5), эффективная глубина фокусировки $u_{\rho_{\min}} = 0,545$ лишь незначительно превышает оптическую $u_{\text{опт}} = 0,458$ (приблизительно на 20 %).

Выше рассматривался случай расфокусировки лазерного пучка, неподвижного относительно регистрирующего материала, т. е. в предположении, что на результат записи не влияют предыдущие положения луча. В реальной системе лазерный луч сканирует непрерывно и происходит накопление эффекта взаимодействия излучения с регистрирующей средой. В [10] получена расчетная формула для определения ширины записанной линии для этого случая, которая в наших обозначениях имеет вид

$$\rho_1 = (\omega_0 \sqrt{1 + u^2} / \sqrt{2}) [\ln(R_1 / \sqrt{1 + u^2})]^{1/2}, \quad (24a)$$

где $R_1 = P/P_{\min}$ (P — полная мощность лазера, P_{\min} — минимальная мощность, необходимая для регистрации излучения, которая прямо пропорциональна пороговой интенсивности $I_{\text{тб}}$ и скорости развертки).

На основании (24a) можно получить формулы, которые несколько отличаются от (25) — (27):

$$\rho/\rho_0 = \sqrt{1 + u^2} \{1 - [(\ln \sqrt{1 + u^2}) / \ln R_1]\}^{1/2}, \quad (25a)$$

$$u_{\rho_{\max}} = \sqrt{(R_1^2/e) - 1}, \quad (26a)$$

$$\rho_{\max}/\rho_0 = R_1 / \sqrt{2e \ln R_1} \quad (\text{при условии } R_1 \geq \sqrt{e} = 1,649). \quad (27a)$$

Для рассматриваемого случая радиус записанного пятна в фокусе, т. е. при $u = 0$, равен $\rho_0 = (\omega_0/\sqrt{2})\sqrt{\ln R_1}$, что совпадает с предыдущим случаем для неподвижного луча. Радиус уменьшается до нуля при $u = u_0 = \sqrt{R_1^2 - 1}$ (ср. в предыдущем случае $u = u_0 = \sqrt{R - 1}$). Из (26a) и (25a) следует, что при всех значениях $R_1 > \sqrt{e} = 1,649$ радиус записанного пятна ρ при смещении из фокуса увеличивается и достигает максимального значения, а затем уменьшается. Если допускается предельное отклонение $\rho_{\max}/\rho_0 = 1,1$, то R_1 должно быть не более чем $R_1 = 2,465$ (следует из (27a) и рис. 10, a), а $u_{\rho_{\max}} = 1,111$ (следует из (26a)). Если положить, что $u_{\rho_{\min}} = u_{\text{опт}} = 0,458$, то получим, что эффективная глубина фокусировки совпадает с оптической при

$R_1 = 1,334$ (из решения уравнения (25a)). В табл. 5 приведены значения ρ_0/ω_0 , $\rho_0/r_{0,5}$, вычисленные на основании соотношения $\rho_0 = (\omega_0/\sqrt{2})\sqrt{\ln R_1} = (1,7r_{0,5}/\sqrt{2})\sqrt{\ln R_1}$; ρ_{\max} и ρ_{\max}/ρ_0 (27a); $u_{\rho_{\max}}$ (26a); $u_0 = \sqrt{R_1^2 - 1}$; $u_{\rho_{\min}}$ при $\rho_{\min}/\rho_0 = 0,9$ (из решения уравнения (25a)) для $R_1 = 1,334; 1,649; 2; 2,465; 2,5$. Зависимость между глубиной фокусировки $u_{\rho_{\min}}$ и R_1 может быть выражена после подстановки в (25a) $\rho/\rho_0 = \rho_{\min}/\rho_0 = 0,9$ в виде

$$\ln R_1 = (\ln \sqrt{1 + u_{\rho_{\min}}^2}) / \{1 - [0,81 / (1 + u_{\rho_{\min}}^2)]\}, \quad (29a)$$

где $u_{\rho_{\min}} = \lambda z / \pi \omega_0^2$ (z — глубина фокусировки). На рис. 10, б зависимость $u_{\rho_{\min}} = f(R_1)$ представлена графически. Как видно из рис. 10, б, эффективная глубина фокусировки при сканировании луча значительно больше увеличивается с ростом R_1 , чем при неподвижном луче с ростом R .

При $R_1 = 2-2,5$, которое рекомендуется для записи четких линий (см. разд. 1.5), $u_{\rho_{\min}}$ или эффективная глубина фокусировки в 2,75—4,07 раза больше оптической.

Интересно отметить, что при $R_1 = 2$ (см. табл. 5, рис. 11) разница между значениями записанных пятен в перетяжке ρ_0 и при $u_{\rho_{\max}}$ составляет ~2%, тогда как поперечный размер лазерного пучка по уровню падения интенсивности в e^2 раз увеличивается при этом приблизительно на 21% ($\omega_x/\omega_0 = \sqrt{1 + u_{\rho_{\min}}^2} = 1,21$). При $u_{\rho_{\min}} = 1,262$ размер лазерного пучка увеличивается на 61%, а размер записанного пятна лежит в допустимых пределах, так как уменьшается только на 10% ($\rho_{\min}/\rho_0 = 0,9$).

1.7. Оптимизация энергетических характеристик. Конкурентоспособность сканирующей системы в значительной степени определяется мощностью применяемого лазера. В [11, 12] подробно анализируются пути оптимизации оптической системы, а именно исследуется влияние числовой апертуры и фактора заполнения $m = a/\omega$ на снижение требований к мощности лазера.

Если лазерный пучок не ограничен диафрагмой, то на основании (19) соотношение между радиусом записанного пятна ρ_0 и мощностью лазера P имеет вид

$$\rho_0^2 = (\omega_0^2/2) \ln R, \quad (30)$$

где $R = I_0/I_{th} = 2P/\pi\omega_0^2 I_{th}$. Подставляя в (30) $\omega_0 = \lambda f/\pi\omega$ (f — фокусное расстояние фокусирующего объектива, ω — $1/e^2$ -радиус лазерного пучка во входной плоскости объектива), получаем равенство для определения ρ_0 в зависимости от f -числа и мощности лазера P :

$$\rho_0^2 = k_1 F^2 \ln R = k_1 F^2 \ln [P/(k_2 F^2)], \quad (31)$$

где $F = f/2\omega$ — эффективное f -число; $k_1 = 2\lambda^2/\pi^2$; $k_2 = (2\lambda^2/\pi)I_{th}$.

Т а б л и ц а 5

R_1	ρ_0/ω_0	$\rho_0/r_{0,5}$	ρ_{\max}/ω_0	ρ_{\max}/ρ_0	$u_{\rho_{\max}}$	u_0	$u_{\rho_{\min}}$	Примечание
1,334	0,380	0,645	0,400	1,0	0	0,883	0,459	$u_{\rho_{\min}} = u_{opt}$
1,649	0,5	0,85	0,495	1,0	0	1,311	0,825	$u_{\rho_{\max}} = 0$ (26) $\rho_{\max} = \rho_0$
2	0,589	1,001	0,6	1,019	0,687	1,732	1,262	$\rho_{\max} < 1,1\rho_0$
2,465	0,672	1,142	0,74	1,1	1,111	2,253	1,83	$\rho_{\max} = 1,1\rho_0$
2,5	0,677	1,151	0,75	1,107	1,14	2,291	1,87	$\rho_{\max} > 1,1\rho_0$

Из (31) следует, что пятно радиусом ρ_0 можно записать, варьируя одновременно F и P . Если известны F и ρ_0 , то требуется мощность

$$P = k_2 F^2 \exp\{\rho_0^2 / (k_1 F^2)\}. \quad (32)$$

Дифференцируя (32) по F и приравнявая нулю производную $\partial P / \partial F$, получаем условие минимальной мощности:

$$F^2 = \rho_0^2 / k_1 = \pi^2 \rho_0^2 / 2\lambda^2. \quad (33)$$

Подставляем (33) в (31) и определяем, что $R = e$, и, следовательно, на основании (30) $\rho_0 = \omega_0 / \sqrt{2}$. Выражение для минимальной мощности получаем, подставляя условие (33) в (32):

$$P_e = \pi \rho_0^2 I_{th} e = \pi \rho_0^2 I_0, \quad (34)$$

где P_e — минимальная мощность лазера при фокусировке неограниченного гауссова пучка, ρ_0 — радиус записанного пятна по уровню падения интенсивности в e раз ($I_0 / I_{th} = R = e$, I_0 — интенсивность в центре сфокусированного пятна при $F^2 = \rho_0^2 / k_1$).

Следует отметить, что $R = e$ соответствует значению R , при котором радиус записанного пятна вне фокуса при всех $z \neq 0$ меньше, чем в фокусе (см. разд. 1.6).

На наш взгляд, более простым представляется другой, отличный от рассматриваемого в [11] подход к оптимизации мощности при фокусировке неограниченного лазерного пучка. Полезная мощность, требуемая для записи пятна радиусом ρ_0 при пороговом характере процесса, может быть выражена объемом цилиндра, основанием которого является площадь пятна размером $\pi \rho_0^2$, а образующей — пороговая интенсивность I_{th} . Часть мощности, которая лежит вне цилиндра, но в пределах функции распределения интенсивности в сфокусированном пятне, будет избыточной, т. е. не участвующей в процессе взаимодействия излучения со светочувствительным материалом. Следовательно, чем больше объем цилиндра (суммарная полезная мощность) в процентном отношении к полной мощности лазера, тем более оптимальным является режим записи. Полезная (эффективная) мощность P_e в параметрах пучка и с учетом (30) будет иметь следующий вид:

$$P_e = \pi \rho_0^2 I_{th} = [\pi \omega_0^2 / 2] \ln(I_0 / I_{th}) I_{th}. \quad (35)$$

Дифференцируя P_e по I_{th} и приравнявая нулю производную $\partial P_e / \partial I_{th}$, находим условие, при котором максимальная часть мощности лазера участвует в образовании изображения пятна на материале:

$$R = I_0 / I_{th} = e. \quad (36)$$

Последнее условие совпадает с полученным в [11] и рассмотренным выше.

Рассмотрим коэффициент используемой мощности k_e для общего случая:

$$k_e = P_e / P. \quad (37)$$

Подставляя в (37) выражение P_e из (35) и учитывая, что $I_0 / I_{th} = R$ и $P = \pi \omega_0^2 I_0 / 2$, получаем

$$k_e = R / \ln R. \quad (38)$$

На рис. 12 показан график $k_e = f(R)$. Максимальное значение $k_e = 0,368$ (36,8 %) наблюдается при $R = e = 2,718$. При изменении R вблизи этого значения от 2 до 3,7 коэффициент k_e уменьшается незначительно, приблизи-

тельно на 2 %. В эти пределы попадает значение R , рекомендуемое для четкого воспроизведения точек и линий (см. разд. 1.5).

В [10] анализируется коэффициент использования энергии при непрерывном сканировании лазерным пучком. Показано, что значение k_e максимально и равно 0,48, когда полуширина линии записи $\rho_0 = 0,5\omega_0$ (при этом $P/P_{\min} = 1,65$). При возрастании приведенной мощности P/P_{\min} до величин, более приемлемых с точки зрения качества воспроизведения, а именно $P/P_{\min} = 2-2,5$, значение k_e снижается до 0,47 и 0,43 соответственно. Таким образом, если при неподвижном луче используется для записи в лучшем случае 36,8 %, то при сканировании процент использования мощности лазерного излучения, подводимого к материалу, увеличивается до 43-47 %.

Для получения условия минимальной мощности лазера при записи ограниченным лазерным пучком (a — радиус диафрагмы) составим на основании (12) следующее уравнение, аналогичное [12]:

$$I_{\text{th}} = \frac{8\pi P}{\omega^2 \lambda^2 f^2} \left[\int_0^a \exp(-r^2/\omega^2) J_0\left(\frac{2\pi}{\lambda f} r \rho_0\right) r dr \right]^2, \quad (39)$$

из которого следует, что для записи пятна радиусом ρ_0 необходима мощность лазера, равная

$$P = \frac{\lambda^2 f^2 \omega^2 I_{\text{th}}}{8\pi} \left[\int_0^a \exp(-r^2/\omega^2) J_0\left(\frac{2\pi}{\lambda f} r \rho_0\right) r dr \right]^2. \quad (40)$$

Для сравнения дальнейших результатов с условием минимальной мощности при неограниченном лазерном пучке нормируем P по отношению к P_g (см. (34)) и представим отношение P/P_g как функцию двух безразмерных параметров k и m :

$$P/P_g = \frac{1}{2ek^2 m^2} \left[\int_0^1 \exp(-u^2 m^2) J_0(ku) u du \right]^2, \quad (41)$$

где $k = 2\pi a \rho_0 / \lambda f = \pi \rho_0 / \lambda F_a$ ($F_a = f/2a$ — f -число); $m = a/\omega$; $u = r/a$. Дифференцируя (41) и приравнявая частные производные по k и m^2 нулю, находим после некоторых преобразований уравнений $\partial(P/P_g)/\partial k = 0$ и $\partial(P/P_g)/\partial m^2 = 0$, что минимальная мощность достигается при значениях k , которые удовлетворяют уравнению $J_0(k) = 0$, т. е. $k = 2,4048; 5,5201$ и т. д. Соответствующая функция заполнения $m = a/\omega$ определяется из уравнения $\partial(P/P_g)/\partial m^2 = 0$ (аналитическое выражение см. в [12]), в которое подставляется значение k . Значения m , которые обеспечивают минимум мощности для данного k , называют оптимальным фактором заполнения m_{opt} . После определения значений k и m_{opt} рассчитывают P/P_g по формуле (41). На рис. 13, а, б приводятся графики зависимости m_{opt} и P/P_g от k по данным [12]. Из рисунка видно, что при $k = 2,4048$ и $m = m_{\text{opt}} = 1,553$ мощность, требуемая для записи, достигает абсолютного минимума, равного $P/P_g = 0,942$, который на 5,8 % меньше, чем для неограниченного гауссова пучка, когда $P/P_g = 1$. Следующее значение $k = 5,5201$ соответствует $m_{\text{opt}} = 4,11$, т. е. пучок в этом случае практически неограниченный и $P/P_g = 1$.

В [12] показано, что для фиксированного k и вблизи $m = m_{\text{opt}}$ изменение фактора заполнения m в довольно широких пределах мало влияет на величину

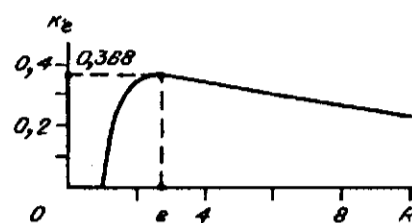


Рис. 13

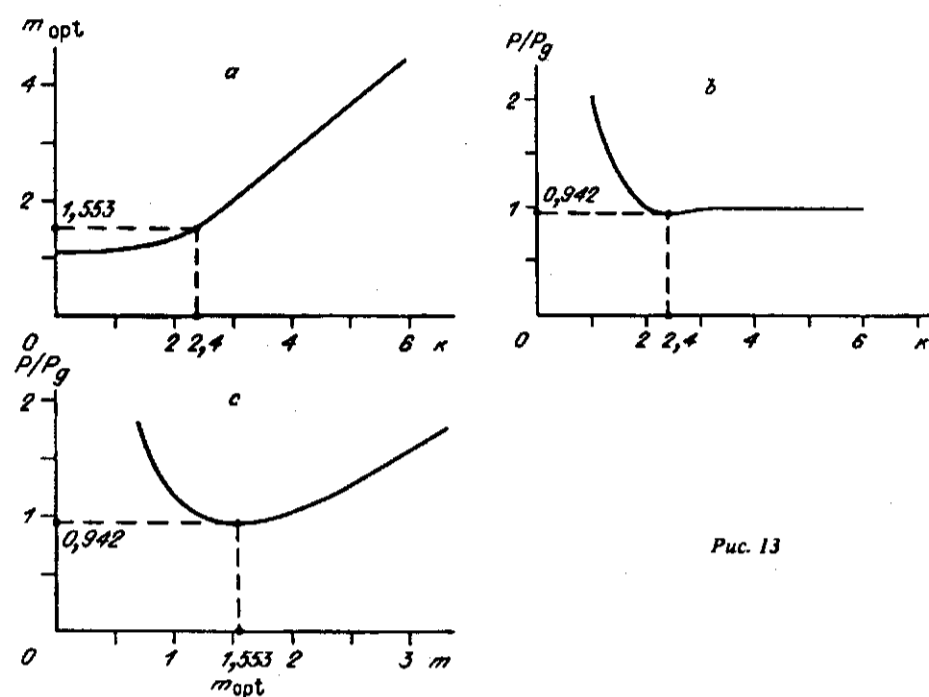


Рис. 13

мощности лазера. Например, при $k = 2,4$ и $m = 1,2 + 1,8$ требуемая мощность лазера относительно минимального значения $P/P_g = 0,942$ увеличивается не более чем на 5,8 % (см. рис. 13, c). Отметим, что при $m = 1,1$ общие потери мощности излучения из-за ограничения пучка составляют 8,9 % (см. разд. 1.4 и (17)), но тем не менее для записи пятна $\rho_0 = 0,707\omega_0$, т. е. по уровню падения интенсивности в e раз ($R = I_0/I_{1e} = e$) требуется увеличить мощность только на 7,5 % по сравнению с записью при неограниченном лазерном пучке (см. рис. 13, c).

На основании аналитического выражения коэффициента k и его конкретного значения определим рекомендуемое апертурное число F_a , обеспечивающее минимальное значение мощности лазера:

$$F_a = f/2a = \pi\rho_0/\lambda k. \quad (42)$$

Например, если $2\rho_0 = 0,707\omega_0 = 80$ мкм, $\lambda = 0,633$ мкм, $k = 2,4048$, то $F_a = f/2a = 82,5$. Если учесть, что $m_{opt} = a/\omega = 1,553$, то $F = F_a m = F/2\omega = 128,1$ и $P/P_g = 0,942$. Здесь F — эффективное апертурное число. Отметим, что оно отличается от F_a коэффициентом m .

Заключение. Проведен анализ особенностей формирования разрешаемого элемента в лазерных принтерах. Основное внимание уделено выбору формы, размера и энергетических характеристик сканирующего лазерного пучка света. Показано, что падение интенсивности лазерного пучка в 2 раза является наиболее предпочтительным с точки зрения качества регистрируемого изображения, стабильности записи и т. д. При этом условии реальная (эффективная) глубина фокусировки пучка сравнима с оптической и превышает ее приблизительно на 20 %. В лучшем случае, т. е. тогда, когда $P/P_{min} = 2-2,5$, для записи используется 43—47 % мощности лазерного излучения, подводимого к регистрирующему материалу.

Результаты анализа и полученные выводы могут быть использованы также при создании сканирующих устройств в других областях, например, в стереолитографии, в фотополимерном синтезе, в разработке дисплеев различного назначения и т. д.

Статья представляет первую часть работы. В дальнейшем предполагается рассмотреть влияние характеристик зеркальных дефлекторов типа гальвано-

метров и вращающихся многогранников, а также выбора оптической схемы в целом на параметры лазерного принтера (качество изображения, быстродействие и т. д.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Урбах Дж. К., Фицли Т. Ш., Старкуадер Г. К. Лазерные сканеры для электронных печатающих устройств // ТИИЭР.—1982.—70, № 6.
2. Когельник Г., Ли Т. Резонаторы и световые пучки лазеров // ТИИЭР.—1966.—54, № 10.
3. Ленкова Г. А. Влияние расходимости лазерного излучения на характеристики интерференционных измерителей перемещения // Автометрия.—1981.—№ 3.
4. Вори М., Вольф Э. Основы оптики.—М.: Наука, 1974.
5. Рысаков В. М. Распределение света вблизи фокуса безабберационной линзы для гауссова пучка // Оптика и спектроскопия.—1976.—40, вып. 5.
6. Климов Ю. М. Основы расчета оптико-электронных приборов с лазерами.—М.: Сов. радио, 1978.
7. Dickson L. D. Characteristics of a propagating gaussian beam // Appl. Opt.—1970.—9, N 8.—P. 1854.
8. Вологдин Э. И., Коченов В. И., Шишкина Е. В. Оптические схемы воспроизведения записи с видеопластины сфокусированным лучом лазера // Техника средств связи. Сер. ТРПА.—1978.—№ 2.
9. Sonnenberg H. Laser-scanning parameters and latitudes in laser xerography // Appl. Opt.—1982.—21, N 10.—P. 1745.
10. Коронкевич Д. В. Параметры лазерных сканирующих систем при пороговом характере процесса записи // Квантовая электрон.—1987.—14, № 6.
11. Haskal H. M., Rosen A. N. Power and focusing considerations for recording with a laser beam in the TEM₀₀ mode // Appl. Opt.—1971.—10, N 6.—P. 1354.
12. Haskal H. M. Laser recording with truncated gaussian beams // Appl. Opt.—1979.—18, N 13.—P. 2143.

Поступила в редакцию 29 августа 1993 г.