

07; 12

© 1990 г.

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА В ОПТИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ С АКТИВНЫМ ЭЛЕМЕНТОМ НА ПАРАХ МЕДИ

Д. Т. Алимов, А. М. Бакиев, С. Х. Валиев, Н. В. Кражев

Экспериментально исследованы временные, пространственные и спектрально-временные особенности формирования внутрирезонаторного лазерного пучка в оптическом резонаторе, содержащем активный элемент на парах меди. Установлено, что в резонаторе реализуется режим бегущих волн. Показана возможность управления пространственным распределением лазерного пучка, формирующегося в резонаторе. Исследовано влияние взаимодействия пучков на спектрально-временные свойства формирующихся пучков. Полученные экспериментальные результаты качественно описываются в рамках матричной оптики гауссовых пучков.

Создание лазерного проекционного микроскопа (ЛПМ) [1, 2] можно отнести к значительным успехам прикладной квантовой электроники. ЛПМ обладает уникальными возможностями для применения в различных областях науки, техники и технологии [3]. Наиболее существенным достоинством ЛПМ является возможность переноса и записи на носителе оптической информации, формируемой в пространстве изображений. ЛПМ позволяет в однопроходном режиме передавать изображение с предельным разрешением, ограничиваемым дифракционным рассеянием [4, 5].

Лазерный пучок, формируемый в оптическом резонаторе данного класса устройств, включающем в себя оптические системы сопряжения, элементы, формирующие дополнительное изображение в пучках, распространяющихся внутри резонатора, и активную среду с предельно высокими усиливающими свет свойствами, обладает достаточно специфическими временными и пространственными характеристиками.

В работе [6] экспериментально исследованы некоторые временные и энергетические характеристики формируемого лазерного пучка в резонаторе, обработанном плоским зеркалом обратной связи, и показана возможность плавной регулировки размеров зоны обработки.

Возможность передачи изображений на объект с максимальной плотностью элементов открывает широкие перспективы для создания достаточно прецизионных устройств на базе ЛПМ. Последнее, на наш взгляд, в большей степени связано с решением проблемы обеспечения равномерного распределения интенсивности внутрирезонаторного лазерного пучка по всему полю зрения ЛПМ.

В настоящей статье приведены результаты экспериментов по обеспечению равномерного распределения интенсивности лазерного пучка, формируемого в оптическом резонаторе с активным элементом на парах меди. Исследованы временные и интенсивностные особенности формирующихся в резонаторе лазерных пучков. Описаны способы оптимизации оптического резонатора, обеспечивающего формирование однопроходного лазерного пучка с заданной поперечной формой распределения интенсивности в пределах поля зрения ЛПМ. Полученные результаты качественно описываются в рамках обычной матричной оптики гауссовых пучков.

Эксперименты проводились в двух схемах. В схеме, приведенной на рис. 1, а, оптический резонатор образовывался с помощью двух плоских алюминированных зеркал 1 и 4. В качестве активных элементов использовались усилительные трубки на парах меди 3 УЛ-101 или УЛ-102. Питание активных элементов осуществлялось от серийного промышленного блока питания ИП-18. Средняя потребляемая мощность составляла 1,8—2 кВт при частоте следования импульсов 8 кГц. С помощью оптической системы 2 излучение активного элемента

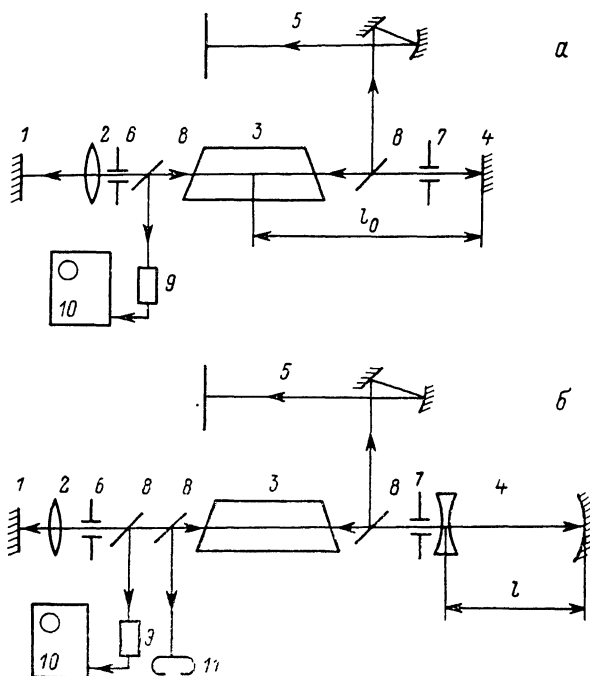


Рис. 1. Экспериментальные схемы установок с плоским (а) и полусферическим (б) резонаторами.

фокусировалось на поверхность первого отражателя резонатора 1. Проекционная система 5 служила для визуализации поверхности первого отражателя резонатора и контроля за процессом воздействия лазерного пучка на материал поверхности.

Для прерывания обратной связи в резонаторе использовались фотозатворы 6 и 7. Излучение из резонатора выводилось с помощью светоделительных пластин 8, установленных на оптической оси резонатора.

Для временных измерений использовались фотосопротивление ФС-20 9 и осциллограф С1-75 10. Временное разрешение системы регистрации не превышало 2 нс.

Вторая схема измерений представлена на рис. 1, б. В ней в качестве второго отражателя резонатора использована оптическая система 4, состоящая из рассеивающей линзы и сферического зеркала. Она снабжена дополнительным светоделителем 11, который использовался для вывода излучения из резонатора на систему фотографической регистрации.

Результаты экспериментов

С помощью оптической схемы, приведенной на рис. 1, а, исследовались временные характеристики пучков, формируемых в резонаторе с плоскопараллельными зеркалами.

Временная форма импульса излучения сверхсвечности активного элемента, зарегистрированная на экране осциллографа 10 при закрытых фотозатворах 6

и 7, имеет характерный вид (рис. 2, а, кривая 1). Передний фронт импульса сверхсветимости характеризуется более интенсивным пиком длительностью около 2—6 нс, тогда как задний фронт имеет более пологую форму при достаточно малой интенсивности.

При включении резонатора (фотозатворы 6 и 7 открыты) временная форма импульса излучения принимает вид, показанный на рис. 2, а (кривая 2) и характеризуемый явно выраженной пичковой структурой. На рисунке эти пики обозначены буквенными знаками А, В, С.

Пик А соответствует переднему фронту сверхсвечения, распространяющемуся в сторону объекта. Идентификация природы пиков В и С производилась с помощью следующей процедуры. Закрывался фотозатвор 6, что исключало отражение излучения от зеркала 1 резонатора. При этом осциллограмма импульса излучения принимала вид, показанный на рис. 2, а (штриховая кривая 3). Как видно из этой осциллограммы, временная форма импульса излучения в основном характеризуется наличием пиков А и В, тогда как пик С не имеет заметного существования. Отсюда можно сделать вывод, что пик С возникает за счет отражения от зеркал 1 и 4 и двойного прохода по активной среде сверхсвечения активного элемента. Пик В формируется в результате однопроходного усиления сверхсвечения после отражения от зеркала 4.

Такая трактовка происхождения пиков подтверждается следующим простым экспериментом. При увеличении длины резонатора (отодвигалось зеркало 4)

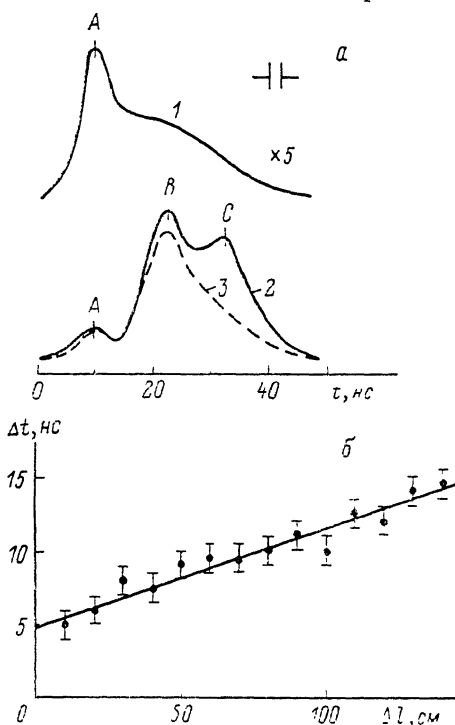


Рис. 2. Осциллограммы импульсов излучения (а) и зависимость величины временного интервала между пиками А и В Δt_{AB} от величины изменения длины резонатора Δl (б).

а: 1 — сверхсвечение, 2 — суммарное излучение, 3 — однопроходная генерация.

увеличивается расстояние между пиками А и В. Зависимость временного интервала Δt_{AB} от величины изменения длины резонатора Δl описывается формулой

$$\Delta t_{AB} = \frac{2l_0}{c} + \frac{2\Delta l}{c}, \quad (1)$$

где l_0 — расстояние от центра активной среды до начального положения зеркала 4 (в наших экспериментах $l_0 = 740$ мм), а c — скорость света в воздухе.

На рис. 2, б приведены экспериментальные точки и прямая, построенная по формуле (1). Как видно, наблюдается хорошее согласие между экспериментальными результатами и количественной оценкой, что и служит подтверждением высказанного утверждения о природе пиков А, В и С.

Таким образом, в резонаторе с плоскопараллельными отражателями с активной средой на парах меди имеет место режим бегущих волн. Последнее обстоятельство играет решающую роль в устройствах для обработки объектов, создаваемых на базе ЛПМ.

Рассмотрим результаты экспериментов, проведенных с помощью оптической схемы, представленной на рис. 1, б. Данная схема обладает достаточной гибкостью для управления световыми пучками, формируемыми в резонаторе. Изменением основного параметра такого резонатора — расстояния l между рас-

рассеивающей линзой и сферическим зеркалом можно управлять процессом формирования лазерного пучка в резонаторе.

На рис. 3, а приведены зависимости изменения относительной интенсивности пиков В (кривая 1) и С (кривая 2) от изменения параметра l . Значение l в наших экспериментах (радиус кривизны сферического зеркала равен 855 мм, фокусное расстояние рассеивающей линзы равно 155 мм) менялось в пределах от 700 до 720 мм.

На рис. 3, б представлены осциллограммы импульса излучения, соответствующие характерным точкам графиков рис. 3, а, отмеченным римскими цифрами I, II, III и IV. Штриховые линии соответствуют осциллограммам, снятым при закрытом фотозатворе б (рис. 1, б).

Введем некоторую величину x , равную отношению разности величины интенсивности пика С (I_C) и величины интенсивности соответствующей точки на

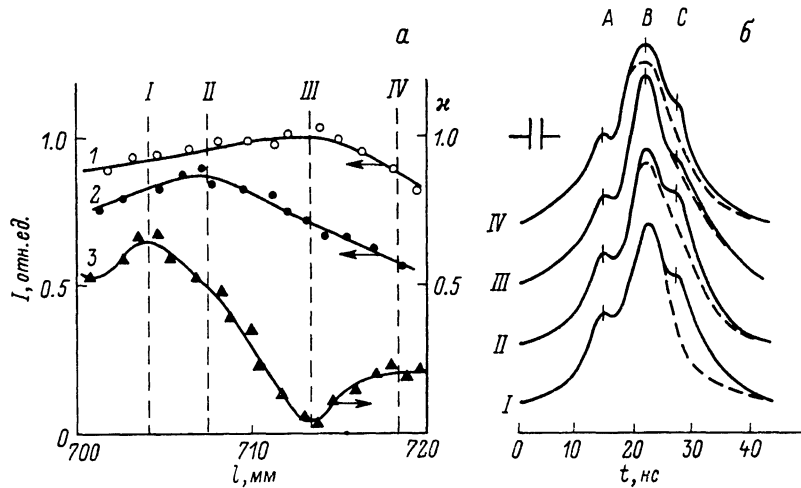


Рис. 3.

осциллограмме, снятой при закрытом фотозатворе б, находящейся на том же временном интервале от пика А, что и пик С ($I_{C'}$), к величине интенсивности пика В (I_B)

$$x = \frac{I_C - I_{C'}}{I_B} \quad (2)$$

Значение x характеризует относительную долю лазерного пучка двухпроходной генерации в полной мощности излучения резонатора, а поскольку этот пучок образуется в результате двухкратного прохождения излучения через активную среду после отражения сверхсвечения от зеркала I и сферического зеркала резонатора, то x можно назвать параметром обратной связи двухпроходной генерации. Зависимость x от величины параметра l представлена на рис. 3, а (кривая 3).

Изменение величины l приводит также к пространственной модуляции распределения интенсивности формируемого внутри резонатора лазерного пучка. На рис. 4, а представлены распределения интенсивности лазерного пучка по сечению, соответствующие значениям l , обозначенным I, II, III, IV на рис. 3, а. Данные результаты получены фотометрированием пленок, на которых зарегистрированы сечения лазерного пучка. Как видно из рис. 4, а, изменение расстояния между рассеивающей линзой и сферическим зеркалом позволяет управлять формой пространственного распределения интенсивности в лазерном пучке в процессе его формирования. Это обстоятельство крайне важно для работы в режиме микрообработки, когда обрабатываемый объект играет роль зеркала I резонатора (рис. 1, б). Для достижения равномерного распределения интенсивности излучения по полю зрения ЛПМ необходимо согласовать профиль

поперечного сечения обрабатываемого пучка с апертурой фокусирующей системы. В наших экспериментах в качестве фокусирующей системы использовались микрообъективы $3.5\times$, $8\times$, $20\times$ и $40\times$ от стандартных микроскопов с апертурой 7—8 мм, оптимальное согласование достигалось в том случае, когда профиль поперечного сечения пучка имел вид, показанный на рис. 4, *a* (III). На рис. 4, *б* представлены фотографии обработанных участков объекта (поверхности алюминированных зеркал), полученные с экрана ЛПМ. Как видно, меняя расстояние l между рассеивающей линзой и сферическим зеркалом и тем самым производя модуляцию пространственного распределения обрабатываемого пучка, можно регулировать размеры обрабатываемого участка от точки до целого поля зрения ЛПМ.

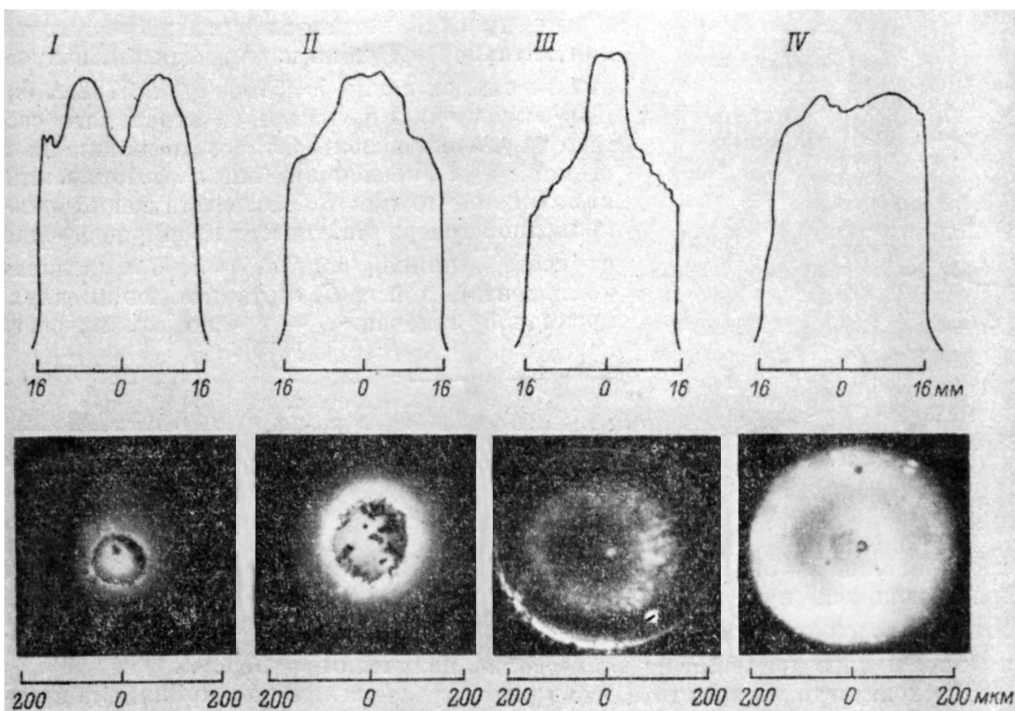


Рис. 4.

Фотографии участков обработки, полученные с экрана ЛПМ, соответствуют участкам I, II, III и IV на рис. 3, *a*, *б*.

Таким образом, когда параметр резонатора l выбран соответствующим участку III (рис. 3, *a*), согласование между пространственным профилем лазерного пучка и апертурой фокусирующей оптической системы можно считать оптимальным. При этом, согласно определению χ и результатам, приведенным на рис. 3, основное значение имеет пучок, формируемый за счет однопроходной генерации. Действительно, участку III на рис. 3, *a* соответствуют максимальное значение интенсивности пика *B* и минимальное значение параметра χ . Это означает, что доля излучения, приходящаяся на двухпроходную генерацию, в общем пучке, падающем (и производящем обработку) на объект, мала.

Остановимся еще на одной особенности процесса формирования лазерного пучка. Как показано на рис. 2, 3, каждый компонент лазерного пучка, распространяющегося в резонаторе, — сверхсвечение (пик *A*), излучение однопроходной генерации (пик *B*) и излучение двухпроходной генерации (пик *C*) — представляет собой самостоятельную световую волну. Перекрывание пучков в нелинейной активной среде и их взаимодействие, а также их временная селекция в процессе формирования (рис. 2) могут стимулировать появление необычных явлений, не свойственных традиционным оптическим системам [7–9]. Существует

такое значение l , при котором световой пучок однопроходной генерации (пик B) и световой пучок двухпроходной генерации (пик C) в активной среде практически полностью пересекаются и световой пучок двухпроходной генерации проходит по тому же самому каналу в активной среде, что и пучок однопроходной генерации. Понятно, что коэффициент усиления для такого пучка будет мал, так как инверсная заселенность рабочего уровня атомов меди, находящихся в этом канале, уже имеет незначительную величину. Взаимодействие пересекающихся пучков в активной среде приводит к модуляции интенсивностей, что видно и по результатам, показанным на рис. 3. Изменение значения параметра l приводит к изменению геометрии пересечения.

Этот вывод подтверждается и при исследовании спектрального состава излучения. На рис. 5 приведены осциллограммы суммарного излучения активной среды на парах меди (а), излучения на длинах волны $\lambda = 5106$ (б) и 5782 \AA (в). Для выделения отдельного спектрального состава излучения использовалась дифракционная решетка, установленная перед фотоприемником. Видно, что пик B , соответствующий однопроходной генерации, состоит преимущественно из света с длиной волны $\lambda = 5106 \text{ \AA}$ (зеленая компонента), а пик C , соответствующий двухпроходной генерации, — в основном из света

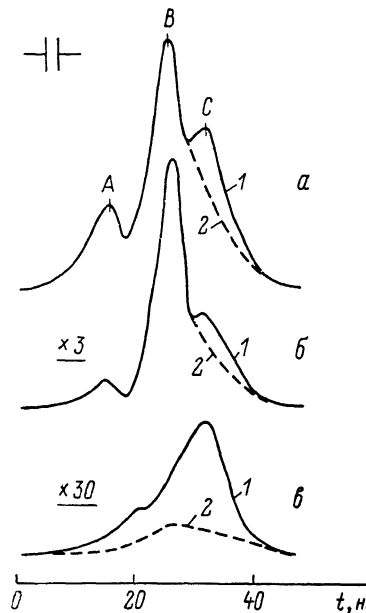


Рис. 5.

Осциллограммы 2 получены при закрытом фотозатворе 6 (рис. 1, б) и соответствуют импульсам излучения однопроходной генерации.

с длиной волны $\lambda = 5782 \text{ \AA}$ (желтая компонента). Таким образом, взаимодействие пересекающихся пучков в активной среде на парах меди сопровождается насыщением переходов с генерацией света на длине волны $\lambda = 5106 \text{ \AA}$, что приводит к появлению усиления на длине волны излучения $\lambda = 5782 \text{ \AA}$.

Необходимо также отметить, что в ряде случаев величина κ принимала нулевые и даже отрицательные значения, что, по-видимому, связано с эффективностью взаимодействия пучков в зависимости от степени их пересечения.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что для оптического резонатора данного типа значение параметра l , соответствующее участку III рис. 3, а, может быть принято условием оптимальной юстировки. При этом лазерный пучок (в данном случае пучок однопроходной генерации) при каждом полном проходе резонатора повторяет свой путь без заметных изменений. В этом случае говорят о самовоспроизводстве внутрирезонаторного пучка.

Матричное описание резонаторов

Для лазерной микрообработки объектов в схеме ЛПМ необходимо использовать зеркало и другие оптические элементы с целью формирования обрабатываемого пучка, который формируется после отражения от зеркала и усиления в активной среде. Обрабатывающий пучок фокусируется с помощью оптической системы (ОС) на объект, представляющий собой плоскую площадку. Таким образом, задача микрообработки приводит к необходимости создания устойчивого резонатора с одним плоским зеркалом (роль которого играет объект). Форма второго зеркала должна определяться требованиями, ставящимися перед подобной системой. Описанию резонаторов, использующихся при микрообработке объектов в схеме ЛПМ, посвящена данная часть работы. Для расчетов будем использовать обычный матричный метод описания гауссовых пучков [10].

Рассмотрим сначала резонатор с двумя плоскими зеркалами (рис. 1, а). Лучевая матрица такого резонатора (для пучка, распространяющегося справа налево) имеет вид

$$L = \begin{pmatrix} 1 - \frac{a}{f} & a + b - \frac{ab}{f} \\ -\frac{1}{f} & 1 - \frac{b}{f} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где a — расстояние от объекта l до главной плоскости ОС 2, f — фокусное расстояние ОС, b — расстояние от главной плоскости ОС до плоского зеркала 4.

Такой резонатор будет устойчивым, если выполняется условие

$$0 \leq \left(\frac{a}{f} - 1\right)\left(\frac{b}{f} - 1\right) \leq 1. \quad (4)$$

Полная воспроизводимость гауссового пучка в таком резонаторе осуществляется в том случае, когда плоскости перетяжек пучка совпадают с объектом и плоскостью зеркала (когда выполняются условия оптического сопряжения между объектом и зеркалом обратной связи), что возможно, если

$$\frac{b}{f} - 1 = \left(\frac{a}{f} - 1\right) \left[\left(\frac{a}{f} - 1\right)^2 + \left(\frac{\pi \rho_0^2}{\lambda f}\right)^2 \right]^{-1}, \quad (5)$$

где ρ_0 — радиус пучка на объекте.

Таким образом, при $b \gg f$ (что практически всегда выполняется, если в системе используются стандартные объективы, поскольку расстояние от объектива до зеркала во всяком случае должно быть больше длины лазерной трубки, составляющей 700 мм (УЛ-101, УЛ-102)) перетяжка гауссового пучка на объекте должна иметь очень малые размеры (около 1–10 мкм). Следовательно, с помощью такого резонатора может быть достигнут лишь режим точечной обработки объекта.

Увеличить размер обрабатываемого участка (который равен диаметру перетяжки гауссового пучка, находящегося в плоскости объекта) возможно, если вместо плоского зеркала 4 использовать в качестве зеркала обратной связи сферическое с радиусом кривизны R . Подобный резонатор является устойчивым, полное самовоспроизведение пучка получается, если расстояние от главной плоскости ОС до зеркала равно

$$b = f + R + \frac{f}{\left(\frac{a}{f} - 1\right)^2 + \left(\frac{\pi \rho_0^2}{\lambda f}\right)^2} \left[\frac{a}{f} - \frac{f}{R} - 1 + \frac{\left(\frac{a}{f} - 1\right)^2}{\left(\frac{a}{f} - 1\right)^2 + \left(\frac{\pi \rho_0^2}{\lambda f}\right)^2} \right]. \quad (6)$$

Как видно из уравнения (6), с увеличением b (при фиксированном a) уменьшается радиус перетяжки на объекте, пока b не достигнет величины

$$b_{\max} = f + R + \frac{a - \frac{f^2}{R}}{\left(\frac{a}{f} - 1\right)^2}. \quad (7)$$

При $b > b_{\max}$ резонатор со сферическим зеркалом становится эквивалентным плоскому резонатору и обработка объекта ведется только за счет отражения от зеркала малой центральной части пучка сверхсвечения, которая попадает в апертуру ОС, т. е. осуществляется режим точечной обработки объекта. Коэффициент увеличения k_1 такой схемы, когда размер перетяжки пучка на объекте равен всему полю зрения ЛПМ, невелик

$$k_1 = \frac{\rho}{\rho_0} \approx \frac{R}{f} \left[1 + \left(\frac{a}{f} - 1\right)^2 \left(\frac{\lambda f}{\pi \rho_0^2}\right)^2 \right]^{1/2}, \quad (8)$$

где ρ — радиус пучка на зеркале, поэтому зачастую удобнее (для формирования отраженного пучка сложной структуры при помощи шаблонов) использо-

вать резонатор, в котором между объективом и сферическим зеркалом радиуса кривизны R расположена рассеивающая линза с фокусным расстоянием f_1 (рис. 1, б). Тогда пучок будет самовоспроизводящимся, если расстояние между линзой и зеркалом равно

$$l \simeq R \left[1 - \left(\frac{\pi \rho_1^2}{\lambda R} \frac{1}{\left(\frac{\pi \rho_1^2}{\lambda f_1} \right)^2 + \left(\frac{b-b_1}{|f_1|} + 1 \right)^2} \right)^2 - \right. \\ \left. - |f_1| \left[1 - \left(\frac{b-b_1}{|f_1|} + 1 \right) \frac{1}{\left(\frac{\pi \rho_1^2}{\lambda f_1} \right)^2 + \left(\frac{b-b_1}{|f_1|} + 1 \right)^2} \right] \right], \quad (9)$$

где b — расстояние от ОС до линзы, а величины ρ_1 и b_1 равны

$$\rho_1 = \rho_0 \left[\left(\frac{\pi \rho_0^2}{\lambda f} \right)^2 + \left(\frac{a}{f} - 1 \right)^2 \right]^{-1/2}, \\ b_1 = f \left[1 + \frac{\frac{a}{f} - 1}{\left(\frac{\pi \rho_0^2}{\lambda f} \right)^2 + \left(\frac{a}{f} - 1 \right)^2} \right] \quad (10)$$

и имеют смысл радиуса перетяжки и расстояния от ОС до перетяжки, расположенной вблизи плоскости промежуточного действительного изображения ЛПМ.

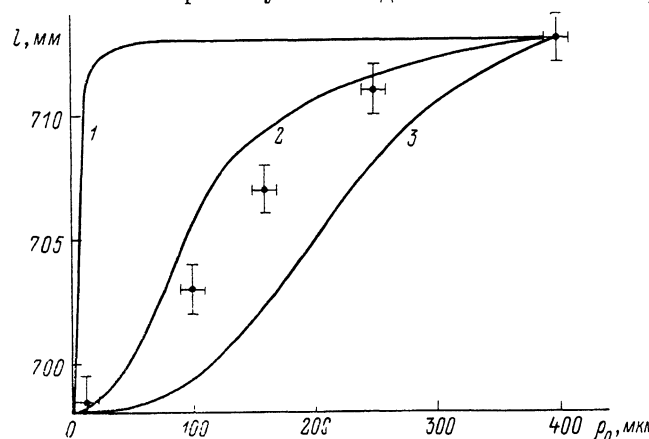


Рис. 6. Зависимость между радиусом перетяжки на объекте ρ_0 и параметром резонатора l для различных значений параметра $\alpha = (\lambda f^2 / \pi f_1)$.

α , мм⁻⁴: 1 — $2 \cdot 10^{-7}$, 2 — 10^{-2} , 3 — 10^{-1} . Точки — экспериментальные результаты.

Если величина ρ_0 равна радиусу поля зрения ЛПМ, то расстояние между линзой и зеркалом l соответствует наилучшей юстировке резонатора (случай III на рис. 3, 4), $l = l_{\text{opt}}$. Из соотношения (9) можно заметить, что при $l < l_{\text{opt}}$ размер обрабатываемого участка уменьшается с уменьшением l и при $l_{\text{opt}} - l > > 20$ мм обработка объекта производится только центральной частью пучка. При $l > l_{\text{opt}}$ основную роль для обработки играют также только осевые лучи пучка (рис. 4, б).

При использовании рассеивающей линзы радиус пучка на сферическом зеркале оказывается больше радиуса пучка на объекте в k_2 раз, где

$$k_2 = \frac{\rho}{\rho_0} \simeq \frac{(b-f+|f_1|)R}{f \cdot |f_1|}, \quad (11)$$

причем $k_2 \gg k_1$.

С помощью формул (9) и (10) можно построить график, связывающий радиус перетяжки на объекте ρ_0 и параметр l . На рис. 6 приведены три кривые, отвечающие разным значениям параметра $\alpha = (\lambda f^2 / \pi f_1)^2$, и экспериментальные точки, полученные при таком значении f и f_1 , которому соответствует расчетная кривая 1. Заметим, что для расчетных кривых прямые $l = l_{\text{opt}}$ и $l = R - |f_1|$ явля-

ются асимптотами, т. е. при $l > l_{\text{opt}}$ и $l < R - |f_1|$ устойчивый полусферический резонатор существовать не может. Этим и объясняется резкое падение величины параметра χ (рис. 3, а) и отсутствие обработки объекта для участка IV (рис. 4, б). Значительное расхождение между экспериментальными точками и кривой I на рис. 6 возникает, по-видимому, из-за того, что световые пучки, попадающие в ОС 4 (рис. 1, б), по существу являются пространственно неоднородными, т. е. они обладают различными значениями расходимостей [11]. Таким образом, строгое количественное описание, на наш взгляд, требует более детального учета свойств пучков, формирующихся в оптическом резонаторе и попадающих в апертуру ОС.

Построение изображения в схеме ЛПМ при помощи системы визуализации (рис. 1) можно описать следующим образом. С помощью ОС 2 изображение объекта I строится в плоскости промежуточного изображения ЛПМ, которое располагается вблизи фокальной плоскости сферического зеркала проекционной системы 5. За счет того, что полученное изображение не теряет своего качества на расстоянии $\delta = \pm 2\lambda (b/d)^2$ от этой плоскости (где b — расстояние от ОС до плоскости промежуточного изображения, d — диаметр выходного зрачка ОС), что составляет 30—50 мм, изображение, проецируемое на экран, имеет хорошее качество практически независимо от расстояния между экраном и зеркалом.

Список литературы

- [1] Земсков К. И., Исаев А. А., Казарян М. А., Петраш Г. Г. // Квантовая электрон. 1974. Т. 1. № 1. С. 14—15.
- [2] Земсков К. И., Исаев А. А., Казарян М. А., Петраш Г. Г. // Квантовая электрон. 1976. Т. 3. № 1. С. 35—43.
- [3] Петраш Г. Г. // Вестник АН СССР. 1982. № 2. С. 66—75.
- [4] Земсков К. И., Казарян М. А., Петраш Г. Г. А. С. 1030900. БИ. 1986. № 9.
- [5] Исаев А. А., Земсков К. И., Казарян М. А., Петраш Г. Г. А. С. 638207. БИ. 1986. № 12.
- [6] Земсков К. И., Казарян М. А., Петраш Г. Г., Скрипниченко А. С. // Квантовая электрон. 1986. Т. 13. № 10. С. 2096—2101.
- [7] Бункин Ф. В., Земсков К. И., Казарян М. А. и др. // Квантовая электрон. 1981. Т. 8. № 6. С. 1372—1373.
- [8] Казарян М. А., Матвеев В. М., Петраш Г. Г. // Квантовая электрон. 1984. Т. 11. № 5. С. 932—936.
- [9] Земсков К. И., Казарян М. А., Петраш Г. Г. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. Вып. 6. С. 260—263.
- [10] Тарасов Л. В. Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения. М.: Радио и связь, 1981. 439 с.
- [11] Беляев В. П., Зубов В. В., Исаев А. А. и др. // Квантовая электрон. 1985. Т. 12. № 1. С. 74—79.

Специализированное конструкторское бюро
с опытным производством АН УзССР
Отдел теплофизики
Ташкент

Поступило в Редакцию
20 января 1989 г.

В окончательной редакции
6 декабря 1989 г.