

Формирование профиля пучка на входе в лазерный усилитель с большой энергией

М.А.Мартьянов, А.К.Потемкин, А.А.Шайкин, Е.А.Хазанов

Предложено и экспериментально исследовано устройство, состоящее из диафрагменной линии и аподизирующей диафрагмы, которое обеспечивает коэффициент заполнения апертуры лазерного усилителя 0.8. Это позволило за счет эффективного снятия энергии с шестикаскадного усилителя на неодимовом фосфатном стекле с апертурой окончных каскадов 10 см получить выходную энергию 300 Дж в импульсе длительностью 1 нс.

Ключевые слова: мощный лазерный усилитель, формирование пучка усиливаемого излучения, эффективный энергосъем запасенной энергии.

1. Введение

Для эффективного съема энергии, запасенной в активных элементах (АЭ) лазерных усилителей, необходимо максимально использовать их апертуру. Степень заполнения апертуры пучком излучения характеризуется коэффициентом заполнения F . В аксиально-симметричном случае этот параметр определяется как

$$F = \frac{1}{I_{\max} \pi r_0^2} \int_0^{r_0} I(r) 2\pi r dr, \quad (1)$$

где $I(r)$ – радиальное распределение интенсивности с максимальным значением I_{\max} ; r_0 – радиус АЭ. Очевидно, что для АЭ, в котором коэффициент усиления не зависит от поперечных координат, оптимальным является П-образный пучок с резкими краями на границе АЭ. Для такого пучка параметр $F = 1$. Однако из-за дифракции пучок при распространении даже на расстояния, сравнимые с длиной АЭ, искажается. Кроме того, существующая техника переноса изображения с одного каскада усиления на другой (кеплеров телескоп с установленной в нем диафрагмой, сужающей угол зрения системы и отсекающей пространственные гармоники мелкомасштабной самофокусировки [1, 2]) не позволяет удовлетворительно передавать изображения пучка с резкими границами. Эти два обстоятельства затрудняют эффективное использование П-образных пучков в мощных лазерных системах. Поэтому представляется актуальной задача сформировать пучок, имеющий достаточно большой параметр F (~ 0.8 и более) и поперечную структуру сглаженного П-образного пучка, сходную со структурой супергауссова пучка

$$I(r) \approx I_{\max} \exp \left[- \left(\frac{r}{a} \right)^{2m} \right] \quad (2)$$

М.А.Мартьянов, А.К.Потемкин, А.А.Шайкин, Е.А.Хазанов. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: khazanov@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 28 августа 2007 г., после доработки – 9 октября 2007 г.

с радиусом a и высокой степенью m , но с точным нулем поля на границах АЭ.

Неоднородное распределение коэффициента усиления и насыщение усиления в АЭ приводят к тому, что профиль пучка при его усилении меняется, а коэффициент заполнения F , как правило, растет. Следовательно, для получения высоких значений F на выходе входной пучок должен иметь несколько меньший коэффициент заполнения. Задача максимизации F на выходе из усилителя требует учета всех перечисленных выше факторов, которые не всегда хорошо определены, поэтому рациональнее ставить задачу об увеличении коэффициента F для падающего на усилитель пучка излучения.

Если в качестве задающего генератора использовать импульсно-периодический лазер, то из-за большого тепловыделения в АЭ возможен уход направления распространения излучения и изменение кривизны его волнового фронта в процессе работы. Система ввода излучения должна уменьшать такие колебания. Помимо этого, она должна обеспечивать сглаживание флуктуаций поперечного распределения интенсивности, т.е. выполнять пространственную фильтрацию падающего излучения. Также необходимо задать направление, по которому юстируется весь усилитель, и обеспечить требуемую точность попадания на это направление с помощью вспомогательных зеркал. Другими словами, не только распределение интенсивности (2), но и фаза пучка на входе в мощный лазерный усилитель должны слабо зависеть от флуктуаций поля на входе в систему ввода излучения.

В настоящей работе мы описываем оптическую систему – входной пространственный фильтр (ВПФ), которая в определенной степени удовлетворяет всем перечисленным выше требованиям. Этот ВПФ использовался для ввода излучения маломощного Nd:YLF-лазера, работающего с частотой повторения 1 Гц, в шестикаскадный (энергия выходного импульса до 300 Дж) усилитель на неодимовом фосфатном стекле [3].

2. Принципы формирования профиля пучка

Ключевым элементом ВПФ является узел аподизации $\delta, 9, 10$ (рис.1), состоящий из мягкой диафрагмы δ ,

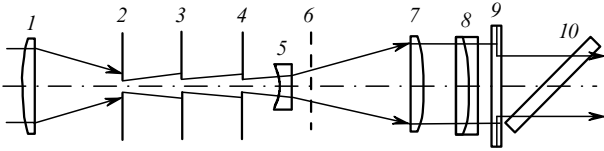


Рис.1. Схема ВПФ:

1 – входная фокусирующая линза; 2, 3, 4 – диафрагменная линия; 5 – телескоп; 6 – плоскость переноса изображения; 7 – мягкая косинус-диафрагма; 8, 9, 10 – узел аподизации (8 – мягкая косинус-диафрагма; 9 – жесткая диафрагма; 10 – поляризатор).

жесткой диафрагмы 9 и поляризатора 10. Мягкая диафрагма 8 представляет собой линзу из кристаллического кварца на оптическом контакте с линзой из плавленого кварца [4]. Такой дублет модулирует поляризацию исходно линейно поляризованного излучения, формируя кольцевые зоны. Выходной поляризатор 10 преобразует модуляцию поляризации в модуляцию интенсивности. Если первое темное кольцо мягкой диафрагмы совместить с жесткой диафрагмой 9, то вся комбинация в целом будет иметь коэффициент пропускания по интенсивности

$$t_a(r) = \begin{cases} \sin^2 \left[\frac{\pi\delta}{2} \left(1 - \frac{r^2}{r_0^2} \right) \right], & r < r_0, \\ 0, & r \geq r_0, \end{cases} \quad (3)$$

где параметры δ и r_0 определяются геометрическими характеристиками мягкой диафрагмы. Радиус r_0 в дальнейшем будет определять апертуру пучка. Если $\delta = 1$, то коэффициент пропускания $t_a(r) = \cos^2(\frac{1}{2}\pi r^2/r_0^2)$, и поэтому такую мягкую диафрагму иногда называют косинус-диафрагмой.

Основные характеристики мягкой диафрагмы – это интегральный по сечению коэффициент пропускания T_a и коэффициент заполнения F . Произведение $T_a F$ может характеризовать качество мягкой диафрагмы и ВПФ в целом. При падении на диафрагму с пропусканием (3) плоской волны формируется пучок, интенсивность которого пропорциональна $t_a(r)$. Коэффициент заполнения для такого пучка $F = 0.5$, а $T_a \rightarrow 0$. Если $\delta \neq 1$, то формируется пучок с провалом в центре распределения интенсивности, для которого F зависит от δ и достигает максимума $F = 0.55$ при $\delta = 1.17$, но при этом $T_a \rightarrow 0$. Если на мягкую диафрагму с пропусканием (3) падает пучок с гауссовым профилем интенсивности радиусом $a = 0.82r_0$, выбранным таким, чтобы диафрагма пропускала 50% энергии, то коэффициент заполнения апертуры $F = 0.34$ и $T_a F = 0.167$. Если потребовать, чтобы коэффициент заполнения F составил хотя бы 0.45, то пропускание диафрагмы T_a будет равно 0.16 при $T_a F = 0.074$. Для $\delta \neq 1$ также трудно добиться высоких значений $T_a F$.

Таким образом, для того чтобы на выходе из мягкой диафрагмы при приемлемом интегральном пропускании T_a получить $F = 0.5 - 0.6$, необходимо иметь в центре распределения поля падающего пучка минимум. Такую структуру поля можно получить в ближней зоне дифракции на жесткой диафрагме. Выясним, на каких расстояниях от круглой жесткой диафрагмы можно получить распределение поля с необходимым провалом на оси.

В случае радиальной симметрии распространение поля в параосиальном приближении описывается интегралом Кирхгоффа – Френеля [5]

$$V(r, z) = \frac{ik}{z} \exp(ikz) \exp\left(\frac{ikr^2}{2z}\right) \int_0^R \exp\left(\frac{ikr_1^2}{2z}\right) \times J_0\left(\frac{kr_1 r}{z}\right) V_0(r_1) r_1 dr_1, \quad (4)$$

где $k = 2\pi/\lambda$; λ – длина волны; $V_0(r_1)$ – поле в сечении $z = 0$; J_0 – функция Бесселя нулевого порядка. Пусть на диафрагму радиусом R , расположенную в сечении $z = 0$, падает гауссов пучок, поле которого в плоскости диафрагмы имеет в общем случае вид

$$V_0(r_1) = \exp\left(-\frac{r_1^2}{2a^2} - \frac{ikr_1^2}{2f}\right).$$

Здесь a определяет ширину пучка, а f – кривизну его волнового фронта в плоскости диафрагмы. Считается, что при $f > 0$ имеет место фокусировка пучка, т. е. применено обычное правило знаков для линз. На расстоянии z от диафрагмы интенсивность на оси ($r = 0$) определяется соотношением

$$I(z) = |V(r = 0, z)|^2 = \left[\exp\left(-\frac{R^2}{a^2}\right) + 1 - 2 \exp\left(-\frac{R^2}{2a^2}\right) \cos\left(\frac{kR^2}{2z} - \frac{kR^2}{2f}\right) \right] \times \left[\left(1 - \frac{z}{f}\right)^2 + \left(\frac{z}{ka^2}\right)^2 \right]^{-1}. \quad (5)$$

На рис.2 представлены зависимости интенсивности I на оси пучка от продольной координаты z при разных значениях a/R и $f \rightarrow \infty$. Если на диафрагму падает плоская волна, т. е. $a, f \rightarrow \infty$, то интенсивность на оси описывается осциллирующей функцией

$$I(z) \propto 2 \left(1 - \cos \frac{kR^2}{2z} \right)$$

с последним максимумом, расположенным на расстоянии $z^* = R^2/\lambda$. При уменьшении отношения a/R максимумы слабее выражены и смещаются влево. Из этих зависимостей следует, что характерные расстояния, на которых распределение поля имеет подходящую конфигурацию, находятся в пределах

$$0.5 < \frac{\lambda z}{R^2} < 1. \quad (6)$$

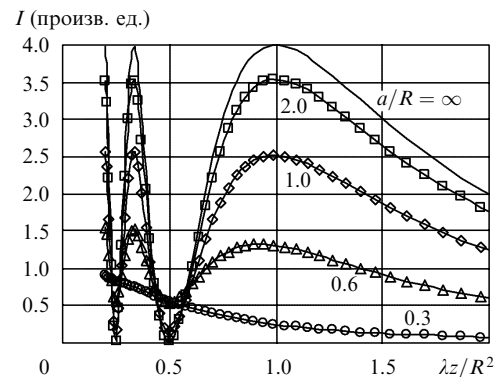


Рис.2. Зависимости интенсивности на оси пучка I от $\lambda z/R^2$, рассчитанные по формуле (5) при $f \rightarrow \infty$ для различных отношений a/R .

В схеме ВПФ, представленной на рис.1, заложена возможность формирования в плоскости косинус-диафрагмы 8 пучка с провалом в распределении интенсивности на оси. Линза 1 фокусирует пучок линейно поляризованного излучения на диафрагму 2, расстояние между которыми в общем случае не равно фокусному расстоянию линзы. Далее пучок дифрагирует последовательно на диафрагмах 2, 3, 4 (диафрагм в общем случае может быть и больше). После этого он расширяется телескопом 5, 7 и падает на мягкую диафрагму 8, жесткую диафрагму 9 и поляризатор 10. Расстояния между элементами 4, 5, 7, 8 подобраны таким образом, чтобы в плоскость мягкой диафрагмы 8 с увеличением, равным кратности телескопа 5, 7, перенеслось изображение плоскости 6 с провалом в распределении интенсивности на оси. Интегральный коэффициент пропускания ВПФ $T = T_d T_a$ определяется коэффициентом пропускания T_d диафрагменной линии 2, 3, 4 и коэффициентом пропускания T_a аподизирующего узла 8, 9, 10.

При оптимизации диафрагменной линии как основного селектирующего элемента ВПФ рассматривались три варианта ее построения: эквидистантный, квазиэквидистантный и неэквидистантный.

Эквидистантная диафрагменная линия состоит из диафрагм одинакового диаметра, расположенных последовательно друг за другом на одинаковом расстоянии. Эта линия характеризуется числом Френеля $N = R^2/(\lambda L)$ (где R – радиус диафрагм, L – расстояние между ними), а распределение поля в ее модах $\Psi(r)$ (в радиально-симметричном случае это моды Фокса – Ли [6]) определяется интегральным уравнением

$$A\Psi(r_2) = 2\pi i N \int_S \exp\left[\frac{2\pi i N(r_2 - r_1)^2}{2}\right] \Psi(r_1) d^2 r_1, \quad (7)$$

где $r_{1,2}$ – безразмерные радиусы-векторы. Структура мод и собственные числа A , определяющие, в частности, затухание мод при их распространении, заданы единственным числовым параметром N .

Квазиэквидистантная диафрагменная линия с постоянным увеличением и постоянным взаимным числом Френеля состоит из диафрагм с постепенно увеличивающимся диаметром, причем отношение радиусов диафрагм для каждой ступени $M = R_{n+1}/R_n$ (где n – номер ступени) и взаимное число Френеля, определенное как $N = R_{n+1}R_n/(\lambda L_n)$, постоянны. Интегральное уравнение для этой линии запишется в виде

$$A\Psi(r_2) = 2\pi i \frac{N}{M} \int_S \exp\left[2\pi i \frac{N(Mr_2 - r_1)^2}{2}\right] \Psi(r_1) d^2 r_1. \quad (8)$$

Такая линия в общем случае не является эквидистантной, однако у нее также есть моды и собственные числа, которые определяются уже двумя параметрами – M и N .

Неэквидистантная диафрагменная линия имеет еще большее количество степеней свободы (радиусы и расстояния между диафрагмами), не характеризуется малым числом количественных параметров, таких как число Френеля N и отношение M , и поэтому неудобна для расчетов. Однако эти степени свободы могут быть использованы для улучшения характеристик ВПФ на конечных этапах расчета, когда основные параметры ВПФ уже более или менее определены с помощью более простых соображений.

3. Параметры ВПФ

Для расчета и оптимизации ВПФ, применяемого для согласования пучка излучения импульсно-периодического лазера с усилителем на неодимовом фосфатном стекле с предельной энергией импульса 300 Дж [3], были использованы следующие данные. Считалось, что длина волны излучения составляет 1054 нм, диаметр падающего на ВПФ пучка равен 5 мм, а поперечное распределение его интенсивности близко к П-образному. Фокусное расстояние линзы 1 (см. рис.1) было выбрано равным 3 м, а фокусные расстояния линз телескопа 5, 7 составляли 25.4 и 172 мм соответственно. Кроме того, предполагалось, что на мягкую диафрагму должен падать пучок, распределение интенсивности которого имеет провал в центре, за счет чего можно было рассчитывать на достижение коэффициента заполнения $F = 0.5 - 0.6$ при интегральном коэффициенте пропускания ВПФ $T = 0.1 - 0.05$.

Задача максимизации параметра заполнения F на выходе из ВПФ решалась при некоторых дополнительных ограничениях. Длина ВПФ (считая от первой диафрагмы) не должна превышать 3 м (для размещения ВПФ на стандартном оптическом столе), а плотность энергии на линзе 5 должна быть менее 3 Дж/см², т. е. меньше уровня пробоя линз телескопа при длительности лазерного импульса 1 нс. Интенсивность на краях всех диафрагм не должна быть слишком большой, чтобы максимально исключить закрывание самих отверстий плазмой, возникающей на поверхности диафрагм [7, 8]. На коэффициент пропускания диафрагменной линии накладывалось ограничение снизу ($T_d \geq 0.4 - 0.5$), для того чтобы исключить вырождение линии в отрезок свободного пространства (чрезмерное увеличение диаметра отверстий или уменьшение расстояний между ними) в процессе работы расчетного алгоритма.

Расчет поля до плоскости 6 (рис.1) осуществлялся с последовательным использованием интеграла Кирхгофа – Френеля (4), а далее – геометрически. В соответствии с перечисленными выше данными в результате численного расчета был создан ВПФ со следующими параметрами: расстояние от линзы 1 до диафрагмы 2 составляло 2680 мм, диаметры диафрагм 2, 3 и 4 были равны 1.2, 1.6 и 2.2 мм соответственно при расстояниях между ними 570 и 1155 мм, расстояние от диафрагмы 4 до линзы 5 составляло 1050 мм, диаметр мягкой диафрагмы равнялся 9 мм.

Расчитанное и экспериментально измеренное распределение интенсивности в ближней и дальних зонах на выходе из ВПФ приведены на рис.3 и 4. Распределение поля в ближней зоне (рис.3) хорошо аппроксимируется супергауссовой функцией (2) с параметром $m = 3.9$ и радиусом $a = 3.7$ мм, причем полученный на выходе из ВПФ пучок имеет коэффициент заполнения апертуры $F = 0.6$ и дифракционное качество (рис.4). При этом коэффициент пропускания диафрагменной линии равен 0.43, аподизирующего узла – 0.19, а всего ВПФ – 0.08.

Важной характеристикой ВПФ являются его селектирующие свойства – степень подавления искажений падающего на него поля. Наиболее существенны, на наш взгляд, фазовые искажения поля, а именно линейные и квадратичные по координатам добавки к фазе. Первые отвечают за изменение угла распространения падающего поля, вторые – за его геометрическую расходимость. Из теории моментов [9] следует, что центр масс

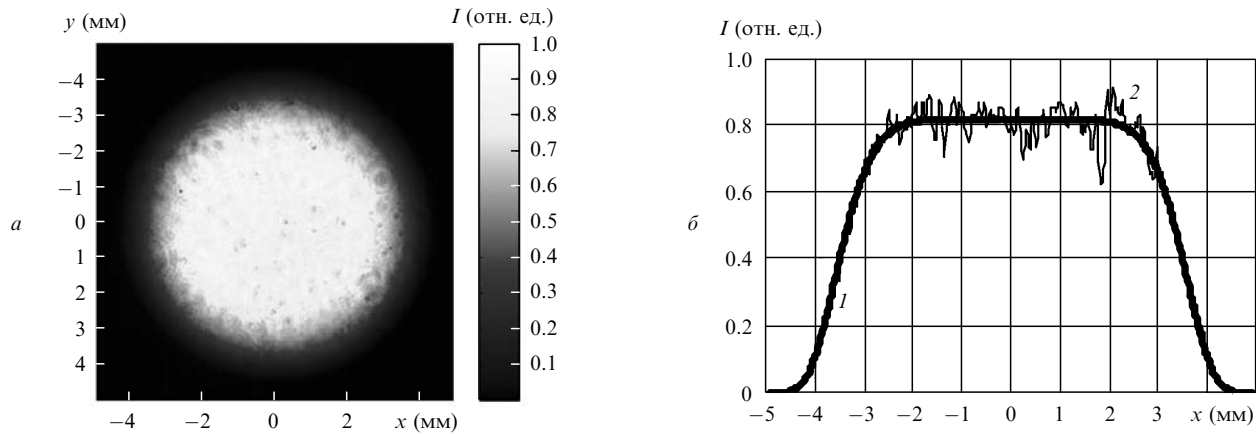


Рис.3. Карта распределения интенсивности в ближней зоне дифракции пучка на выходе из ВПФ (а), а также аппроксимированное по формуле (2) при $m = 3.9$ (1) и экспериментально измеренное (2) распределения интенсивности в центральном сечении этой зоны (б).

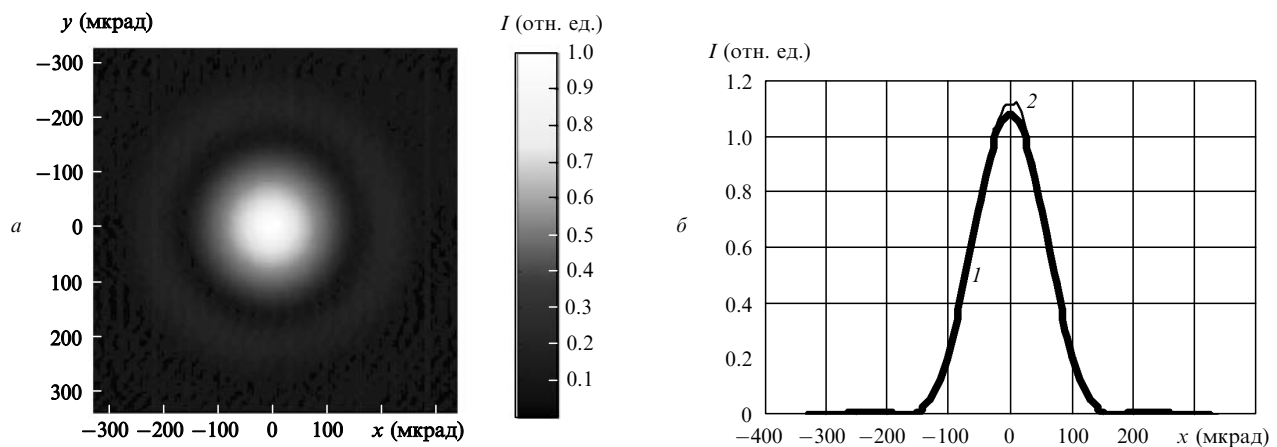


Рис.4. Карта распределения интенсивности в дальней зоне дифракции пучка на выходе из ВПФ (в фокальной плоскости безабберационного объектива с фокусным расстоянием 1.2 м) (а), а также фурье-предел, вычисленный по распределению поля в ближней зоне (см. рис.3) (1), и экспериментально измеренное распределение интенсивности в центральном сечении дальней зоны (2) (б).

пучка в однородной линейной среде распространяется по прямой, поэтому угол наклона этой прямой к оси ВПФ мы будем называть углом распространения поля. При малых углах зависимость угла распространения поля β после ВПФ от угла распространения α до ВПФ может быть аппроксимирована прямой. Тангенс угла наклона этой прямой $\gamma_1 = (d\beta/d\alpha)_{\alpha=0}$ характеризует степень подавления входным фильтром отклонения от оси направления распространения входного излучения.

Аналогично можно ввести критерий подавления геометрической составляющей расходимости излучения $\gamma_2 = (dR_{in}/dR_{out})_{R_{in} \rightarrow \infty} \rightarrow 0$, где R_{in} и R_{out} – геометрические составляющие расходимости падающего на ВПФ и выходящего из него излучения. Один из первоначальных вариантов ВПФ, описанный в работе [10], имел хорошие селективные свойства ($\gamma_1 = 0.2$ и $\gamma_2 = 0.02$) при пропускании диафрагменной линии в режиме без экранировки пучка плазмой $T_d = 0.54$, интегральном пропускании $T = 0.09$ и коэффициенте заполнения апертуры АЭ после аподисации $F = 0.4$. Для ВПФ, рассматриваемого в настоящей работе, $\gamma_1 = 0.15$, $\gamma_2 = 0.014$, $T_d = 0.53$, $T = 0.08$ и $F = 0.6$. Таким образом, нам удалось существенно увеличить по сравнению с работой [10] коэффициент заполнения АЭ на выходе из ВПФ, одновременно улучшив селективные свойства диафрагменной линии при практически одинаковом пропускании.

Симметричность радиального распределения интен-

сивности на выходе из ВПФ сильно влияет на точность юстировки. Полученное в эксперименте излучение на выходе из ВПФ (рис.3) позволяет в дальнейшем юстировать пучок в усилителе с погрешностью не хуже 10 мкрад. Это составляет 1/12 дифракционной расходимости излучения после прохождения через ВПФ (рис.4).

Распределения интенсивности пучка выходного излучения в ближней и дальней зонах (после усиления до энергии 300 Дж в импульсе длительностью 1 нс), полученные на установке [3], в которой был реализован описанный выше ВПФ, показаны на рис.5. Поперечное распределение интенсивности пучка в ближней зоне (рис.5,а) до последнего расширяющего телескопа имеет диаметр 93 мм и достаточно равномерно: $F = 0.87$. Распределение интенсивности в фокальной плоскости диагностического объектива с фокусным расстоянием 3 м (дальняя зона, рис.5,б) близко к дифракционному пределу.

4. Заключение

Таким образом, проведенные теоретические и экспериментальные исследования описанной в настоящей работе системы формирования поперечного профиля интенсивности входного пучка показали ее хорошие возможности при согласовании работы импульсно-периодического Nd:YLF-лазера и мощного (300 Дж в импульсе длительностью 1 нс) усилителя на неодимовом фосфат-

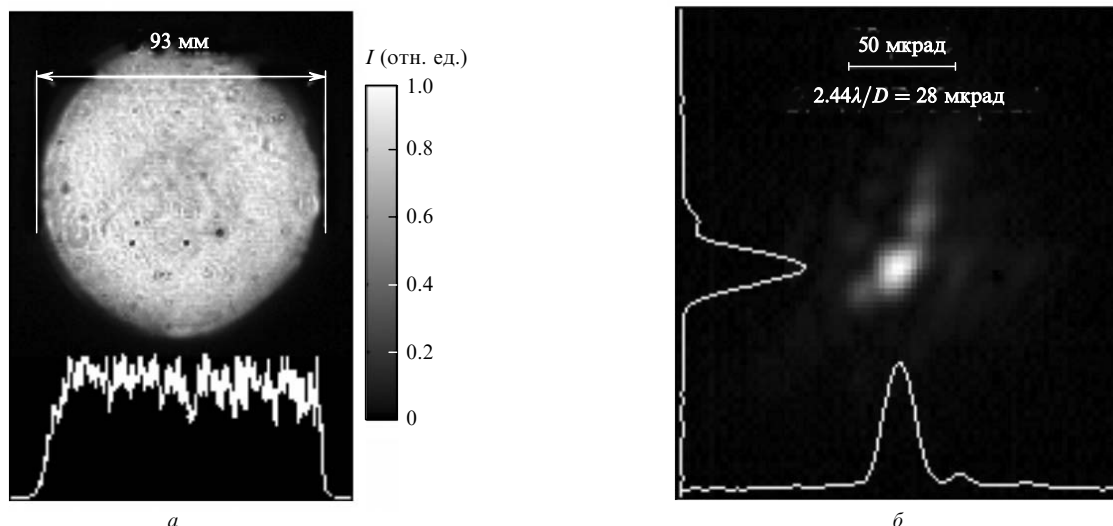


Рис.5. Распределения интенсивности в ближней (а) и дальней (в фокальной плоскости безаберрационного объектива с фокусным расстоянием 3 м) (б) зонах дифракции пучка выходного излучения (после усиления до энергии 300 Дж в импульсе длительностью 1 нс), полученные на лазерной установке [3]; $D = 2R$.

ном стекле. При использовании ВПФ существенно упростилась процедура юстировки пучка излучения Nd:YLF-лазера в усилителе, увеличилась угловая точность (до $1/10$ дифракционного предела) заведения пучка в усилитель. Коэффициент заполнения F апертуры усилителя на выходе установки достиг 0.87, что привело почти к трехкратному повышению энергии выходного импульса при сохранении выходной апертуры АЭ. Селективные свойства ВПФ позволили проводить настройку лазера один раз в день, после чего в течение рабочего дня осуществлялось до 10–15 выстрелов уже без настройки. Вторая гармоника излучения этого лазера использовалась для накачки выходного каскада сверхширокополосного параметрического усилителя, что позволило довести пиковую выходную мощность фемтосекундного лазерного комплекса до ~ 0.56 ПВт [3].

1. Кузьмина Н.В., Розанов Н.Н., Смирнов В.А. *Оптика и спектроскопия*, **51** (3), 509 (1981).

2. Bunkenderg J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **17** (9), 1620 (1981).
3. Lozhkarev V.V., Freidman G.I., Ginzburg V.N., Katin E.V., Khazanov E.A., Kirsanov A.V., Luchinin G.A., Mal'shakov A.N., Martyanov M.A., Palashov O.V., Poteomkin A.K., Sergeev A.M., Shaykin A.A., Yakovlev I.V. *Laser Phys. Lett.*, **4** (6), 421 (2007).
4. Паперный С.Б., Серебряков В.А., Яшин В.Е. *Квантовая электроника*, **5** (9), 2059 (1978).
5. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1970).
6. Fox A.G., Li T. *Bell Systems Technol. J.*, **40** (2), 453 (1961).
7. Bikmatov R.G., Boley C.D., Burdonski I.N., Chernyak V.M., Fedorov A.V., Goltsov A.Y., Kondrashov V.N., Koptyaev S.N., Kovalsky N.G., Kuznetsov V.N., Milam D., Murray J., Pergament M.I., Petryakov V.M., Smirnov R.V., Sokolov V.I., Zhuzhukalo E.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3492**, 510 (1998).
8. Speck D.R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **17** (9), 1599 (1981).
9. Власов С.Н., Петрищев В.А., Таланов В.И. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **14** (9), 1353 (1971).
10. Потемкин А.К., Катин Е.В., Кирсанов А.В., Лучинин Г.А., Мальшаков А.Н., Мартьянов М.А., Матвеев А.З., Палашов О.В., Хазанов Е.А., Шайкин А.А. *Квантовая электроника*, **35** (4), 302 (2005).