

Оптимизация оптической схемы компактного двухпроходного Nd:YAG-усилителя для применения в дальнометрии

В.М.Поляков, А.В.Ковалев, А.В.Усков

Показано, что разъюстировка и применение расходящегося входного пучка в двухпроходном Nd:YAG-усилителе в лазерной системе задающий генератор–усилитель, используемой в дальнометрии, позволяет увеличить как энергию выходных импульсов, так и качество пучка на выходе системы. Разъюстировка подавляет самовозбуждение в лазерном усилителе, вызванное конечным контрастом «развязывающего» поляризатора. Применение расходящегося входного пучка позволяет повысить эффективность извлечения энергии из усилителя и уменьшить влияние виньетирования. Экспериментальные результаты находятся в согласии с результатами численного моделирования.

Ключевые слова: лазерные усилители, твердотельные лазеры, характеристики лазерного пучка.

1. Введение

Потребность в компактных, мощных и надежных твердотельных лазерах с диодной накачкой, работающих в режиме модуляции добротности, остается по-прежнему весьма высокой [1]. Эти лазеры применяются, в частности, в лазерной дальнометрии [2–4], топографии земной поверхности [5, 6] и атмосферных исследованиях – в лидарах для дистанционного зондирования [7, 8], в ветровых лидарах [9, 10], что предъявляет весьма высокие требования к качеству выходных лазерных пучков. В частности, для увеличения дальности зондирования и точности измерений в дальнометрии пространственный профиль интенсивности в выходном лазерном пучке должен приближаться к распределению, соответствующему моде TEM₀₀. Использование лазерных систем на борту самолетов и космических аппаратов налагает дополнительные серьезные ограничения на их массогабаритные характеристики, защиту от внешних факторов, надежность и КПД.

В настоящее время для выполнения вышеупомянутых требований, предъявляемых к твердотельным лазерам с диодной накачкой, используются две схемы лазерной системы: единый лазерный генератор [3, 4] и система на основе задающего генератора и лазерного усилителя (ЗГЛУ) [5–11]. В первом случае реализуются устройства с большим КПД, но качество пучка при этом существенно уступает качеству пучков в лазерных системах на основе ЗГЛУ. Кроме того, использование акустооптических и электрооптических модуляторов добротности нежелательно для применений в бортовых системах ввиду требова-

ний электромагнитной совместимости. Также важно, что при использовании системы с ЗГЛУ масштабировать лазер принципиально проще, поскольку в этом случае лазерная система состоит из двух блоков. Однако стоит отметить, что в системе с задающим генератором (ЗГ) и мощным лазерным усилителем могут возникать проблемы с однородностью поля в ближней зоне, как это описано ниже в настоящей работе. В то же время имеется несколько областей применения, где «гладкое» излучение в ближней зоне весьма желательно. Это, например, генерация гармоник высокого порядка, диагностика плазмы и т. д., так что подавление пространственной модуляции интенсивности в пучках (пространственных шумов) могло бы существенно расширить область применения лазерных систем на основе ЗГЛУ.

В работе [12] была разработана лазерная система на основе ЗГЛУ для использования в высотомере-вертиканте, установленном на спутнике миссии «Фобос–Грунт». Основная задача при разработке компактного усилителя для лазера на основе ЗГЛУ состояла в том, чтобы создать для него активную среду усилителя и систему диодной накачки малых объемов. Это было достигнуто путем использования двух параллельно расположенных в осветителе коротких стержневых активных элементов Nd:YAG диаметром 4 мм и длиной 30 мм вместо одного длинного активного элемента. Осветитель системы накачки имел размеры 24 × 14 × 12 мм. Размер излучающей области каждой из двух матриц лазерных диодов, используемых для накачки, составлял 10 × 9 мм, и излучение накачки вводилось в призматический осветитель через входные окна размером 14 × 12 мм. Данная система накачки подробно описана в [13].

Хотя использование системы ЗГЛУ позволило решить главную задачу – достижение компактности устройства, оно привело к возникновению ряда побочных проблем. Среди них самовозбуждение усилителя (паразитная лазерная генерация), вызванное отражениями излучения от боковых граней осветителя системы накачки и высоким усилением в активной среде, что было рассмотрено, включая способы подавления данного эффекта, в работе [13]. Помимо паразитной генерации в осветителе (в попе-

В.М.Поляков, А.В.Ковалев. Санкт-Петербургский национальный университет информационных технологий, механики и оптики, Россия, 197101 С.-Петербург, Кронверкский просп., 49
А.В.Усков. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Санкт-Петербургский национальный университет информационных технологий, механики и оптики, Россия, 197101 С.-Петербург, Кронверкский просп., 49; e-mail: alexusk@lebedev.ru

Поступила в редакцию 17 октября 2017 г., после доработки – 2 ноября 2017 г.

речном направлении), в усилителе возникало самовозбуждение, вызванное конечным контрастом выходного поляризатора. В целом, это приводило к ограничению энергии импульсов на выходе усилителя. Кроме того, в данной компактной конструкции усилителя возникала пространственная модуляция пучка в ближней зоне.

Для преодоления упомянутых выше проблем в работе [12] использовалась, в частности, разъюстировка резонатора двухпроходного усилителя вместе с увеличением геометрической расходимости пучка ЗГ, прошедшего через телескопическую оптическую систему. Разработанный усилитель имел размеры $70 \times 30 \times 30$ мм и позволял получать энергию импульса 65 мДж в режиме модуляции добротности и 160 мДж в режиме свободной генерации.

В настоящей работе подробно описаны эффекты пространственной модуляции интенсивности в пучке и паразитной лазерной генерации в используемой схеме двухпроходного усилителя с поляризационной развязкой, а также методы их подавления. Проведено детальное численное моделирование оптической схемы двухпроходного усилителя, при этом результаты моделирования находятся в согласии с результатами эксперимента. Приведенные результаты и подходы (численные и экспериментальные) могут оказаться полезными при решении схожих проблем и в других лазерных системах.

2. Экспериментальная установка

Экспериментальная установка (см. [12]) представляла собой лазерную систему, построенную по схеме ЗГЛУ. Активным элементом (АЭ) ЗГ служил стержень из Nd:YAG диаметром 1.6 мм и длиной 30 мм; использовался плоскопараллельный резонатор длиной 170 мм. Оба зеркала резонатора располагались на общем основании, а оптическая ось была «изломана» с помощью призмённого блока, состоявшего из призм Малафеева–Порро и Дове. Такая схема позволяла избежать влияния механических деформаций конструкции лазера на качество выходного пучка. В ЗГ использовалась схема с боковой накачкой матрицами лазерных диодов мощностью 600 Вт на длине волны 808 нм. Длительность импульсов накачки составляла 120 мкс. Модуляция добротности обеспечивалась пассивным затвором на основе кристалла Сг:YAГ. Лазер генерировал цуги из четырех импульсов длительностью 10 нс с энергией 3 мДж с промежутками между импульсами 4 мс. Частота следования цугов составляла 1 Гц. Пространственное распределение интенсивности в пучке ЗГ соответствовало моде TEM_{00} .

Назначение усилителя состояло в усилении импульсов ЗГ до энергии ~ 60 мДж без существенного ухудшения качества пучка. Двухпроходная схема усилителя, используемая в настоящей работе, приведена на рис. 1. Активными элементами служили два стержня из Nd:YAG диаметром 4 мм и длиной 30 мм со скошенными под углом 3° торцами. Эффективная длина усиления составляла 60 мм. Импульсы излучения ЗГ дважды проходили усилитель, что обеспечивалось поляризационной развязкой на основе кварцевого вращателя поляризации и блоком зеркало–поляризатор (ЗП). Расстояние между ребрами призмы и блока ЗП было равно 85 мм, расстояние между центрами АЭ – 4.8 мм. Пучок излучения ЗГ с π -поляризацией вводился в усилитель через поляризатор блока ЗП, проходил через активные элементы и вращатель поляризации, который поворачивал вектор поляризации на 90° .

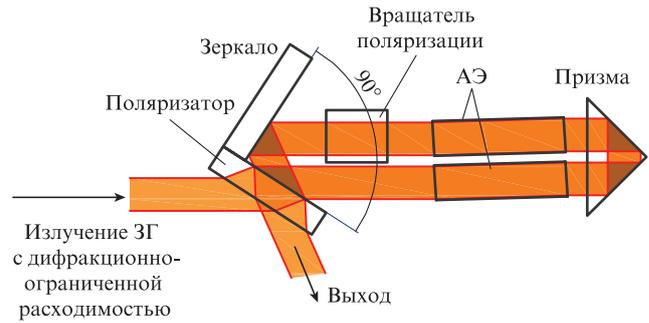


Рис. 1. Сьюстированный усилитель с поляризационной схемой развязки (зеркало и поляризатор образуют блок ЗП).

Далее излучение, ставшее теперь σ -поляризованным, отражалось от поляризатора и второй раз проходило через АЭ и вращатель поляризации и выходило из усилителя в π -поляризованном состоянии.

Конечный контраст поляризатора приводит при поляризационном методе развязки к нежелательной положительной обратной связи в усилителе. В настоящее время доступные поляризаторы имеют коэффициент отражения около 0.2% для π -поляризованного света, что ограничивает коэффициент усиления слабого сигнала в двухпроходной схеме величиной ~ 500 ; при этом коэффициент усиления в каждом АЭ составляет менее 5. Это и является фактором, ограничивающим выходную энергию импульса.

Другая проблема, которая решалась в работе [12], связана с тем, что компактность конструкции отражателя неизбежно приводит к неточности позиционирования активных элементов, т. е. к непараллельности их осей. Это вызывало виньетирование пучка ЗГ и возникновение пространственных шумов на выходе усилителя в результате многократной дифракции излучения на торцах АЭ. Поскольку расходимость пучка ЗГ была близка к дифракционному пределу, кривизна его волнового фронта сравнима с кривизной волновых фронтов пучков, дифрагированных на торцах АЭ. Это приводило к возникновению широких интерференционных колец в ближнем поле на выходе усилителя. Несмотря на то, что качество пучка в дальней зоне при этом не меняется, такой эффект может служить препятствием к формированию распределений поля, близких к TEM_{00} -профилю.

Рассмотрим механизмы, приводящие к паразитной лазерной генерации в описанной выше схеме усилителя, которая в идеале представляет собой хорошо сьюстированный резонатор, образованный прямоугольной призмой и блоком ЗП с коэффициентом отражения σ -поляризованного излучения от поляризатора 0.2%. Ненасыщенный коэффициент усиления активной среды составляет $\sim g_0^4$ (g_0 – коэффициент усиления для одного АЭ). Легко видеть, что лазерная генерация в данном резонаторе возникает, когда g_0 достигает 4.8. Измеренный коэффициент усиления для одного АЭ $g_0 \approx 5$, что допускает возможность возникновения в данной схеме усилителя паразитной генерации. Поскольку использование изолятора Фарадея для подавления этой генерации в рассматриваемой лазерной системе бортового базирования исключено из-за требований электромагнитной совместимости, необходимо применять другие подходы, чтобы подавить паразитную лазерную генерацию.

Первый путь – это изготовление выходного поляризатора с коэффициентом остаточного отражения σ -поляри-

зованного излучения, не превышающим 0.1%. Второй путь – разъюстировка угла при вершине блока ЗП [14]. Первый метод сопряжен со сложностью поддержания минимального коэффициента остаточного отражения при заданном (рабочем) угле, т.к. с изменением влажности окружающей среды рабочий угол поляризатора может существенно измениться. Эта проблема усугубляется тем, что данный лазер изготавливается и юстируется в условиях воздушной атмосферы, а эксплуатируется в безвоздушном пространстве, что делает поведение рабочего угла поляризатора трудно прогнозируемым. Другой недостаток такого способа – фундаментальное ограничение коэффициента усиления в АЭ на уровне корня четвертой степени из величины, обратной коэффициенту остаточного отражения поляризатора. Это приводит к тому, что, несмотря на значительные усилия по поддержанию коэффициента остаточного отражения на уровне 0.1% (вместо 0.2%), выигрыш в допустимом коэффициенте усиления в АЭ относительно скромнен: всего 5.6 вместо 4.8.

Более перспективным способом подавления паразитной генерации является разъюстировка блока ЗП, однако к минусам такого способа относится неизбежное виньетирование лазерного пучка. Данную проблему можно решить, обеспечив малый диаметр пучка ЗГ при первом обходе усилителя и искусственно увеличив его расходимость. Для увеличения съема запасенной в усилителе энергии и предотвращения виньетирования при втором обходе пучок ЗГ при первом обходе должен распространяться неколлинеарно оптической оси усилителя: под углом к оптической оси, превышающим в два раза угол разъюстировки блока ЗП (рис.2).

Для достижения такого прохождения пучка через усилитель использовался телескоп с увеличением 1.8, формирующий входной пучок диаметром 2.7 мм с расходимостью 2.8 мрад, в восемь раз превышающей дифракционно-ограниченную расходимость исходного пучка. Линзы телескопа при этом были сближены относительно их конфокального положения. При первом проходе через активные элементы ось пучка не параллельна их осям. После отражения от разъюстированного блока ЗП ось пучка становится параллельной осям АЭ. По мере прохода по усилителю пучок расширяется и постепенно заполняет всю апертуру активных элементов. Данный подход позволил полностью подавить паразитную генерацию в двухпроходной схеме усилителя при разъюстировке блока ЗП на 0.25°.

После выхода из усилителя пучок коллимируется и имеет качество, близкое к дифракционному. Однако увеличение расходимости приводит к ухудшению качества пучка в ближней зоне, что вызвано многократной диф-

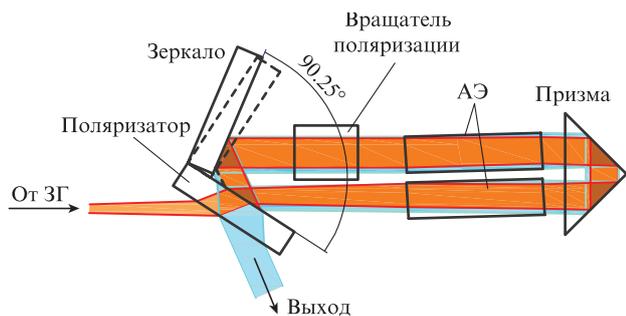


Рис.2. Разъюстированный усилитель (пучок излучения при первом проходе показан темно-серым цветом, второй – светло-серым).

ракцией излучения на апертурах активных элементов усилителя.

3. Численное моделирование

Численными методами проводилась оптимизация энергии импульсов на выходе усилителя и качества пучка (пространственного распределения его интенсивности) путем изменения ширины и расходимости пучка ЗГ с помощью телескопа в съюстированной и разъюстированной схемах усилителя. Для этого были разработаны две модели: модель усиления пучка при прохождении через усилитель и модель дифракции пучка на последовательных апертурах – торцах активных элементов.

В качестве исходного (входного) пучка в обеих моделях использовался гауссов пучок с дифракционно-ограниченной расходимостью, равной 1.3 мрад, проходящий через увеличивающий телескоп, построенный по схеме Галилея. Расстояние между линзами телескопа было уменьшено относительно значения, обеспечивающего бесконечное фокусное расстояние. Таким образом достигалась требуемая расходимость входного пучка.

Моделирование усиления импульса излучения осуществлялось путем итеративного применения формулы Франца – Нодвика [15] при прохождении через усилитель расходящегося пучка. Энергия исходного импульса составляла 1 мДж. Эффективность системы накачки принималась равной 0.4, и предполагалось, что накачка осуществляется импульсами излучения длительностью 300 мкс с длиной волны 808 нм и суммарной мощностью 1800 Вт.

На рис.3 представлены результаты моделирования усиления импульса излучения после прохождения через

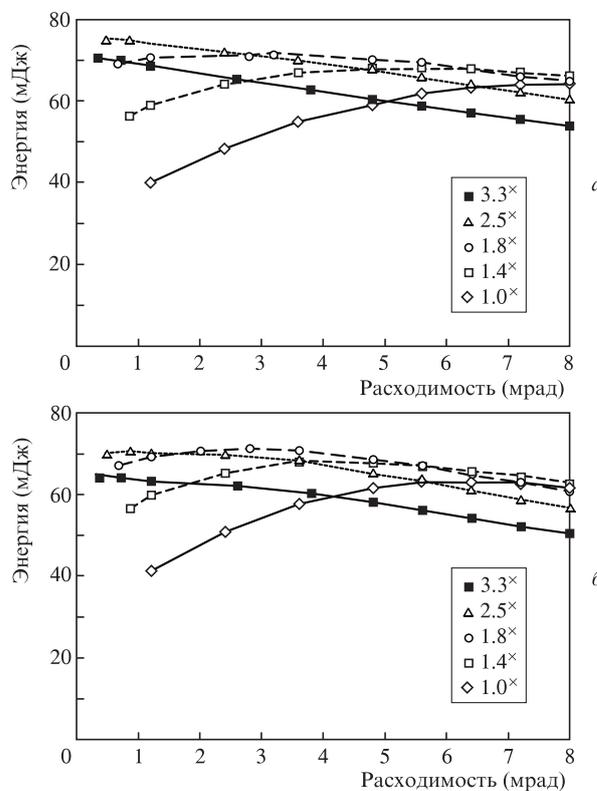


Рис.3. Результаты моделирования энергии выходного импульса для съюстированного (а) и разъюстированного (б) лазерных усилителей при использовании телескопов с разным увеличением и при различных расходимостях излучения на входе усилителя.

сьюстированный (рис.3,*а*) и разьюстированный (рис.3,*б*) усилители при неколлинеарном осям АЭ распространении пучка ЗГ при первом проходе усилителя (для компенсации разьюстировки) и коллинеарном распространении при втором проходе. По результатам расчета оптимальным вариантом для максимального усиления при использовании схемы подавления самовозбуждения является преобразование пучка ЗГ телескопической оптической системой с увеличением 1.8, разьюстированной таким образом, что после нее пучок ЗГ имел расходимость 2.8 мрад.

Моделирование дифракции пучка на последовательных апертурах, являющихся торцами активных элементов усилителя, было выполнено с использованием метода углового спектра с ограниченной полосой угловых частот [16]. Данный метод основан на быстром преобразовании Фурье и был применен итеративно с использованием получаемых на выходе полей в качестве источников для следующих итераций. Ослабление поля из-за отражения на границах раздела сред не учитывалось. Процесс преломления был учтен естественным образом путем изменения длины волны λ согласно показателю преломления среды. Для учета неперпендикулярности плоскостей

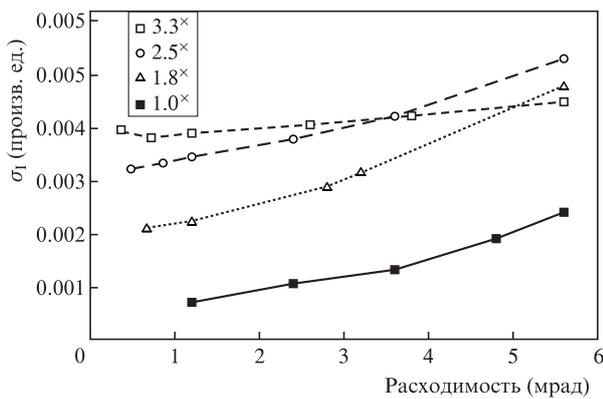


Рис.4. Параметр качества пучка σ_1 на выходе разьюстированного усилителя при использовании на входе телескопов с разным увеличением в зависимости от расходимости, приобретенной в результате разьюстировки телескопа (в случае телескопа с увеличением 1.8 входной пучок распространяется под углом к осям АЭ).

диафрагм и направления распространения поля излучения использовался приближенный оператор сдвига в соответствии с [17]. В случае разьюстированной схемы усилителя данный оператор был применен дополнительно перед началом второго прохода пучка через усилитель для учета разьюстировки усилителя.

Для оценки уровня пространственных шумов, которые приобретает пучок в ближней зоне (по сравнению с идеальным гауссовым пучком), была использована следующая мера дифракционного искажения на основе среднеквадратичного отклонения:

$$\sigma_1 = \frac{1}{N} \sqrt{\sum_{j=1}^N \sum_{i=1}^N (I_{i,j}^D - I_{i,j}^G)^2},$$

где $I_{i,j}^D$ – интенсивность в точке (i,j) , полученная с помощью моделирования описанным выше способом; $I_{i,j}^G$ – интенсивность идеального гауссова пучка в той же точке; N – число точек дискретизации.

Результаты вычисления меры дифракционного искажения σ_1 в зависимости от расходимости пучка при использовании телескопов с различным увеличением приведены на рис.4. Как видно из рисунка, использование выбранного ранее оптимального с точки зрения эффективности усиления телескопа с увеличением 1.8 приводит также к небольшому дифракционному искажению пучка при его прохождении через компактный твердотельный усилитель. Наименьшим искажением будет обладать исходный пучок ЗГ, однако он не оптимален, если говорить о сьеме запасенной в усилителе энергии.

На рис.5 представлены распределения интенсивности излучения, смоделированные при помощи описанных выше методов, для пучка, прошедшего через сьюстированный 3.3-кратный телескоп и сьюстированный усилитель, а также для пучка с расходимостью 2.8 мрад, прошедшего через разьюстированный 1.8-кратный телескоп и разьюстированный усилитель. Результаты моделирования качественно соответствуют результатам эксперимента (см. ниже), что позволяет говорить по крайней мере о достоверности модели и делает ее пригодной для оценки дифракционного возмущения ближнего поля излучения лазерных систем.

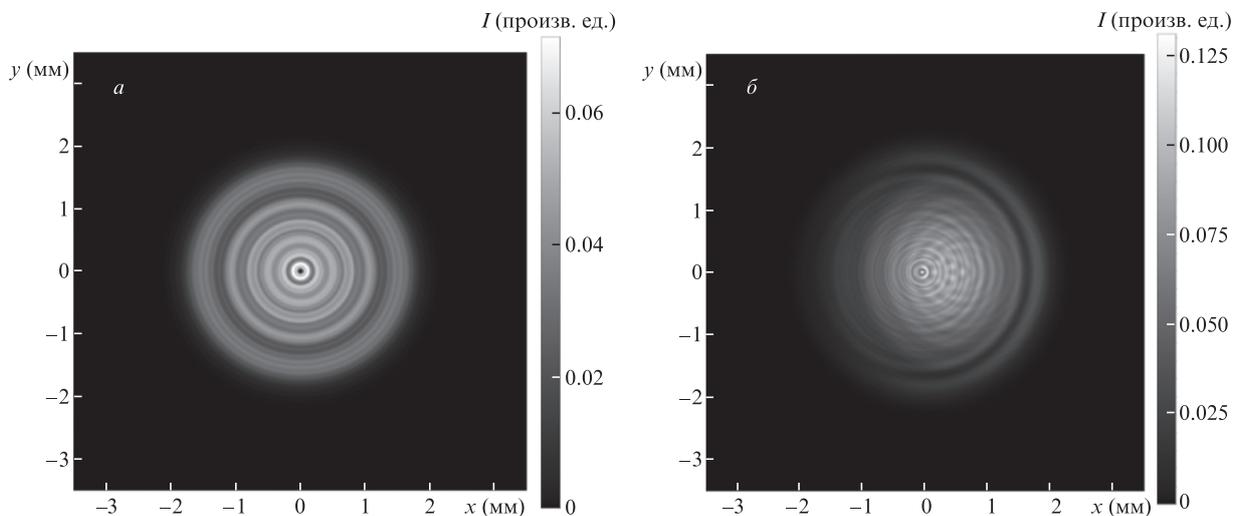


Рис.5. Распределения интенсивности излучения для смоделированного пучка, прошедшего через сьюстированный телескоп с увеличением 3.3 и сьюстированный усилитель (*а*), а также для пучка с расходимостью 2.8 мрад, прошедшего через разьюстированный телескоп с увеличением 1.8 и разьюстированный усилитель (*б*).

4. Сравнение результатов численного моделирования и эксперимента

Значения параметров пучка, полученные в эксперименте для сфокусированного и расфокусированного двухпроходного усилителя [12], сравнивались с результатами

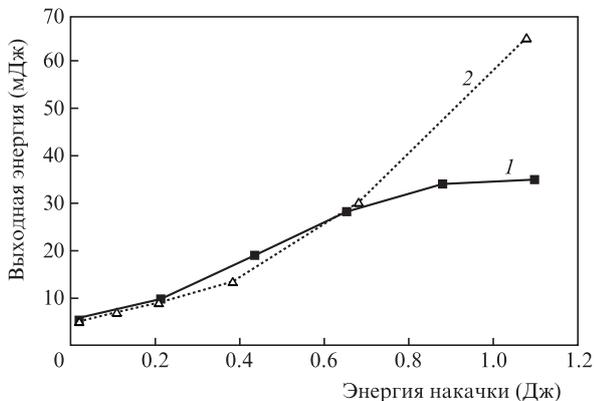


Рис.6. Экспериментальные зависимости энергии импульсов на выходе от энергии импульсов накачки для сфокусированного (1) и расфокусированного (2) усилителей.

численного моделирования, проведенного в настоящей работе: в первом случае (сфокусированный усилитель) пучок ЗГ пропусклся через телескоп с увеличением 3.3, а во втором случае (расфокусированный усилитель) использовался телескоп с увеличением 1.8, который настраивался так, чтобы обеспечить расходимость пучка на входе в усилитель 2.8 мрад.

Зависимости выходной энергии усилителей от энергии накачки показаны на рис.6. Хорошо видно, что при энергии импульса накачки 0.65 Дж характеристики сфокусированного усилителя ухудшаются из-за паразитной лазерной генерации, приводящей к замедлению роста выходной энергии, тогда как в расфокусированном усилителе паразитная генерация подавлена. В результате расходящийся пучок дважды проходит через усилитель без виньетирования, и на выходе энергия импульсов может достигать 65 мДж.

Полученные в эксперименте распределения интенсивности излучения на выходе усилителя показаны на рис.7. Видно, что в дифракционно-ограниченном пучке интенсивность модулирована в соответствии с результатами численных расчетов (см. рис.5,а). В свою очередь, рис.7,б демонстрирует гладкое распределение интенсивности в ближней зоне, соответствующее расходящемуся пучку (см.

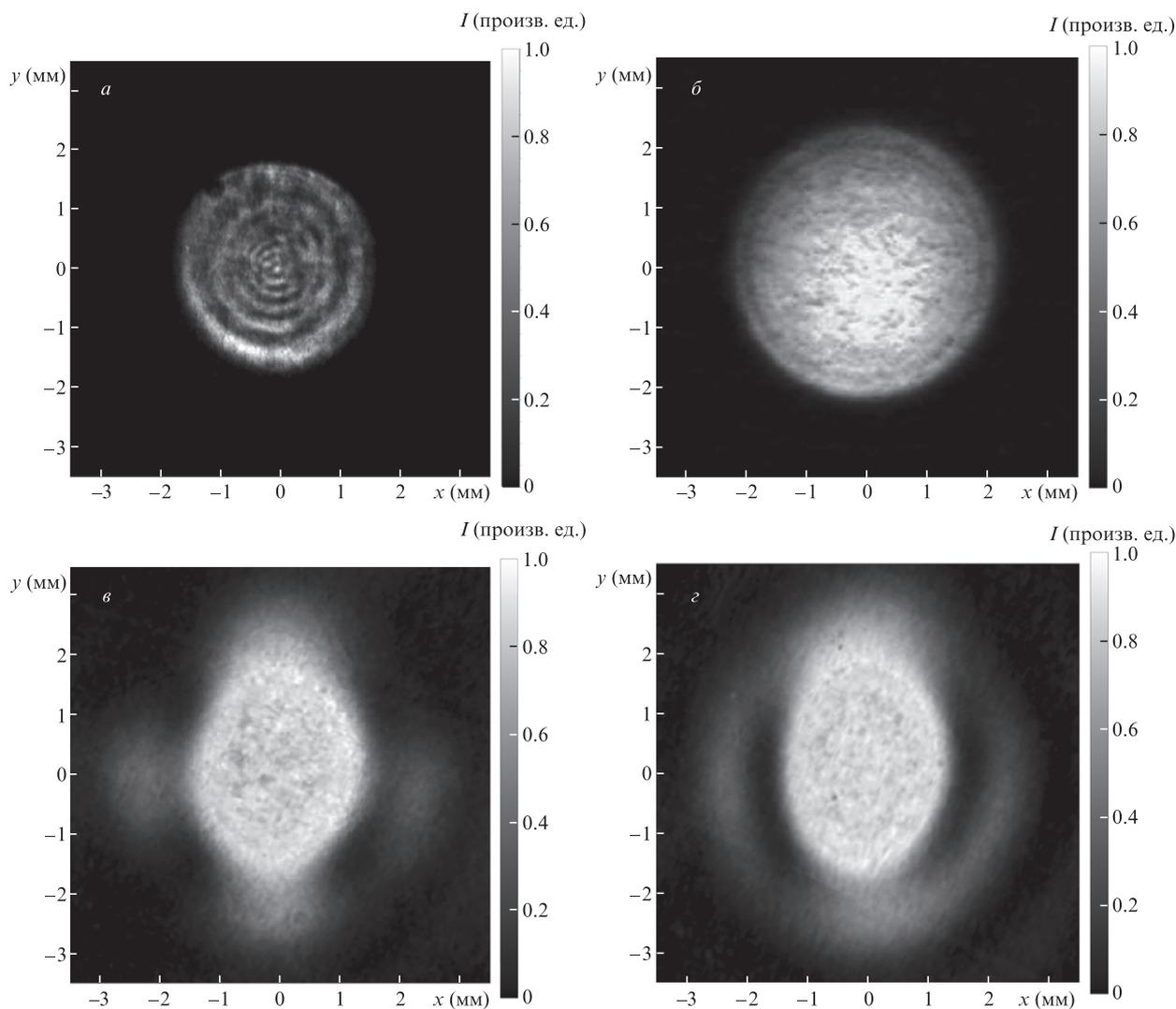


Рис.7. Экспериментальные распределения интенсивности излучения в ближней (а,б) и дальней (в,г) зонах на выходе усилителя для дифракционно-ограниченных (а,в) и расходящихся (б,г) пучков.

рис.5,б). Распределения интенсивности в дальней зоне для обоих пучков близки к TEM_{00} -профилю (рис.7,в,г).

5. Заключение

В работе показано, что характеристики коммерчески доступных поляризаторов не обеспечивают необходимую поляризационную развязку и подавление самовозбуждения в двухпроходных усилителях, предназначенных для применения в лазерных системах с повышенными требованиями к условиям эксплуатации, а также что использование разъюстировки лазерного усилителя позволяет обеспечить подавление паразитной генерации. Однако это приводит к виньетированию пучков излучения, следствием чего является как снижение эффективности усилителя, так и ухудшение «гладкости» пучка в ближней зоне. Особенно остро данные проблемы проявляются в случае компактных усилителей. Использование телескопической системы, увеличивающей диаметр пучка ЗГ и его расходимость, а также неколлинеарного осям АЭ распространения усиливаемого излучения при первом проходе через усилитель позволило повысить эффективность извлечения энергии из усилителя и уменьшить влияние виньетирования. Проведена оптимизация параметров оптической схемы компактного твердотельного лазерного усилителя. Проанализировано влияние увеличения телескопи-

ческой системы и расходимости входного пучка ЗГ на усиление и качество пучка в ближней зоне. Проведенный анализ позволяет подобрать оптимальные параметры формирующей оптической системы, что подтверждается результатами эксперимента.

Работа А.Ускова выполнена при государственной финансовой поддержке ведущих университетов РФ (субсидия 074-U01) в рамках программы ИТМО Visiting Professorship.

1. Гречин С.Г., Николаев П.П. *Квантовая электроника*, **39**, 1 (2009) [*Quantum Electron.*, **39**, 1 (2009)].
2. Sun X. et al. *IEEE J. Sel. Top. Appl.*, **6**, 1939 (2013).
3. Santovito M.R., et al. *Mem. S.A.It. Suppl.*, **16**, 35 (2011).
4. Coyle D.B. et al. *Opt. Laser Technol.*, **63**, 13 (2014).
5. Yu A.W. et al. *Proc. SPIE*, **8599**, 85990P (2013).
6. Sawruk N.W. et al. *Proc. SPIE*, **8599**, 85990O (2013).
7. Alvarez II R.J. et al. *J. Atmos. Ocean Tech.*, **28**, 1258 (2011).
8. Stephan C. et al. *Proc. SPIE*, **8159**, 815908 (2011).
9. Schroder T. et al. *Appl. Phys. B*, **87**, 437 (2007).
10. Chuang T. et al. *Proc. SPIE*, **8599**, 85990N (2013).
11. Peuser P. et al. *Opt. Lett.*, **31**, 1991 (2006).
12. Polyakov V., Pokrovskii V., Soms L. *J. Opt. Technol.*, **78**, 640 (2011).
13. Vitkin V. et al. *J. Opt. Technol.*, **79**, 632 (2012).
14. Storm M.E. *J. Opt. Soc. B*, **9**, 1299 (1992).
15. Frantz L.M., Nodvik J.S. *J. Appl. Phys.*, **34**, 2346 (1963).
16. Matsushima K. *Opt. Express*, **18**, 18453 (2010).
17. Matsushima K. *Appl. Opt.*, **47**, D110 (2008).