

Н.Г. Иванов, В.Ф. Лосев, Ю.Н. Панченко

Использование ВРМБ для формирования дифракционной расходимости и повышения контраста излучения в эксимерной лазерной системе

Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 1.02.2001 г.

Экспериментально исследуется возможность использования ВРМБ для формирования дифракционной расходимости и повышения контраста излучения в лазерной системе на основе электроразрядных ХеСl-усилителей. Показано, что ОВФ при ВРМБ дает возможность корректировать фазовые искажения в активной среде, астигматические и сферические aberrации в оптическом тракте, а ВРМБ позволяет получать контраст излучения 10^6 – 10^7 .

Введение

Эксимерные лазеры являются к настоящему времени наиболее эффективными и мощными источниками когерентного излучения в ультрафиолетовой области спектра. Однако большой коэффициент усиления их активной среды ($g_0 = 0,05 - 0,15 \text{ см}^{-1}$) и разлетный или слабосвязанный нижний терм лазерного перехода приводят к низкой степени когерентности выходного излучения эксимерных лазеров. В то же время для многих приложений, в которых может быть использовано их излучение, кроме мощности требуется и высокое качество лазерного пучка. Для повышения качества излучения в эксимерных лазерах могут использоваться различные методы.

Одним из основных способов получения мощного импульса излучения с малой расходимостью и узкой шириной линии является усиление пучка задающего генератора в лазерной системе. Однако получение в такой системе предельной расходимости, ограниченной дифракцией излучения, обычно затруднено вследствие наличия оптических неоднородностей в активной среде усилителя, в воздушном оптическом тракте и aberrаций на оптике. В таких условиях, когда сложно избавиться от оптических неоднородностей в лазерной системе, для повышения пространственной когерентности лазерного излучения может быть использован метод обращения волнового фронта (ОВФ). Известно, что данный метод позволяет успешно исправлять фазовые искажения волнового фронта [1, 2].

До настоящего времени исследования эксимерных лазерных систем с ОВФ проводились с короткой длительностью импульса генерации (не более 20 нс). При этом ОВФ обычно реализовывалось за счет процесса вынужденного рассеяния Манделъштама-Бриллюэна (ВРМБ) [1–4]. Безусловно, представляет интерес изучить возможности использования ОВФ для улучшения расходимости излучения в лазерных системах с большей длительностью импульса, поскольку увеличение длительности позволяет повысить энергию генерации.

При взаимодействии лазерного излучения с веществом очень часто необходимо иметь пучок с высоким контрастом (соотношение мощностей высоконаправленного излучения и шумовой компоненты). Для ряда приложений (например, в лазерном термоядерном синтезе [5] и т.д.)

требуется контраст излучения $\gamma = 10^6 \div 10^8$. Снижение значения γ происходит при наличии остаточной шумовой компоненты в излучении задающего генератора (ЗГ), а также за счет возникновения двух- и однопроходного усиленного спонтанного излучения (УСИ) в усилительных каскадах. Для увеличения контраста излучения в неодимовых лазерах ранее была использована нелинейная среда на основе ВРМБ [6, 7]. В эксимерных лазерных системах повышение контраста излучения за счет ВРМБ не проводилось.

Кроме того, в литературе практически отсутствует информация о влиянии самого оптического тракта лазерной системы (оптические элементы, воздух) на расходимость усиливаемого пучка и не исследовалась возможность исправления возникающих при этом искажений волнового фронта излучения с помощью ОВФ.

В настоящей работе экспериментально исследуется возможность использования ВРМБ для формирования дифракционной расходимости и повышения контраста излучения в лазерной системе на основе электроразрядных ХеСl-усилителей.

Аппаратура и методики эксперимента

В экспериментах использовались три электроразрядных ХеСl-лазера с различной длительностью импульса возбуждения. Предыонизация разрядного промежутка лазеров осуществлялась от «плазменного листа», который выполнял функцию электрода. Размер активного объема лазеров обычно составлял $1,5 \times 3,5 \times 60$ см. Лазеры работали на смеси Ne:Xe:HCl с общим давлением 2–4 атм и могли обеспечивать импульсы излучения с энергией 100–300 мДж при длительности 15–200 нс на полувысоте максимальной мощности.

Один из лазеров выполнял функцию ЗГ. Лазерный пучок ЗГ имел расходимость, близкую к дифракционному пределу (для диаметра 1,4 мм), спектральную ширину линии $0,01 \text{ см}^{-1}$, степень поляризации 95%, длительность импульса 50 нс и энергию 1 мДж. Два других лазера использовались как усилители в различных оптических схемах.

Для исправления возникающих искажений волнового фронта усиленного излучения нами использовался метод ОВФ при ВРМБ. При этом излучение фокусировалось линзой в кювету, наполненную гексаном (C_6H_{14})

или SF_6 . Для достижения высокой эффективности ВРМБ и исключения тепловых эффектов в нелинейной среде нами выбирались оптимальные геометрия ввода и интенсивность пучка накачки.

Измерение временной формы падающего и рассеянного пучков проводилось фотодиодом ФЭК 22СПУ с помощью осциллографов БЛОР и С8-14. Энергия излучения регистрировалась измерителем мощности и энергии ИМО-2Н. Расходимость излучения определялась с помощью зеркального клина ослабителя и калиброванных диафрагм в фокальной плоскости линзы с фокусным расстоянием $F = 10$ м.

Результаты экспериментов и их обсуждение

1. Влияние активной среды

Изучение возможностей компенсации искажений волнового фронта, возникающих в активной среде усилителя, осуществлялось на $HeCl$ -лазере с длительностью импульса разрядного тока 300 нс. При этом влияние оптических неоднородностей на расходимость излучения

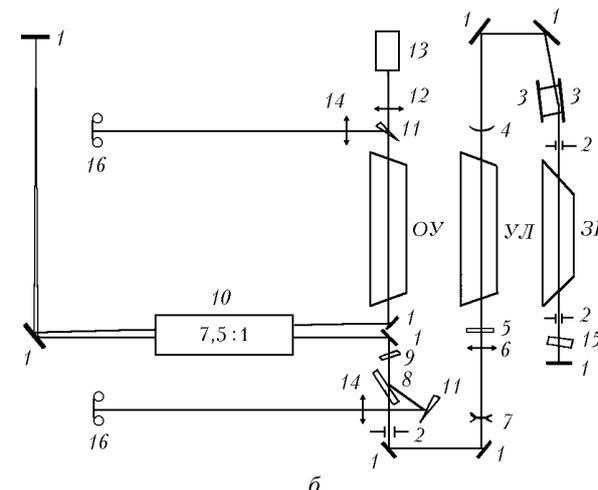
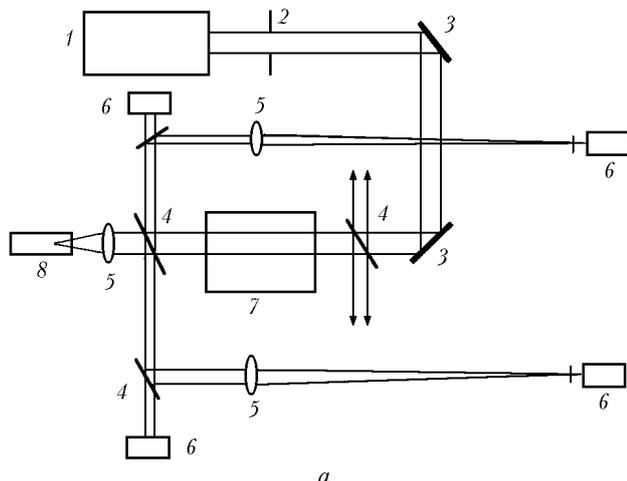


Рис. 1. Оптические схемы эксперимента: *a* – 1 – лазерная система; 2 – диафрагма $\varnothing = 0,01$ м; 3 – алюминиевое зеркало; 4 – кварцевая пластина; 5 – положительные линзы с $F = 6$ и 10 м; 6 – регистрирующая аппаратура (ФЭК 22СПУ, ИМО-2Н); 7 – активная среда $HeCl$ -лазера; 8 – кювета с гептаном; *б* – 1 – зеркало полного отражения; 2 – диафрагма; 3 – дифракционная решетка; 4 – выпуклое зеркало с $F = 6,34$ м; 5 – зеркало с переменным коэффициентом отражения; 6 – линза с $F = 0,5$ м; 7 – линза с $F = 0,2$ м; 8 – поляризатор; 9 – четвертьволновая пластинка; 10 – телескоп; 11 – клин; 12 – линза с $F = 0,5$; 1; 2 м; 13 – кювета с SF_6 ; 14 – линза с $F = 3$ м; 15 – эталон Фабри-Перо; 16 – фотопленка; ОУ – основной усилитель; УЛ – управляемый лазер

В первой стадии до момента времени 80–100 нс наблюдается однородный разряд со средней плотностью тока ~ 350 А/см². В следующей стадии происходит сужение разряда в область с повышенной напряженностью электрического поля, в которой средняя плотность тока возрастает до 700–800 А/см². При этом в центральной области из анодных и катодных плазменных пятен возникают макронеоднородности в виде множества каналов с поперечным размером 1–2 мм. Данные каналы выстроены в ряд по длине промежутка с плотностью $n = 6 \div 8$ см⁻¹ (момент времени 120 нс) и горят одновременно с объемным разрядом.

К моменту времени 170 нс в области диффузного объемного разряда со стороны анода возникает зона, в которой проходящий пучок не испытывает усиления.

исследовалось в условиях реализации максимального коэффициента усиления в активной среде. Для нашего случая это выполнялось в смеси $Ne:Xe:HCl = 1400:10:1$ при давлении $P = 4$ атм и зарядном напряжении $U = 30$ кВ. Коэффициент усиления слабого сигнала в максимуме тока накачки имел величину $g_0 = 0,05$ см⁻¹. Необходимо отметить, что в течение импульса это значение существенно изменялось как в объеме, так и во времени. Оптическая схема этого эксперимента приведена на рис. 1, *a*. Зондирующий импульс длительностью 15 нс и энергией 25 мДж формировался в первых двух лазерах и инжектировался в исследуемый длинноимпульсный усилитель.

На рис. 2 приведено распределение в ближней и дальней зонах интенсивности усиленного излучения I для различных моментов времени горения разряда.

Как видно из рис. 2, через 80 нс горения разряда расходимость излучения в направлении поперек протекания тока начинала постепенно ухудшаться. Из распределения интенсивности излучения в ближней зоне видно, что с момента времени 100 нс разряд начинал уменьшать свою ширину, а к моменту времени 195 нс усиление существовало только в двух узких областях. При этом можно выделить несколько стадий горения разряда.

Данная зона распространяется в направлении к катоду и через 25–30 нс во всей этой области происходит переход объемного разряда в разряд с нитевидной структурой, которая проявляется при регистрации излучения на более чувствительном фотоматериале. При этом на аноде не наблюдалось образование плазменных пятен.

К моменту времени 195 нс в области объемного разряда происходит изменение свойств активной среды – из усиливающей она превращается в поглощающую ($g_0/\alpha < 1$) с коэффициентом поглощения на длине волны $\lambda = 308$ нм $\alpha = 0,01$ см⁻¹. Это свойство среды затем сохраняется до конца первого периода тока. Причиной этого могут быть переход объемного разряда в нитевидные каналы и быстрое выгорание галогена в них за счет высокой плотности протекающего тока [8, 9].

В результате коэффициент усиления в этой области резко снижается, а коэффициент поглощения повышается и продолжает оставаться на определенном уровне. В то же время в области с большим числом макроканалов, расположенных по длине разрядного промежутка, к моменту времени 195 нс входной сигнал продолжал усиливаться, а соотношение g_0/α оставалось больше единицы в течение всего импульса разряда.

Следует отметить, что в случае образования малого количества макроканалов в разряде $n < 1 \text{ см}^{-1}$ (при неоднородном горении плазменного листа) протекающий через промежуток ток стягивался в эти каналы и усиление в данной области прекращалось значительно быстрее. Что касается области, в которой полностью прекратилось горение разряда, то она не оказывала заметного влияния на интенсивность и расходимость проходящего по ней пучка до конца первого периода тока.

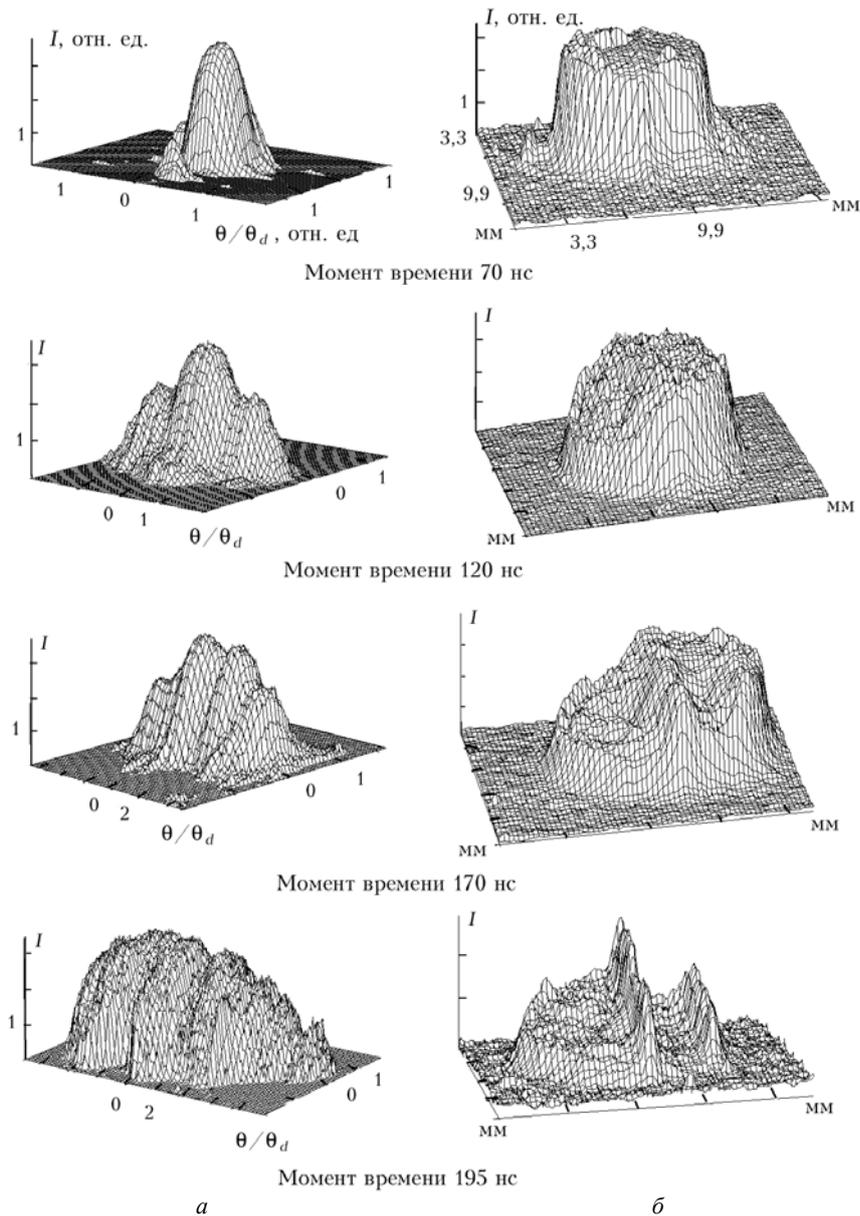


Рис. 2. Распределение интенсивности излучения в дальней (*a*) и ближней (*б*) зонах для разных моментов времени; θ – расходимость излучения, θ_d – дифракционный угол

Наблюдаемое ухудшение расходимости усиленного излучения после момента времени 80 нс могло быть связано как с амплитудной, так и с фазовой неоднородностью. Набег фазы на макронеоднородностях происходит, в основном, за счет разной электронной плотности n_e в плазме, и его можно оценить на длине ∂z согласно выражению [10]:

$$(\partial\varphi/\partial z)_e = -\pi n_e/\lambda_{кр}, \quad (1)$$

где критическая плотность электронов $n_{кр} = 1,17 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Поскольку в нашем случае макроканалы имели периодическую структуру вдоль электродов, то для перепада электронной плотности в объемном разряде и канале $\Delta n_e \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ на длине $L = 0,6 \text{ м}$ набег фазы составляет

$\Delta\varphi = 0,25\lambda$. Данный набег может приводить к небольшим искажениям волнового фронта и несущественному уменьшению расходимости усиленного излучения.

Оценка набег фазы на микроканалах (100–1000 шт. на активной длине) размером 200 мкм с $n_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [8] дает $\Delta\varphi = (0,4 \div 4)\lambda$. Такой набег фазы может оказывать уже существенное влияние на расходимость проходящего излучения. Дополнительный вклад в изменение показателя преломления могут вносить тепловые и ударные волны, возникающие при газодинамическом расширении этих микроканалов [11]. В нашем случае это будет проявляться после 300 нс.

Влияние амплитудных искажений на ухудшение угловой направленности усиленного пучка определялось резким перепадом усиления в активной среде по сечению пучка за счет перераспределения протекающего тока. Можно выделить два основных момента времени в изменении ширины разряда 120 и 195 нс. На первом этапе расходимость усиленного излучения не изменялась. На втором этапе расходимость возрастала примерно в два раза. На

третьем этапе, когда поперечный размер активной среды составлял около 1–2 мм, расходимость пучка увеличивалась примерно в 10 раз.

Результаты исследования расходимости усиливаемого пучка при использовании ОВФ в разные моменты времени горения разряда иллюстрируются на рис. 3, в. Как видно из рисунка, поведение диаграмм направленности отраженных пучков, полученных для моментов времени 70 и 120 нс, близки к диаграммам направленности для падающих пучков в соответствующие моменты времени. При этом в отраженном пучке содержалось ~70% энергии по отношению к пучку накачки. Часть этой энергии (~20%) соответствовала не обращенной компоненте, имеющей широкий угловой спектр направленности. Причины ее появления заключались, скорее всего, в шумовых свойствах процесса ВРМБ. Для периода времени 170–190 нс амплитудные искажения значительно возрастали. Поэтому в данном случае отраженный и прошедший вновь по усилителю сигнал не восстанавливал волновой фронт исходного пучка.

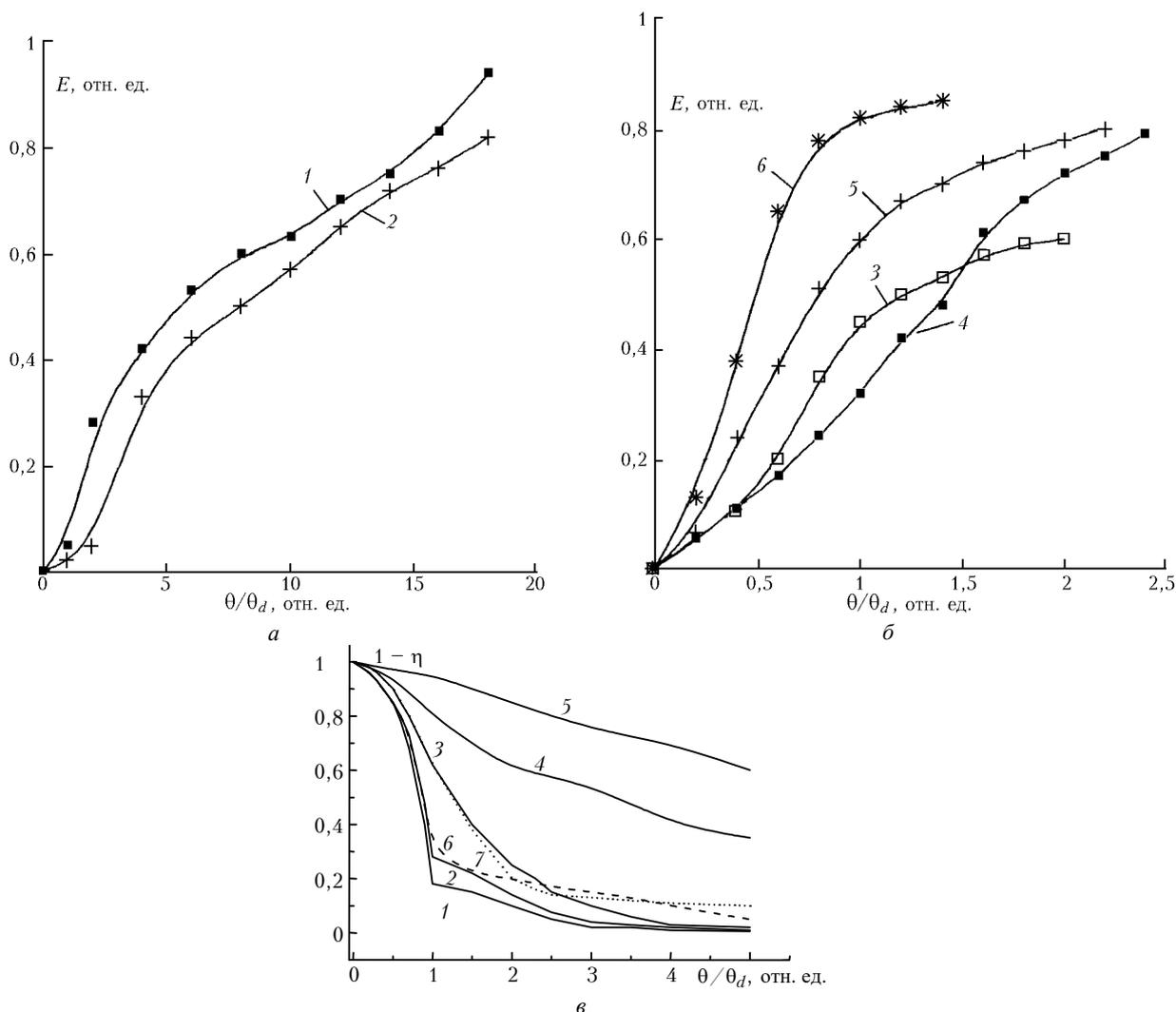


Рис. 3. Диаграммы энергетической угловой направленности: а – излучения, падающего на нелинейную среду с диаметром пучка 75 (1) и 150 мм (2); б – первоначального излучения (3) и возвращенного (4–6), 5 получено при нагреве участка оптического тракта; в – для входного (1), усиленного (2–5) и отраженного (6, 7) пучков в момент времени 70 (2), 120 (3), 170 (4), 195 (5), 70 (6), 120 нс (7); η – доля энергии излучения в соответствующем угле θ относительно полной энергии; θ_d – дифракционный угол (в случае однородного распределения излучения); E – энергия излучения

2. Влияние оптического тракта

Поведение расходимости пучка ЗГ после прохождения его по оптическому тракту лазерной системы исследовалось в оптической схеме, изображенной на рис. 1,б. В этом случае на изменение диаграммы направленности дифракционно-ограниченного пучка могли оказывать влияние как неоднородности показателя преломления в атмосферном воздухе, так и возникающие aberrации излучения при прохождении через оптические элементы системы.

В нашем эксперименте излучение, выходящее из лазерной системы (ЛС), коллимировалось линзами 6, 7 и, пройдя делительную кварцевую пластину 8, далее расширялось телескопом 10 с коэффициентом увеличения $M = 7,5$. Длина пути, проходимого расширенным пучком, изменялась в интервале от 0,2 до 24 м для различных экспериментальных условий. Возвращаясь обратно под небольшим углом к встречному потоку, лазерный пучок вновь сжимался до диаметра ~ 20 мм и фокусировался в кювету с SF_6 линзой 12 с $F = 1$ м. Регистрация излучения осуществлялась делением части светового потока с помощью кварцевых пластин, установленных до и после телескопа, а также перед линзой 12.

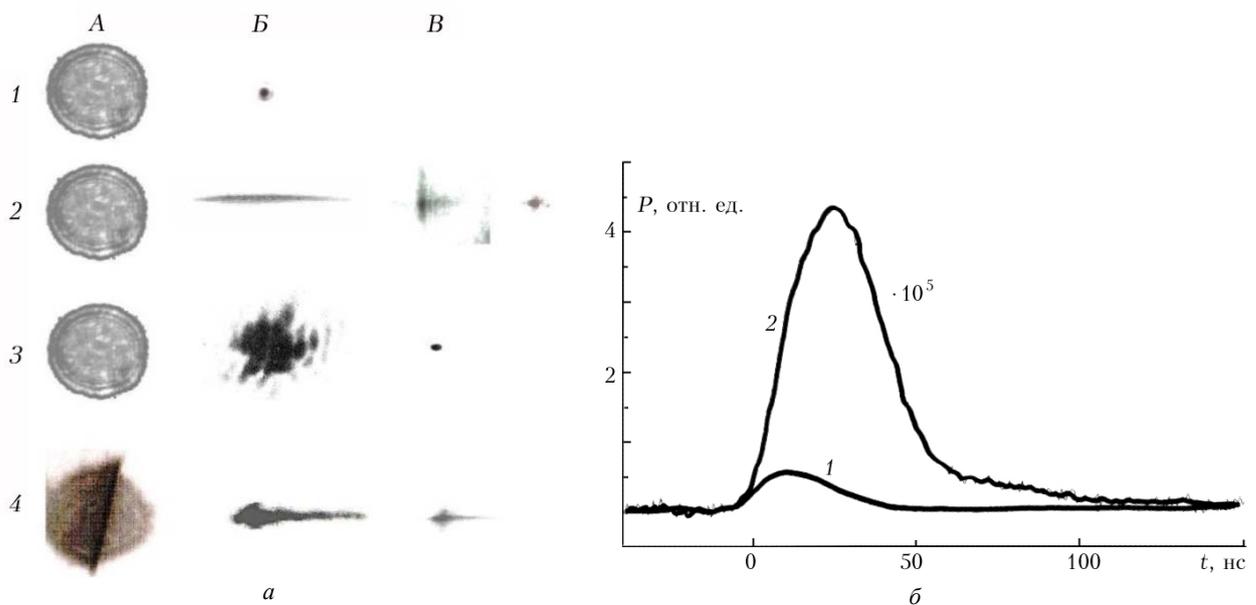


Рис. 4. Распределение мощности излучения P в ближней (A) и дальней (B, B) зонах после искажения (B) и исправления (B) волнового фронта за счет ОВФ (a) и поведение во времени усиленной (2) и шумовой (1) компонент (b); $a - 1$ – пучок накачки; 2 – астигматизм на линзе; 3 – воздушные турбулентности ($L = 15$ м), диаметр пучка 75 мм; 4 – узкий тепловой поток воздуха; ($2 - B$) – энергия пучка 30 (слева) и 10 мДж

В случае увеличения искажений волнового фронта для пучка 75 мм наблюдалось более высокое качество ОВФ накачки, отраженный сигнал в дальней зоне имел похожую структуру интенсивности, а в дифракционном угле содержал 60% энергии.

Ухудшение качества ОВФ для пучка диаметром 150 мм может определяться наличием aberrационных эффектов на оптических элементах телескопа. В связи с этим для выделения получаемых искажений волновым фронтом пучка в воздухе и на оптических элементах нами были проведены эксперименты, в которых изучалась возможность ОВФ пучка, испытывающего различную степень астигматических и сферических aberrаций, а также при проходе

Результаты измерения углового распределения излучения в дальней зоне для падающего на нелинейную среду и вернувшегося излучения приведены на рис. 3,а,б. Несколько большая расходимость пучка диаметром 150 мм была обусловлена, в основном, турбулентностью воздуха. При этом фокальное пятно распалось на отдельные хаотично расположенные сгустки. В случае увеличения турбулентных потоков в тракте транспортировки пучка диаметром 75 мм (с помощью точечного теплового источника, расположенного после телескопа) структура его фокального пятна становилась аналогичной структуре пучка диаметром 150 мм (без теплового источника).

Регистрация фокальных пятен для разных диаметров пучка, отраженного от нелинейной среды и вновь прошедшего оптический тракт, показала, что степень компенсации искажений для разных диаметров пучка несколько различна. Ее количественную оценку можно сделать из измеренных распределений энергии данного излучения, представленных на рис. 3,а,б. При диаметре пучка 75 мм обращенное излучение имеет дифракционную расходимость, т.е. несколько меньшую, чем у падающего пучка, что может быть вызвано пороговым эффектом ВРМБ (рис. 4,а,3).

им участков воздуха, имеющих резкий градиент показателя преломления по сечению.

Эксперименты проводились на лазерной системе, оптическая схема которой представлена на рис. 1,а. Выходной пучок лазерной системы диаметром 13 мм имел дифракционную расходимость (рис. 4,а,1). Для получения астигматических искажений в волновом фронте пучка накачки линза, фокусирующая лазерное излучение в кювету с нелинейной средой, была наклонена под углом $9^\circ 47'$ к оптической оси. На рис. 4,а,2 представлено распределение интенсивности излучения в дальней зоне после прохода линзы и после компенсации искажений за счет ОВФ.

Измерение диаграммы направленности рассеянного излучения показало, что с ростом энергии пучка накачки начинает ухудшаться качество ОВФ. В этом случае из центрального лепестка диаграммы направленности излучения параллельно направлению первой перетяжки возникают «крылья», в которых лежит значительная доля энергии. Данный эффект можно предположительно объяснить наличием шумовой компоненты с широкой угловой направленностью, задаваемой профилем каустической поверхности астигматического пучка, а также экранировкой части падающего излучения первым фокусом из-за наличия разнесенных двух фокальных перетяжек вдоль распространения пучка. В случае выхода из рассеивающего объема одного из главных фокусов ОВФ пучка полностью отсутствовало, а у рассеянного назад излучения расходимость имела широкую угловую компоненту в перпендикулярном направлении оставшейся перетяжки.

Возникающие на линзовом телескопе сферические aberrации волнового фронта приводили к увеличению расходимости падающего пучка. Угловая энергетическая направленность данного пучка измерялась в плоскости наилучшей установки, где размер пятна был минимальным. В этом случае диаметр фокального пятна можно оценить из выражения [12]:

$$D = F\theta_d + Rd^3/32F^2, \quad (2)$$

где θ_d – дифракционная расходимость пучка; $R = 1/(1 - 1/n^2) [(2/n + 1)\alpha^2 - (2 + 1/n)\alpha + 1]$ – абберационный параметр линзы. Для тонкой линзы $\alpha = 1/n(1 - r_1/r_2)$, где r_1, r_2 – радиус кривизны соответственно первой и второй поверхности линзы; n – коэффициент преломления.

Данный тип возникающих искажений компенсировался при обратном проходе отраженного от нелинейной среды пучка, тем не менее необходимо отметить, что качество ОВФ зависело от изменения интенсивности накачивающего излучения. При малых мощностях накачки, близких к пороговому значению возникновения ВРМБ, происходила некоторая пространственно-угловая фильтрация пучка накачки.

Увеличивая градиент показателя преломления по сечению проходящего пучка, мы попытались определить граничные условия искажений волнового фронта, при которых еще возможен эффект ОВФ. Для этого с помощью протяженного теплового источника, расположенного параллельно оптической оси, мы смоделировали узкий ламинарный тепловой поток, распространяющийся поперек движения лазерного пучка. В этом случае часть волнового фронта пучка приобретала значительные искажения, которые приводили к изменению формы и профиля интенсивности пучка как в дальней, так и в ближней зоне (рис. 4,а,б). При этом видно, что реализуется частичная компенсация возникающих искажений волнового фронта.

3. Повышение контраста излучения

Контраст излучения исследовался после двухпроходного усиления пучка ЗГ в короткоимпульсном усилителе с $g_0 = 0,16 \text{ см}^{-1}$ непосредственно на его выходе и на расстоянии 3 м от выходного окна. При этом сравнивались результаты, получаемые при отражении от алюминиевого зеркала и от ВРМБ среды.

Высокий коэффициент усиления активной среды позволял спонтанным потокам излучения, распространяющимся под большими углами к оптической оси, набирать

значительное усиление. На выходе из двухпроходного усилителя угловой спектр направленности спонтанного шума состоял из двух компонент, задаваемых двух- и однопроходной УСИ. В первом случае угловая направленность лежала в пределах до 5 мрад, во втором от 20 мрад и более. При отсутствии входного сигнала отношение этих потоков по энергии составило 50/1. В случае ввода сигнала со стороны окна усилителя доля спонтанного шума изменялась в зависимости от уровня вводимой мощности излучения в активную среду. Рассматривались два предельных случая: режим, близкий к линейному (входной сигнал с мощностью $\sim 100 \text{ Вт}$), и усиление в насыщенном режиме. Условия, в которых изучалось усиление слабого сигнала, имеет место в случае использования пучка ЗГ с типичными параметрами выходной энергии 5–10 мкДж. Второй режим реализуется с большими входными потоками энергии излучения, в нашем случае максимальная вводимая плотность мощности в усилитель достигала 10 кВт/см^2 . Измеренная доля УСИ в лазерном пучке после его двухпроходного усиления с использованием алюминиевого зеркала (для входного сигнала с плотностью мощности 50 Вт/см^2) составила 60%, а для 10 кВт/см^2 – 35% при общей выходной энергии усиленного пучка 15 и 70 мДж соответственно.

Использование ВРМБ в качестве нелинейного фильтра позволяет достаточно эффективно отсекают компоненту УСИ. И если пороговый инкремент усиления G равен 25, то пороговая мощность накачки

$$P_0 = 25S/gL, \quad (3)$$

где поперечное сечение рассеивающей области $S = \pi d^2/4 = \pi F^2 \alpha^2/4 \sim F^2 \alpha^2$; L – длина области взаимодействия; g – коэффициент усиления ВРМБ. Видно, что пороговая мощность ВРМБ растет в квадратичной зависимости от расходимости накачивающего излучения. Данный фактор приводит к существенной разнице между пороговыми значениями для лазерного пучка и потоком УСИ. В нашем случае данное отношение лежало в пределах $10^3 \div 10^4$, что позволяло поднять величину контраста усиленного излучения до $\gamma = 420$.

Однако кроме собственных шумов усилителя в выходном излучении присутствует широкополосное УСИ с угловой направленностью 10^{-4} , что задается наличием фона в усиливаемом пучке ЗГ. В нашем случае в пучке ЗГ с пиковой мощностью 25 кВт и шириной спектральной линии $0,01 \text{ см}^{-1}$ контраст излучения (отношение мощности УСИ на отфильтрованном переходе 0–1 к мощности лазерного излучения на рабочем переходе 0–2) был не хуже 420. При изменении условий формирования излучения в ЗГ, за счет снижения коэффициента усиления активной среды и уменьшения энерговклада в разряд от обострительной емкости, контраст выходного излучения снижался до 45 и 300 в начале и конце импульса соответственно. Данный эффект был обусловлен более медленным формированием узкополосного излучения за счет роста неселективных потерь в резонаторе. Так как угловая направленность УСИ в пучке ЗГ не более чем в два – три раза превышает расходимость узкополосного импульса, селекция излучения осуществлялась по ширине спектральной линии. В этом случае режим рассеяния можно рассматривать как с пространственно когерентным, так и с некогерентным излучением.

В первом случае рассматриваются условия, характерные для рассеяния монохроматического излучения, т.е. длина взаимодействия меньше длины когерентности этого излучения. В данном приближении эффективность ВРМБ

не зависит от ширины спектра возбуждающего излучения $\Delta\nu$ и усиление идет по закону e^G , при $I > I_{кр} = 4\pi\Delta\nu/g$. В случае с некогерентным излучением интенсивность рассеяния ВРМБ резко падает. В работе [13] дается оценка усиления при широкополосной накачке. По этой оценке

$$G = \frac{L}{2} \{gI - 8\Delta\nu - 8\Delta\nu_0 + [(gI - 8\Delta\nu - 8\Delta\nu_0)^2 + 32\Delta\nu_0 gI]^{0.5}\}, (4)$$

где $\Delta\nu_0$ – ширина спонтанной бриллюэновской линии.

Из выражений (3) и (4) находим

$$P/P_0 = 1 + \Delta\nu L/3, (5)$$

где P – мощность накачки, P_0 – пороговая мощность накачки при $\Delta\nu < \Delta\nu_0$. В ходе экспериментов были определены условия, при которых происходит увеличение контраста усиленного излучения до значения $\gamma = 10^5$ (рис. 4, б). Увеличение контраста излучения ЗГ с 4 до 10^6 наблюдалось при энергии падающего пучка не более 20 мДж. С ростом уровня энергии накачивающего пучка величина контраста в усиленном пучке сохранялась. Для достижения высокого контраста усиленного излучения при контрасте входного пучка ЗГ ($\gamma = 50$) необходимо было уменьшить энергию накачивающего излучения до 10 мДж.

Заключение

1. В условиях существования в активной среде ХеСl-лазера различных неоднородностей основное влияние на расходимость оказывает перераспределение профиля коэффициента усиления. При развитии макронеоднородностей происходит усиление, а при развитии микронеоднородностей – поглощение отдельных областей лазерного пучка. Суммарное влияние имеющихся неоднородностей в среде лазера приводило к увеличению расходимости проходящего излучения примерно в 10 раз. Использование ОВФ позволяет сохранять дифракционную расходимость усиленного пучка до момента времени 170 нс после зажигания разряда. В более позднее время данный метод являлся малоэффективным.

2. Пучок ХеСl-лазера, имеющий начальную расходимость $\theta = 10^{-5}$ рад, после прохода лабораторной трассы $L \cong 15$ м изменяет величину θ до $1,5 \cdot 10^{-4}$ рад, что обусловлено наличием турбулентности в атмосфере. Данный тип искажений волнового фронта возможно исправлять с помощью ОВФ при ВРМБ.

3. ОВФ позволяет корректировать астигматические и сферические aberrации пучка ХеСl-лазера до значений $10 \theta_d$.

4. С использованием ВРМБ возможно улучшение контраста излучения ХеСl-лазера до 10^6 – 10^7 .

1. Slatkin M., Bigio I.J., Feldman B.J., Fisher R.A. Efficient phase conjugation of an ultraviolet XeF laser beam by stimulated Brillouin scattering // Opt. Lett. 1982. V. 7. № 3. P. 108–110.
2. Gower M.C., Caro R.G. KrF laser with a phase conjugate Brillouin mirror // Opt. Lett. 1982. V. 7. № 4. P. 162–163.
3. Бычков Ю.Ф., Лосев В.Ф., Панченко Ю.Н. Экспериментальное исследование эффективности ОВФ пучка ХеСl-лазера при ВРМБ // Квант. электрон. 1992. Т. 19. № 7. С. 688–690.
4. Bigio I.J., Feldman B.J., Fisher R.A., Slatkin M. / Phase conjugation and image-retaining reflection of KrF laser radiation at 2486Å // IEEE J. Quantum. Electron. 1981. V. 17. № 12. P. 220–223.
5. Бредерлов Г., Филл Е., Фусс В., Хола К., Фольк Р., Вумме К.И. Разработка мощного йодного лазера в институте физики плазмы в Гарчинге, ФРГ // Квант. электрон. 1976. Т. 3. № 4. С. 906–913.
6. Кормер С.Б., Куликов С.М., Николаев В.Д. Сенюк А.В., Сухарев С.А. Исследование возможности применения ВРМБ для повышения контраста лазерного излучения // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. Вып. 4. С. 213–216.
7. Гулевич В.М., Илюхин А.А., Маслянкин В.А., Шелоболин А.В. Контраст излучения неодимового лазера с использованием обращения волнового фронта при ВРМБ // Квант. электрон. 1982. Т. 9. № 3. С. 537–541.
8. Kushner M.J. Microarcs as a termination mechanism of optical pulses in electric-discharge-excited KrF excimer lasers // IEEE Trans. Plasma Sci. 1991. V. 19. № 2. P. 387–391.
9. Демьянов А.В., Кочетов И.В., Напартович А.П., Канителли М., Лонго С. Влияние колебательной кинетики HCl на развитие микронеустойчивостей и характеристики электроразрядного ХеСl-лазера в условиях неоднородной предыонизации // Квант. электрон. 1995. Т. 22. № 7. С. 673–682.
10. Демьянов А.В., Дерюгин А.А., Дятко Н.А., Елкин Н.Н., Кочетов И.В., Напартович А.П., Свотин П.И. Влияние неоднородностей накачки и усиленного спонтанного излучения на характеристики широкоапертурного ХеСl-усилителя // Квант. электрон. 1990. Т. 17. № 9. С. 1150–1155.
11. Боровков В.В., Андраманов А.В., Воронов С.Л. Интерференционные исследования плазмы трехэлектродного ХеСl-лазера // Квант. электрон. 1999. Т. 26. № 1. С. 19–24.
12. Григорьянц А.Г., Шиганов И.Н. Лазерная сварка металлов. М.: Высш. школа, 1988. С. 100.
13. Поповичев В.И., Рагульский В.В., Файзуллоев Ф.С. ВРМБ при широком спектре возбуждающего излучения // Письма в ЖЭТФ. 1974. Т. 19. Вып. 6. С. 350–355.

N.G. Ivanov, V.F. Losev, Yu.N. Panchenko. Use of the MBSS in formation of diffraction divergence and increase of radiation contrast in the excimer laser system.

A possibility to use the MBSS in formation of diffraction divergence and increase of radiation contrast in laser system based on electric charge XeCl amplifiers, is experimentally studied in this paper. It is shown that the wave front reversal method (WFR) at the MBSS allows a correction of phase distortions in an active medium, astigmatic and spherical aberrations in optical channel, and the MBSS allows the 10^6 – 10^7 radiation contract.