

Влияние неоднородностей активной среды на расходимость излучения длинноимпульсного электроразрядного ХеСl-лазера

В.Ф.Лосев, Ю.Н.Панченко

Экспериментально исследовано влияние оптических неоднородностей активной среды электроразрядного ХеСl-лазера с длительностью импульса возбуждения 300 нс на расходимость усиленного излучения. Показана возможность получения дифракционной расходимости излучения на выходе данного усилителя. В наших условиях при плотности мощности накачки, превышающей 400 кВт/см², основное влияние на расходимость излучения оказывали неоднородности профиля усиления активной среды, возникающие на определенном этапе горения разряда. Данное свойство активной среды обусловлено развитием макро-и микронеоднородностей разрядного тока.

Ключевые слова: эксимерный лазер, активная среда, искажения волнового фронта, расходимость, неоднородность среды.

1. Введение

В настоящее время электроразрядные эксимерные лазеры находят все более широкое применение в различных областях науки и техники. Для многих приложений требуется лазерное излучение с высокой энергией и малой расходимостью. Одновременная реализация этих двух параметров представляет серьезную проблему. Это связано с тем, что для повышения энергии излучения в эксимерном лазере необходимо увеличивать его активный объем или длительность импульса генерации. С увеличением активного объема в выходном излучении возрастает доля усиленного спонтанного излучения (УСИ), а с увеличением длительности импульса накачки ухудшаются условия горения однородного объемного разряда. Таким образом, в обоих случаях возникают факторы, ухудшающие расходимость выходного излучения.

Известно, что долю УСИ в выходном лазерном излучении можно уменьшить, используя либо неустойчивые резонаторы [1], либо режим усиления [2]. Условия формирования и горения однородного разряда в эксимерных смесях с длительностью импульса в сотни наносекунд изучались в ряде работ [5–18]. В них было показано, что на определенной стадии в разряде могут возникать неоднородности с разными пространственными масштабами [9, 15, 16]. Макронеоднородности представляют собой каналы с повышенной плотностью тока и характерным диаметром ~ 1 мм, микронеоднородности – нитевидные каналы с поперечными размерами 0.01–0.1 мм. Кроме того, в течение импульса накачки может происходить изменение ширины разряда, обусловленное, прежде всего, неоднородностью электрического поля [17, 18]. Неоднородности активной среды не только снижают энергию лазерного излучения, но и могут приводить к срыву генерации [6, 11, 15].

Степень влияния неоднородности разряда на расходимость лазерного излучения в настоящее время изучена мало. В работах [15, 16] отмечалось, что основной причиной, ответственной за ограничение длительности генерации, является рассеяние излучения на оптических микро-неоднородностях активной среды. Авторы работы [13] отмечали ухудшение расходимости излучения в плоско-параллельном двухсекционном ХеСl-лазере с длительностью импульса генерации $\tau = 300$ нс после срабатывания первой секции активного объема. Проведенные в работе [14] интерференционные измерения параметров активной среды электроразрядного ХеСl-лазера с длительностью накачки 400 нс позволили зарегистрировать мелкомасштабные изменения показателя преломления, обусловленные, по утверждению авторов, газодинамической разгрузкой нитевидных токовых каналов, возникающих в конце импульса тока.

При наличии неоднородности в активной среде для повышения направленности лазерного излучения можно использовать ОВФ. Известно, что ОВФ позволяет исправлять фазовые искажения волнового фронта, обусловленные неоднородностями среды [3, 4]. К настоящему времени в литературе отсутствует информация о возможности использования данного метода для длинноимпульсных эксимерных лазеров, поскольку ОВФ применялось, в основном, в лазерах с длительностью существования активной среды в десятки наносекунд [19–22].

В настоящей работе нами экспериментально исследовались влияние оптических неоднородностей активной среды электроразрядного длинноимпульсного ХеСl-лазера на угловую направленность проходящего через него излучения и возможность исправления возникающих при этом искажений волнового фронта.

2. Экспериментальная установка и методики измерений

В экспериментах исследовалась активная среда электроразрядного ХеСl-лазера с длительностью импульса первого полупериода разрядного тока 300 нс. Для зажи-

гания разряда применялась двухконтурная электрическая схема, имеющая накопительную и обострительную емкости, равные 110 и 10 нФ соответственно. Накопительная емкость через два искровых разрядника коммутировалась на разрядный промежуток, параллельно которому располагалась обострительная емкость.

Предыонизация разрядного промежутка лазера осуществлялась от «плазменного листа», который одновременно выполнял функцию катода, при этом анод был металлическим (Ni). Рабочая поверхность обоих электродов имела радиус 7 см, размер активного объема лазера составлял $1.5 \times 3.5 \times 60$ см. Выходными окнами лазерной камеры служили просветленные кварцевые пластины. При возбуждении смеси состава Ne:Xe:HCl = 1400:10:1 с общим давлением $p = 4$ атм в режиме свободной генерации с плоскопараллельным резонатором энергия излучения лазера была равна 150 мДж.

Развитие неоднородностей в активной среде XeCl-лазера регистрировалось несколькими способами. Во-первых, с помощью ЭОК АГАТ-СФЗМ снималась временная развертка свечения разряда. Во-вторых, измерялось распределение интенсивности излучения в ближней зоне зондирующего пучка, прошедшего активную среду в различные моменты времени t (отсчет осуществлялся от начала импульса разрядного тока до прихода зондирующего импульса). Так как зондирующее излучение имело длину волны 308 нм, то регистрируемое распределение отражало профиль усиления активной среды. Влияние неоднородностей на угловую направленность проходящего излучения определялось по распределению его интенсивности в дальней зоне. Оптическая схема эксперимента представлена на рис. 1.

Короткий зондирующий импульс излучения формировался в лазерной системе, состоящей из двух лазеров. Один из них выполнял функцию задающего генератора (ЗГ), второй – функцию усилителя. На выходе из ЗГ лазерный пучок имел диаметр 1.4 мм, энергию излучения 0.7 мДж, длительность импульса на полувысоте амплитуды 50 нс, ширину спектральной линии 0.01 см^{-1} , степень поляризации 95 % и расходимость, близкую к дифракционному пределу. Пучок излучения ЗГ, после предварительного расширения в 10 раз с помощью линзового телескопа, усиливался на одном проходе во втором лазере. В итоге зондирующее излучение имело однородное

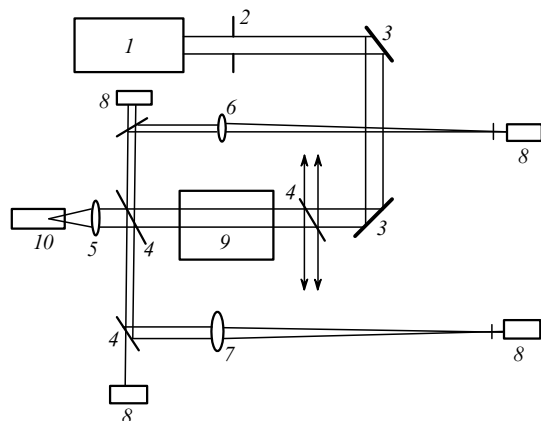


Рис. 1. Оптическая схема эксперимента:

1 – лазерная система; 2 – диафрагма $\varnothing 10$ мм; 3 – Al-зеркало; 4 – кварцевая пластина; 5, 6, 7 – положительные линзы с $F = 0.6$, 6 и 10 м соответственно; 8 – регистрирующая аппаратура (ФЭК 22СПУ, ИМО-2Н); 9 – активная среда XeCl-лазера; 10 – кювета с гексаном.

распределение интенсивности по сечению и энергию 25 мДж, длительность импульса на половине мощности 15 нс и расходимость, близкую к дифракционному пределу для диаметра 14 мм [23]. Данное излучение, ограниченное диафрагмой диаметром 10 мм, проходило через активную среду исследуемого длинноимпульсного XeCl-лазера.

Для исправления возникающих искажений волнового фронта усиленного излучения нами использовалось ОВФ при ВРМБ. Излучение, вышедшее из исследуемого лазера, фокусировалось линзой с фокусным расстоянием $F = 60$ см в кювету длиной 150 мм, наполненную гексаном C_6H_{14} . Затем рассеянное излучение усиливалось на обратном проходе через активную среду. Для достижения высокой эффективности ВРМБ и исключения тепловых эффектов в нелинейной среде мы выбирали оптимальные геометрию ввода и интенсивность пучка накачки [22–24].

Временная форма падающего и рассеянного пучков измерялась фотодиодом ФЭК 22СПУ с помощью осциллографов 6ЛОР и С8-14. Энергия излучения регистрировалась измерителем мощности и энергии ИМО-2Н. Расходимость излучения определялась с помощью зеркального клина ослабителя [25] и калиброванных диафрагм в фокальной плоскости линзы с $F = 10$ м.

3. Результаты экспериментов и их обсуждение

На начальной стадии питание объемного разряда после электрического пробоя в длинноимпульсном лазере осуществлялось от обострительной емкости. Поскольку контур ее разрядки имел минимальную индуктивность, она обеспечивала высокую скорость ввода энергии в плазму. В связи с этим момент возникновения импульса излучения относительно импульса разрядного тока оставался практически постоянным для всех условий эксперимента. Однако длительность импульса и интенсивность УСИ в различных условиях существенно изменялись. Длительность импульса излучения на полувысоте интенсивности возрастала при снижении зарядного напряжения, давления и концентрации галогена в смеси (рис.2). Изменение концентрации ксенона от 30 до 7 мм рт. ст. в наших условиях на длительность импульса УСИ существенно не влияло. Окончание импульса излучения до конца первого полупериода тока может быть обусловлено развитием неоднородностей в разряде, хотя осциллограммы тока по форме и длительности в разных условиях были близки друг к другу.

Усиление зондирующего импульса в активной среде лазера показало, что расходимость выходного излучения может существенно изменяться в зависимости от условий накачки. На рис.3 приведены зависимости доли энергии усиленного излучения в центральной лепестке диаграммы направленности от зарядного напряжения, давления и содержания галогена в смеси для момента максимальной мощности накачки. Видно, что доля энергии излучения для давления 2 атм во всем исследуемом диапазоне напряжений и концентраций галогена меняется не более чем на 40%. Для давления 4 атм аналогичная ситуация сохраняется лишь при малых напряжениях и концентрации галогена. С увеличением зарядного напряжения и содержания HCl расходимость излучения существенно возрастает. Эти результаты хорошо коррели-

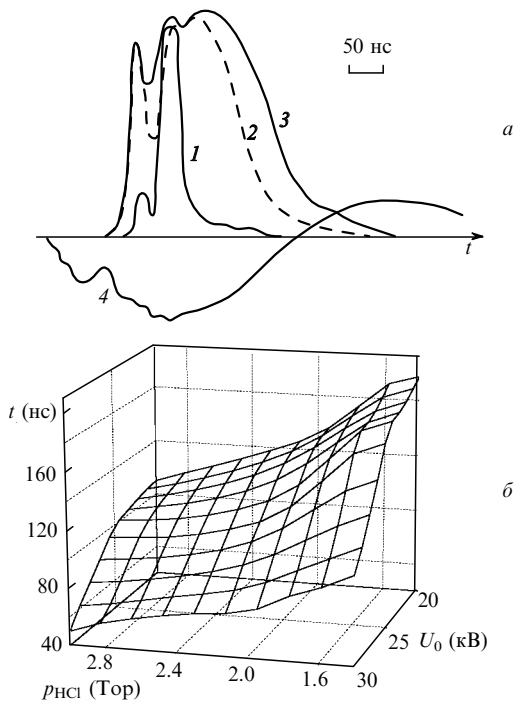


Рис.2. Осциллограммы импульсов излучения УСИ (а) и зависимость их длительности на полувысоте амплитуды от давления НСl и зарядного напряжения U_0 при $p = 4$ атм и соотношении Ne:Хе = 100:1 (б): 1 – давление смеси $p = 4$ атм, состав смеси Ne:Хе:НСl = 1000:10:1, $U_0 = 30$ кВ, коэффициент ослабления сигнала $K = 20$; 2 – $p = 4$ атм, Ne:Хе:НСl = 1800:10:1, $U_0 = 25$ кВ, $K = 7$; 3 – $p = 2$ атм, Ne:Хе:НСl = 1800:10:1, $U_0 = 20$ кВ, $K = 1$; 4 – форма импульса разрядного тока при $p = 4$ атм, Ne:Хе:НСl = 1800:10:1, $U_0 = 25$ кВ, $K = 7$.

ругуют с данными рис.2 и также говорят об улучшении однородности объемного разряда при снижении зарядного напряжения, давления и концентрации галогена в смеси.

Изучение влияния оптических неоднородностей на расходимость излучения проводилось в условиях реализации максимального коэффициента усиления в активной среде при заданной длительности накачки. Для нашего случая это выполнялось в смеси состава Ne:Хе:НСl = 1400:10:1 при давлении $p = 4$ атм и зарядном напряжении $U_0 = 30$ кВ. Форма тока и напряжения для этих условий представлена на рис.4. В максимуме тока накачки коэффициент усиления слабого сигнала $g_0 = 0.05 \text{ см}^{-1}$. Необ-

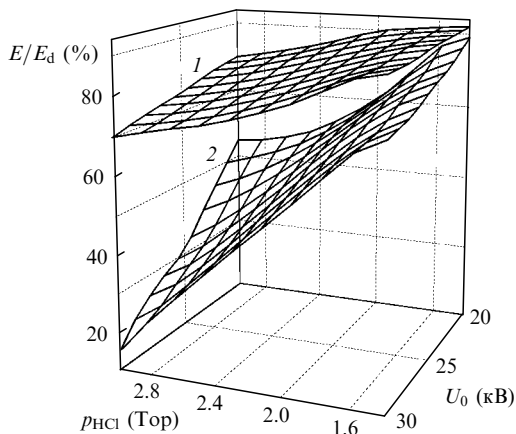


Рис.3. Доля энергии в центральном лепестке диаграммы направленности усиленного короткого импульса в момент времени $t = 100$ нс при соотношении Ne:Хе = 100:1 и давлении смеси 2 (1) и 4 атм (2).

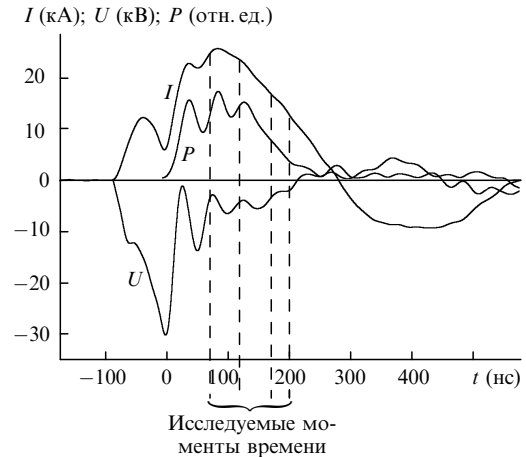


Рис.4. Осциллограммы импульсов разрядного тока I , напряжения на обострительной емкости U и УСИ P для $p = 4$ атм, Ne:Хе:НСl = 1400:10:1, $U_0 = 30$ кВ.

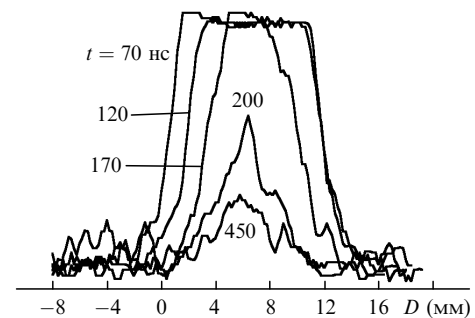


Рис.5. Денситограмма свечения разряда в различные моменты времени.

ходимо отметить, что он существенно изменялся как по объему, так и во времени. На рис.5 приведены денситограммы свечения разряда вблизи анода, полученные с помощью скоростной камеры «Агат». Из рис.5 следует, что при $t = 120$ нс происходит резкое стягивание разряда в область максимальной напряженности поля.

На рис.6 приведены распределения интенсивности зондирующего пучка после его прохождения через активную среду в разные моменты времени. Из распределения интенсивности излучения в ближней зоне видно, что с момента времени $t = 100$ нс ширина усиливающей зоны уменьшается, а к моменту времени $t = 200$ нс усиление существует только в двух узких областях.

Согласно рис.5 и 6, можно выделить несколько стадий горения разряда. В первой стадии, до момента времени $t = 80 - 100$ нс, наблюдается однородный разряд со средней плотностью тока $\sim 350 \text{ А/см}^2$. На следующей стадии происходит сужение разряда в область повышенной напряженности электрического поля. Данная область соответствует зонам 2 и 3 рис.7, в которых средняя плотность тока возрастает до $700 - 800 \text{ А/см}^2$. При этом в области 2 из анодных и катодных плазменных пятен возникают макронеоднородности в виде множества каналов с поперечным размером не более $1 - 2$ мм. Каналы выстроены в ряд по длине промежутка с погонной плотностью $n = 6 - 8 \text{ см}^{-1}$ (момент времени $t = 120$ нс) и горение в них происходит одновременно с объемным разрядом в области 3.

К моменту времени $t = 170$ нс в области 3 со стороны анода возникает зона, в которой проходящий пучок не испытывает усиления (рис.7,а). Данная зона распространяется в направлении к катоду и через $25 - 30$ нс во всей

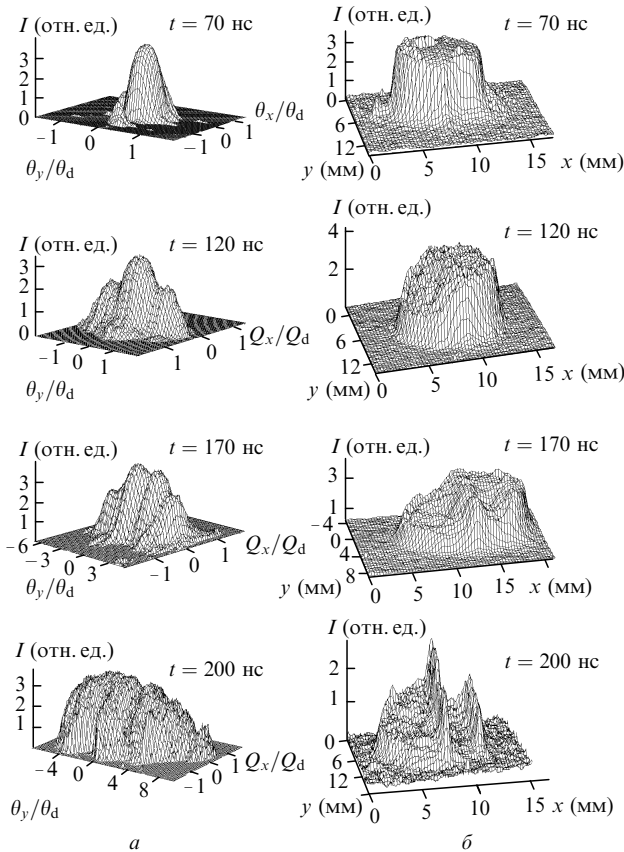


Рис. 6. Распределение интенсивности излучения в дальней (а) и ближней (б) зонах в разные моменты времени; θ_d – дифракционный угол (при однородном распределении интенсивности по сечению пучка).

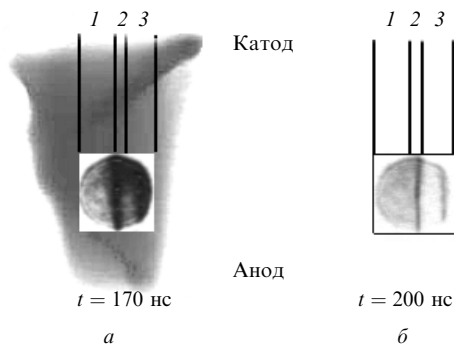


Рис. 7. Интегральное во времени свечение разрядного промежутка (а) и распределение интенсивности усиленного пучка, привязанное к области усиления, в различные моменты времени.

области 3 происходит переход объемного разряда в разряд с нитевидной структурой, которая проявляется при регистрации излучения на более чувствительном фотоматериале (рис.8). При этом на аноде образования плазменных пятен не наблюдалось.

К моменту времени $t = 200$ нс в области 3 происходит изменение свойств активной среды – из усиливающей она превращается в поглощающую ($g_0/\alpha < 1$) с коэффициентом поглощения на длине волны $\lambda = 308$ нм, равным 0.01 см^{-1} (рис.7,б). Данное свойство среды затем сохраняется до конца первого периода тока. Причиной этого может быть быстрое выгорание галогена в нитевидных каналах вследствие высокой плотности протекающего по ним тока [15, 16]. В результате в нитевидном канале коэффициент усиления резко снижается, а коэффициент по-

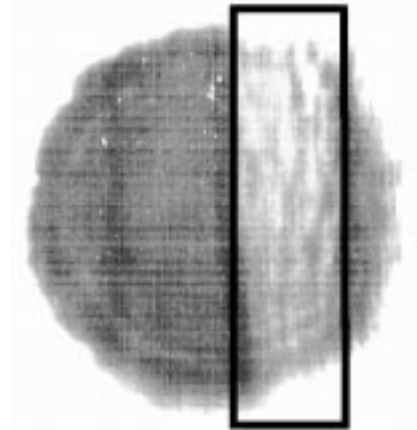


Рис.8. Распределение интенсивности излучения после прохода по усилителю в момент времени 200 нс.

глошения продолжает оставаться прежним [7]. В то же время в области 2 с большим числом макроканалов по длине разрядного промежутка к моменту времени $t = 200$ нс входной сигнал продолжает усиливаться, а отношение g_0/α остается больше единицы в течение всего времени горения разряда. Тем не менее в условиях образования малого числа макроканалов в разряде ($n < 1 \text{ см}^{-1}$, неоднородное горение плазменного листа) протекающий через промежуток ток стягивается в эти каналы и усиление в данной области прекращается значительно быстрее, чем в других областях. После ухода разряда из зоны 1 среда в данной области не оказывает заметного влияния на интенсивность и расходимость проходящего по ней пучка до конца первого периода тока.

Наблюдаемое ухудшение расходимости усиленного излучения после момента времени $t = 80$ нс может быть связано как с амплитудной, так и с фазовой неоднородностью. Набег фазы на макронеоднородностях будет происходить, в основном, за счет разной электронной плотности в плазме и в макронеоднородности, и его можно оценить согласно выражению [26]

$$\left(\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right)_e = -\frac{\pi n_e}{\lambda n_{cr}},$$

где $n_{cr} = 1.17 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ – критическая плотность электронов. Поскольку в нашем случае макроканалы имеют периодическую структуру вдоль электродов, то при перепаде электронной плотности в объемном разряде и канале $\Delta n_e \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ на длине 60 мм набег фазы $\Delta\varphi = \pi/2$. Оценка набег фазы на микроканалах размером до 200 мкм с $n_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [15, 17] дает $\Delta\varphi = 0.8\pi$. По нашему мнению, более высокий вклад в изменение показателя преломления должны вносить тепловые и ударные волны, возникающие при газодинамическом расширении микроканалов [14, 27]. В нашем случае это будет проявляться после $t = 300$ нс.

Влияние амплитудных искажений на ухудшение угловой расходимости 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: $t = 120$ и 200 нс (см. рис.4). На первом этапе расходимость усиленного излучения не изменялась, на втором этапе она возросла примерно в два раза. На третьем этапе, когда поперечный размер ак-

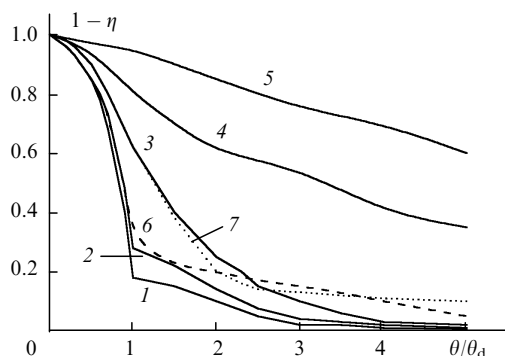


Рис.9. Диаграмма энергетической угловой направленности для входного (1), усиленного (2–5) и отраженного (6, 7) пучков в моменты времени $t = 70$ (2, 6), 120 (3, 7), 170 (4), 200 нс (5); η – доля энергии излучения в соответствующем угле θ относительно полной энергии.

тивной среды составлял около 1 мм, расходимость пучка увеличивалась примерно в 10 раз.

Результаты исследования расходимости усиливаемого пучка в разные моменты времени горения разряда в экспериментах с ОВФ иллюстрируются рис.9, где приведены диаграммы угловых направленностей исходного, усиленного и отраженных от ВРМБ-среды и усиленных на обратном проходе пучков. Как видно из рис.9, диаграммы направленности отраженных пучков, полученные для моментов времени 70 и 120 нс, ведут себя примерно так же, как и диаграммы направленности падающих пучков в соответствующие моменты времени. При этом в отраженном пучке содержалось $\sim 70\%$ энергии пучка накачки. Часть этой энергии (20%) соответствовала необращенной компоненте, имеющей широкий угловой спектр направленности. Причины ее появления заключались, скорее всего, в шумовых свойствах ВРМБ.

При $t = 170 - 200$ нс амплитудные искажения значительно возрастали (см. рис.5), поэтому в данном случае отраженный и вновь прошедший по усилителю сигнал не восстанавливал волновой фронт исходного пучка.

4. Заключение

Таким образом, исследование влияния различных оптических неоднородностей на расходимость усиленного излучения в активной среде электроразрядного ХеСl-лазера с длительностью возбуждения 300 нс показало, что при плотности мощности возбуждения $100 - 200$ кВт/см³ существуют условия, когда активная среда лазера практически без искажений позволяет усилить излучение с дифракционной расходимостью. При плотности мощности накачки $400 - 500$ кВт/см³ в разряде после момента $t = 120$ нс возникают оптические макро- и микронеоднородности, которые приводят к ухудшению расходимости излучения.

Основное влияние на расходимость оказывает перераспределение профиля усиления в активной среде. В нашем случае при развитии макронеоднородностей про-

исходит усиление, а при развитии микронеоднородностей – поглощение отдельных областей лазерного пучка. Суммарное влияние имеющихся неоднородностей в среде лазера приводит к увеличению расходимости проходящего излучения примерно в 10 раз.

До момента времени $t = 70$ нс после зажигания разряда использование ОВФ позволяет сохранять дифракционную расходимость усиленного пучка; в более позднее время данный метод являлся малоэффективным.

Авторы выражают благодарность Н.Г.Иванову за обсуждение и помощь при написании статьи.

1. Лосев В.Ф., Иванов Н.Г., Панченко Ю.Н. *Изв. вузов. Сер. Физика*, **42**, 54 (1999).
2. Иванов Н.Г., Лосев В.Ф., Панченко Ю.Н., Ястремский А.Г. *Квантовая электроника*, **29**, 14 (1999).
3. Зельдович Б.Я., Филиппецкий Н.Ф., Шкунов В.В. *Обращение волнового фронта* (М., Наука, 1985).
4. Рагульский В.В. *Обращение волнового фронта при вынужденном рассеянии света* (М., Наука, 1990).
5. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. *Физика импульсного пробоя газов* (М., Наука, 1991).
6. Taylor R.S. *Appl. Phys. B*, **41**, 1, (1986).
7. Taylor R.S., Corkum P.B., Watanabe S., Leopold K.E., Alcock A.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **19**, 416 (1983).
8. Osborne M.R., Hutchinson M.H.R. *J. Appl. Phys.*, **59**, 711 (1986).
9. Dreiskemper R., Botticher W. *IEEE Trans. on Plasma Science*, **23**, 987 (1995).
10. Bychkov Yu., Makarov M., Suslov A., Yastremsky A. *Rev. Sci. Instr.*, **65**, 28 (1994).
11. Баранов В.Ю., Борисов В.М., Степанов Ю.Ю. *Электроразрядные эксимерные лазеры на галогенидах инертных газов* (М., Энергоатомиздат, 1988).
12. Ефимовский С.В., Жигалкин А.К., Карев Ю.И. и др. *Препринт ФИАН № 79* (Троицк, 1991).
13. Грасюк А.З., Ефимовский С.В., Жигалкин А.К. и др. *Препринт ФИАН № 18* (М., 1989).
14. Боровков В.В., Андраманов А.В., Воронов С.Л. *Квантовая электроника*, **26**, 19 (1999).
15. Kushner M.J. *IEEE Trans. on Plasma Science*, **19**, 387 (1991).
16. Демьянов А.В., Кочетов И.В., Напартович А.П., Капителли М., Лонго С. *Квантовая электроника*, **22**, 673 (1995).
17. Napartovich A.P., Dem'yanov A.V., Deryugin A.A., Dyatko N.A., Kochetov I.V. *Proc. SPIE*, **1625**, 221 (1992).
18. Bahr M., Botticher W., Choroba S. *IEEE Trans. on Plasma Science*, **19**, 369 (1991).
19. Gower M.C., Caro R.G. *Optics Letts*, **7**, 162 (1982).
20. Armandillo E., Prock D. *Optics Letts*, **8**, 523 (1983).
21. Davis G.M., Gower M.C. *IEEE J. Quantum Electron.*, **27**, 496 (1991).
22. Карпов В.Б., Коробкин В.В., Долголенко Д.А. *Квантовая электроника*, **18**, 1350 (1991).
23. Бычков Ю.И., Лосев В.Ф., Панченко Ю.Н. *Квантовая электроника*, **19**, 688 (1992).
24. Лосев В.Ф., Панченко Ю.Н. *Квантовая электроника*, **24**, 812 (1997).
25. Рагульский В.В., Файзулов Ф.С. *Оптика и спектроскопия*, **27**, 707 (1969).
26. Демьянов А.В., Дерюгин А.А., Дятко Н.А. *Квантовая электроника*, **17**, 1150 (1990).
27. Бычков Ю.И., Суслов А.И., Тинчурин К.А., Ястремский А.Г. *Препринт Томского научного центра СО АН СССР № 37* (Томск, 1990).