

Пространственно-временная структура излучения мощного быстропоточного CO₂-лазера

В.А.Гурашвили*, А.М.Зотов**, П.В.Короленко**, А.П.Напартович*, С.П.Павлов*, А.В.Родин*, Н.Э.Саркаров*

Экспериментально исследована пространственно-временная структура излучения технологического электроразрядного CO₂-лазера с проточной активной средой. Установлено, что при оптимальной конструкции оптической и газодинамической секций с увеличением выходной мощности происходит полное подавление высокочастотных флуктуаций излучения и снижение амплитуды низкочастотных флуктуаций до 6–10%. В то же время распределение интенсивности в ближней зоне дифракции носит сложный и нестабильный характер. В поперечном сечении лазерного пучка обнаружены «горячие» пятна и винтовые дислокации волнового фронта. На основе численного моделирования показано, что особенности структуры излучения в ближней зоне обусловлены образованием случайных каустик и фазовых сингулярностей в результате дифракционной трансформации начальных возмущений волнового фронта.

Ключевые слова: технологический лазер, качество лазерного излучения, дислокации волнового фронта.

1. Введение

Существует целый ряд физических факторов, усложняющих пространственно-временную структуру излучения быстропоточных технологических CO₂-лазеров. Высокие пиковые интенсивности, присущие таким лазерам, усиливают оптические неоднородности активной среды, вызывают термодеструкцию отражающих поверхностей зеркал резонатора и нелинейное самовоздействие в активной среде, инициируют многомодовый режим генерации [1, 2]. Важную роль в развитии неустойчивостей играют автомодуляционные процессы. Они характерны для систем с поперечной прокачкой активной среды, использующих при раздельной схеме накачки и генерации резонатор с неустойчивой конфигурацией. Автоколебания мощности с периодом, близким к времени пролета через резонатор, вызывают модуляцию мощности с глубиной до 100% [3, 4].

Неоднородности скорости потока активной среды могут привести к стабилизации режима генерации [5], однако они усиливают фазовые неоднородности среды [6]. Из-за недостаточной изученности и сложности описания возмущающих структуру излучения факторов оценку их совокупного влияния часто проводят путем задания статистических параметров распределения фазы в выходном лазерном пучке с последующим определением характеристик пучков для дальнейшей зоны [7]. Делается это путем выделения в начальном распределении фазы средней «регулярной» составляющей, определяющей усредненную поверхность волнового фронта.

Гораздо меньше внимания в настоящее время уделяется изучению свойств лазерных пучков в ближней зоне

дифракции, длина которой в широкоапертурных лазерах весьма значительна. В настоящей работе на основе анализа возмущений светового поля излучения электроразрядного CO₂-лазера с проточной активной средой и длиной волны $\lambda = 10.6$ мкм оценивается влияние автомодуляционных процессов и мелкомасштабных искажений волнового фронта на пространственно-временную структуру излучения в ближней зоне.

2. Характеристики лазера и методика измерений

Конструкция исследуемого лазера была подобна описанной ранее в [8, 9]. Активная среда в полости резонатора образовывалась путем подмешивания газовой компоненты CO₂ к бинарной смеси N–He, предварительно колебательно возбужденной в газоразрядной камере. Устройство камеры позволяло получать удельный энерговыход до 400 Дж/г. Скорость прокачки активной среды варьировалась в диапазоне 100–150 м/с. В экспериментах изменялись как режим накачки и состав газа, так и характеристики оптического резонатора. В рабочих режимах обеспечивались глубина модуляции энерговыхода в разряд не выше 5% и нестабильность газодинамических параметров, не превышающая 3%.

Для съема энергии с активной среды лазера использовались различные схемы неустойчивых резонаторов с увеличением $M = 1.12 - 2.2$. В зависимости от резонаторной схемы охват активной среды лазера осуществлялся одинарным или двойным прохождением излучения через активный объем. В двухпроходном неустойчивом резонаторе применялись уголкового отражатели, состоящие из двух или трех плоских зеркал. Применение таких отражателей дает возможность не только эффективно заполнять активную среду излучением, но и выравнивать распределение интенсивности в поперечном сечении пучка благодаря повороту поля в полости резонатора. Излучение, выходящее из резонатора, можно было формировать в поперечном сечении в виде прямо-

*Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, Россия, 142092 Троицк Моск. обл.

**Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Россия, 119899 Москва, Воробьевы горы; e-mail: korolenko@optics.npi.msu.ru

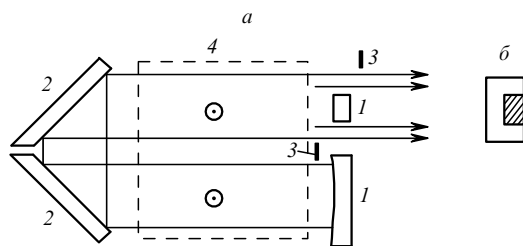


Рис.1. Схема резонатора (а) и форма пучка на выходе лазера (б): 1 – сферические зеркала; 2 – зеркала уголкового отражателя; 3 – диафрагмы; 4 – активная среда. Заштрихованный фрагмент на рис.б соответствует области, затененной выходным зеркалом; ⊙ – направление потока.

угольника, квадрата или круга с затененной выходным зеркалом центральной частью. В большинстве экспериментов использовалась двухпроходная схема резонатора с уголковыми отражателями, показанная на рис.1,а. На рис.1,б изображена характерная форма пучка на выходе лазера. Внешняя апертура пучка варьировалась в диапазоне 50–70 мм.

Измерения флуктуаций мощности и распределения интенсивности в поперечном сечении выходного излучения проводились в предварительно ослабленном лазерном пучке. Для ослабления излучения применялись штриховые дифракционные решетки, нарезанные на зеркальной подложке, дифракционные ответвители на основе зеркал с регулярной дырчатой структурой, а также ответвители, выполненные в виде узких полосок сферических зеркал. В случае недостаточного ослабления дополнительно применялись оптические пластины в виде клина из КС1 или ZnSe.

В качестве фотоприемников использовались фоторезисторы типа ФСГ-223 или ИК приемники на основе HgCdTe. В зависимости от мощности ослабленного лазерного пучка излучение регистрировалось напрямую или через интегрирующую сферу. Для измерения распределения интенсивности в поперечном сечении пучка устанавливались маленькие сферические зеркальца диаметром 5–10 мм. Осуществляя с их помощью сканирование апертуры выходного пучка, можно было регистрировать распределение интенсивности с разрешением 3–7 мм в любом выбранном сечении пучка. Время сканирования апертуры пучка составляло $10^{-2} - 10^{-3}$ с.

3. Экспериментальные результаты и их интерпретация

В ходе измерений было установлено, что в двухпроходной схеме резонатора средняя амплитуда флуктуаций мощности не превышает 6–10 % при коэффициенте увеличения резонатора $M = 1.5$. Характерная для указанного коэффициента увеличения осциллограмма временного хода полной мощности излучения показана на рис.2. Варьирование коэффициента увеличения резонатора в пределах $M = 1.5 - 2.2$ не приводило к заметным изменениям характера временного хода мощности. При этом мощность, снимаемая с активной среды лазера, с увеличением M уменьшалась из-за недостаточной плотности мощности в полости резонатора. Уменьшение коэффициента увеличения неустойчивого резонатора M с 1.5 до 1.1 приводило к росту амплитуды флуктуаций мощности, в том числе и на высоких частотах, соответ-

ствующих пролетному времени активной среды. Также к увеличению флуктуаций мощности приводило и уменьшение апертуры съема энергии вдоль потока при переходе к однопроходной схеме резонатора. Тем не менее даже в указанных неблагоприятных случаях глубина модуляции мощности не превышала 20 %.

Следует, однако, отметить, что в двухпроходной схеме резонатора с уголковыми отражателями при оптимальных коэффициентах увеличения $M \approx 1.5$ спектр модулированной генерации содержал лишь низкочастотные компоненты (с частотами до 10 Гц). Последний факт можно объяснить тем, что в полости такого резонатора по всему полю генерации происходит эффективное усреднение факторов, обуславливающих высокочастотные колебания мощности.

В отличие от полной мощности интенсивность в поперечном сечении пучка была крайне нестабильна во времени. Кроме того, ее распределение по поперечным координатам имело очень сложный вид. На дифракционные полосы, связанные с дифракцией Френеля на ограничивающих диафрагмах резонатора, накладывались случайным образом расположенные нестационарные пятна, интенсивность в которых значительно превышала среднюю. Диафрагмы устанавливались для того, чтобы устранить паразитные каналы генерации и попадания мощного излучения на конструктивные элементы резонатора. Коэффициент обусловленной дифракцией пространственной модуляции распределения интенсивности менялся в зависимости от удаленности плоскости измерения от выходной апертуры резонатора. В зоне, близкой к выходной апертуре резонатора, глубина модуляции достигала 30 %, а по мере удаления плоскости измерения от выходной апертуры глубина модуляции интенсивности излучения уменьшалась и на расстояниях, превышающих 10 м, устанавливалась ниже 15 %.

Число «горячих» пятен в поперечном сечении выходного пучка зависело от генерируемой мощности. При больших мощностях регистрировалось до шести таких пятен. Со снижением мощности выходного излучения число пятен уменьшалось, и при мощности излучения 5–6 кВт регистрировалось не более двух пятен. Их размеры на расстоянии 19 м от плоскости выходной апертуры лазера менялись в диапазоне 10–20 мм. На рис.3 приведено характерное распределение интенсивности в фиксированном поперечном сечении пучка, измеренное в различные моменты генерации. Интервал между последовательно регистрируемыми распределениями интенсивности составлял 0.02 с. Как видно из рис.3, на распределении появляются области с интенсивностью, отличающейся от средней в 3–7 раз.

Для повышения наглядности регистрации зон с высокой интенсивностью и оценки их продольных размеров была создана специальная аэрозольная камера, позволяющая визуализировать пространственные фрагменты

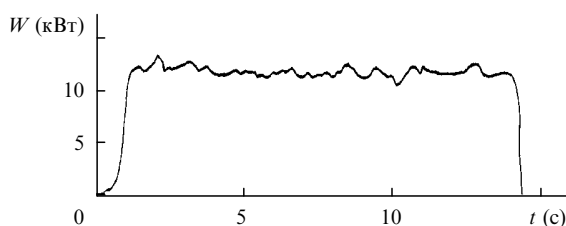


Рис.2. Флуктуации полной мощности W лазерного пучка.

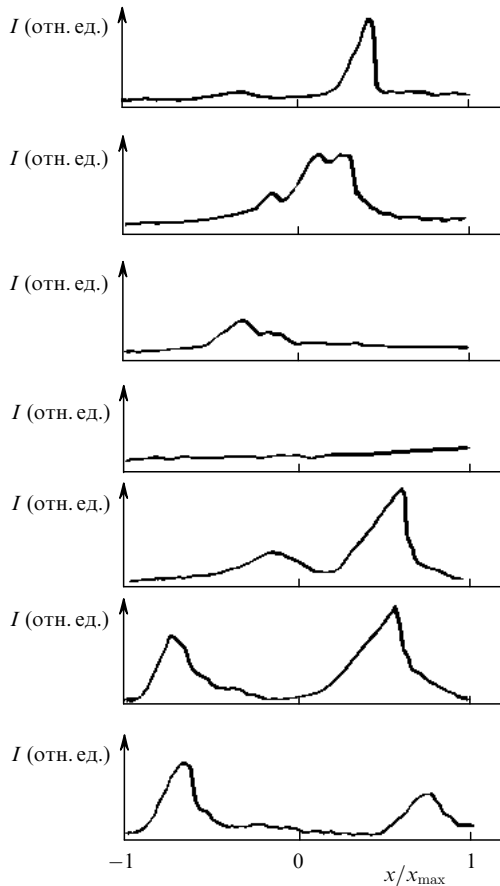


Рис.3. Распределения интенсивности в поперечных сечениях лазерного пучка (x – поперечная координата; снизу вверх – последовательные сканирования с интервалом 0.02 с).

пучка, интенсивность которых превышает определенное значение. В качестве рабочей среды в аэрозольной камере использовались взвешенные в воздухе мелкие частицы корунда. Для того чтобы повысить интенсивность излучения и достичь пороговой интенсивности свечения корунда, излучение пропускалось через аэрозольную камеру, будучи предварительно сфокусированным при помощи длиннофокусного зеркала. Такая методика позволяла по характеру свечения корунда исследовать эволюцию структуры лазерного пучка. На рис.4 показана одна из полученных фотографий свечения частиц корунда в сходящемся пучке лазера. Размер области, приведенной на фотографии, значительно превышает продольный размер фокального пятна, соответствующего дальней зоне. Из рис.4 видно, что зоны с экстремальной интенсивностью имеют вид длинных узких каналов. Число и положение таких каналов постоянно менялись в процессе генерации.

Параллельно с регистрацией пространственного распределения интенсивности излучения при помощи интер-

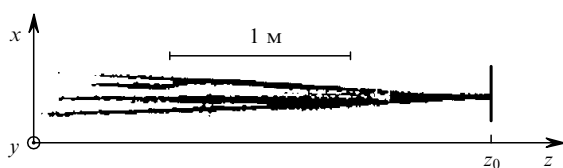


Рис.4. Свечение частиц корунда в сходящемся лазерном пучке (x, y – поперечная и продольная координаты соответственно, z_0 – плоскость фокусировки).



Рис.5. Интерферограмма поперечного сдвига лазерного пучка. Рамка на поле указывает положение дислокации.

ферометра поперечного сдвига проводилось исследование особенностей фазового распределения в поперечном сечении лазерного пучка. Анализ интерферограмм, соответствующих высокой выходной мощности (порядка 10 кВт), показал, что наряду с существенными фазовыми aberrациями на волновом фронте формируются винтовые дислокации. Однако при снижении мощности до 3–4 кВт происходило резкое уменьшение фазовых aberrаций и дислокационные образования не наблюдались. Идентификация винтовых дислокаций проводилась по точкам ветвления интерференционных полос. На рис.5 приведена интерферограмма волнового фронта с винтовой дислокацией. Регистрация винтовых дислокаций находится в согласии с ранее выполненными наблюдениями [10, 11] топологических искажений волнового фронта в лазерном излучении и свидетельствует о том, что их образование характерно для пучков весьма широкого класса лазеров.

Механизмы обнаруженной стохастизации амплитудно-фазового профиля пучка и образования «горячих» пятен с высокой интенсивностью излучения могут быть разными. Один из них связан с возбуждением в резонаторе лазера суперпозиции поперечных мод [2]. Другой механизм формирования сложного распределения амплитуды и фазы в ближней зоне может быть обусловлен нестационарными возмущениями волнового фронта выходного излучения. Даже в случае плавных возмущений при превышении определенной глубины фазовой модуляции в результате дифракционного перераспределения энергии в пучке могут формироваться каустические образования и фазовые сингулярности [12, 13]. Первые из них проявляются в виде фрагментов поперечной структуры с экстремальными интенсивностями, вторые – в виде винтовых дислокаций фазы.

Возникновение дислокационных и каустических образований в пучке, имеющем в выходной плоскости равномерное распределение интенсивности и плавные случайные возмущения волнового фронта, показано на рис.6. На нем приведены рассчитанные распределения интенсивности и структуры эквифазных линий на разных расстояниях от выходной плоскости. Первоначальное распределение имеет равномерную интенсивность и случайно промодулированный волновой фронт. В расчетах использовался метод разложения первоначального поля по плоским волнам [13, 14].

В выходной плоскости интенсивность распределена равномерно, а распределение фазы смоделировано таким образом, что ее среднеквадратичное отклонение σ от фазы плоской волны равно 0.6 рад. Такие возмущения волнового фронта характерны для исследуемого лазера при высокой выходной мощности. Из рис.6 видно, что фазовые aberrации в выходной плоскости вызывают формирование в поперечном сечении случайных по форме и по положению участков с повышенной интенсивностью, а на некотором удалении – и винтовых дислокаций волнового фронта (о наличии последних можно судить по точкам пересечения эквифазных линий).

Проведенное численное моделирование трансформации амплитудно-фазового распределения показало, что, как и в случае регулярных возмущений волнового фронта [14], образование винтовых дислокаций носит пороговый характер. С уменьшением σ плотность винтовых дислокаций резко снижается, и при $\sigma < 0.5$ их появление становится маловероятным, что совпадает с данными экспериментального исследования. Тем самым появление в поперечном сечении пучка «горячих» пятен и фазовых сингулярностей находит в рамках рассмотренной модели простое объяснение. В тех случаях, когда необходимо исключить образование фазовых сингулярностей и связанных с ними локальных нулей интенсивности, параметры лазерной генерации должны находиться в диапазоне, исключающем превышение предельных фазовых возмущений. Поскольку экспериментальное определение параметра σ непосредственно из интерферометрических измерений представляет определенную сложность, с практической точки зрения более удобным может оказаться определение указанного параметра, исходя из связанного с ним числа Штреля. Проведенные расчеты показали, что критическому значению $\sigma = 0.5$ соответствует число Штреля пучка, равное 0.85.

4. Заключение

Таким образом, проведенное исследование показало, что в мощных (порядка 10 кВт и выше) технологических непрерывных СО₂-лазерах с проточной активной средой при оптимальных режимах генерации происходит подавление высокочастотных флуктуаций выходной мощности, связанных с автомодуляционными процессами. Вместе с тем при достаточно стабильной полной мощности исследуемому типу лазера в ближней зоне дифракции свойственна сложная и неустойчивая форма распределе-

ния амплитуды и фазы в поперечном сечении излучения. Усложнение структуры излучения связано с формированием в поле излучения каустических образований и винтовых дислокаций волнового фронта в результате дифракционной трансформации начальных возмущений волнового фронта.

Работа частично поддержана Государственной научно-технической программой «Физика квантовых и волновых процессов» (проект 1.61).

1. Голубев В.С., Лебедев Ф.В. *Квантовая электроника*, **12**, 663 (1985).
2. Валуев В.В., Наумов В.Г., Саркаров Н.Э., Свотин П.А. *Квантовая электроника*, **25**, 16 (1998).
3. Дрейзин Ю.А., Дыхне А.М. *Письма в ЖЭТФ*, **19**, 818 (1974).
4. Артамонов А.В., Наумов В.Г. *Квантовая электроника*, **4**, 178 (1977).
5. Лиханский В.В., Напартович А.П. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **45**, 399 (1981).
6. Артамонов А.В., Напартович А.П. *Квантовая электроника*, **6**, 1554 (1979).
7. *Мощные лазерные пучки в случайно-неоднородной атмосфере*. Под ред. В.А.Банаха (Новосибирск, Изд-во СО РАН, 1998).
8. Абильситов Г.А., Велихов Е.П., Голубев В.С., Лебедев Ф.В. *Квантовая электроника*, **8**, 2517 (1981).
9. Naumov V.G., Rodin A.V. *Proc. Intern. Conf. Lasers '94* (Quebec, Canada, 1994, p.171).
10. Короленко П.В., Тихомиров П.В. *Квантовая электроника*, **18**, 1139 (1991).
11. Бобров А.Д., Дмитриев Е.И., Снежков Г.Ю. *Квантовая электроника*, **20**, 680 (1993).
12. Кравцов Ю.А., Орлов Ю.Н. *Геометрическая оптика неоднородных сред* (М., Наука, 1980).
13. Гудмен Д. *Введение в фурье-оптику* (М., Мир, 1970).
14. Гурашвили В.А., Зотов А.М., Короленко П.В., Саркаров Н.Э. *Квантовая электроника*, **30**, 803 (2000).

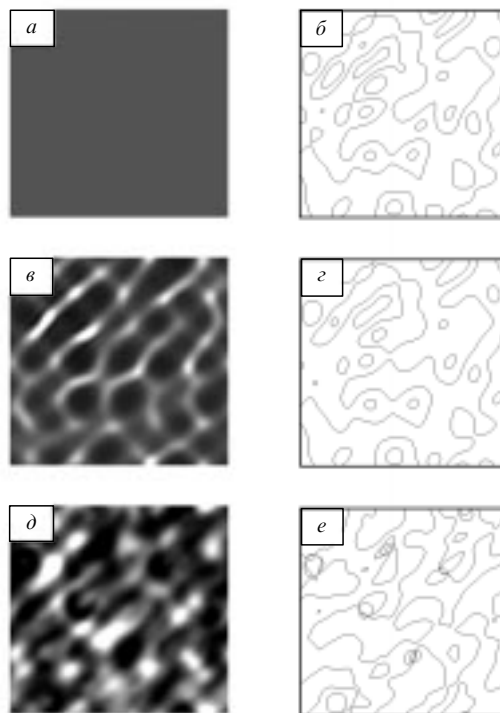


Рис.6. Рассчитанные распределения интенсивности (*a, b, d*) и фазы (*б, z, e*) излучения на расстояниях от выходной плоскости $z = 0$ (*a, б*), $0.01A^2/2\lambda$ (*б, z*) и $0.5A^2/2\lambda$ (*d, e*) (A – наибольший период гармоник начального распределения поля; распределение фазы на рис.б, z, e представлено эквифазными линиями).