

Эффективность неустойчивого резонатора с активной средой, содержащей мелкомасштабные фазовые неоднородности

В.В.Лобачев, С.Ю.Страхов

Рассмотрены особенности работы неустойчивого резонатора с мелкомасштабными периодическими неоднородностями показателя преломления в объеме активной среды. Показана зависимость характеристик излучения от структуры фазовой неоднородности. Проанализированы пути повышения эффективности неустойчивого резонатора с мелкомасштабными неоднородностями в активной среде.

Ключевые слова: неустойчивый резонатор, мелкомасштабные неоднородности активной среды.

Хорошо известно, что в активной среде (АС) прокачанных газовых лазеров могут присутствовать периодические мелкомасштабные неоднородности показателя преломления [1, 2]. Наличие последних может приводить к существенному уменьшению эффективности неустойчивого резонатора (НР), выражающемуся в снижении мощности и увеличении расходимости излучения [3]. В задаче настоящей работы входит детальное исследование параметров формируемого излучения в зависимости от пространственной структуры регулярной мелкомасштабной неоднородности. На основе проведенного исследования сформулированы обоснованные практические рекомендации по повышению эффективности НР мощных лазеров.

Осуществлялось численное моделирование трехмерного НР в дифракционном приближении спектральным методом с использованием алгоритмов быстрого преобразования Фурье [4]. Для этого трехмерная расчетная область НР разбивалась на отдельные сегменты, ограниченные вдоль направления распространения излучения амплитудно-фазовыми экранами. Все расчеты проводились для квадратной сетки размером 512×512 узлов, причем центральная область сетки размером 256×256 узлов вписывалась в апертуру АС (квадрат со стороной 0.1 м), а оставшиеся узлы (по 128 с каждой стороны) представляли собой «охранную зону» [4]. АС разбивалась на пять одинаковых сегментов. Пустые области между каждым из зеркал и соответствующей границей АС представляли собой еще два сегмента. Указанная конфигурация расчетной области обеспечивала достаточную точность вычислений для рассматриваемых схем НР.

Для каждого i -го экрана комплексная амплитуда поля световой волны умножалась на амплитудно-фазовый множитель A_i , характеризующий интегральные усилительные и абберационные свойства АС внутри сегмента [5]:

$$u_i(x, y, z) = u(x, y, z)A_i(x, y),$$

$$A_i(x, y) = \exp[i\varphi(x, y)] \exp(gL_i/2),$$

где $\varphi(x, y)$ – изменение фазы излучения при прохождении сегмента АС, предшествующего i -му экрану; g – коэффициент усиления АС; L_i – протяженность сегмента, предшествующего i -му экрану, в направлении распространения излучения.

Для многих прокачанных газовых лазеров распределение коэффициента усиления слабого сигнала в АС близко к равномерному. Более того, его незначительные флуктуации в резонаторном объеме не оказывают столь заметного влияния ни на формирование моды НР, ни на мощность лазерного излучения. Поэтому в настоящей работе мы намеренно ограничились простейшей моделью описания равномерного усиления в приближении [6], согласно которому коэффициент усиления в каждой точке АС может быть определен как

$$g = \frac{g_0}{1 + I/I_s},$$

где g_0 – коэффициент усиления слабого сигнала (в расчетах принимался равным 1 м^{-1}); I_s – интенсивность насыщения (принималась равной 1 кВт/см^2); I – текущая интенсивность излучения (принималась равной средней интенсивности в сегменте вдоль луча, исходящего из соответствующей точки на предыдущем экране). Следует обратить внимание на то, что используемые для моделирования значения параметров характерны для АС эффективного газодинамического лазера.

Для описания периодического распределения показателя преломления в конкретном сечении АС, ортогональном оптической оси, была выбрана аппроксимация вида

$$n(x, y) = n_0 + a_{xy} \left[\frac{\sin^2(a_x x)}{a_1 - \sin^2(a_x x)} + \frac{\sin^2(a_y y)}{a_1 - \sin^2(a_y y)} \right],$$

где a_x, a_y, a_{xy}, a_1 – коэффициенты, варьируя которые можно изменять число периодов неоднородностей, разброс показателя преломления n относительно его среднего значения n_0 и конфигурацию периодической неоднородности в сечении. Полагалось также, что n_0 вдоль оси резонатора z не изменяется.

На рис.1 показана зависимость угла расходимости излучения для трех уровней энергетического наполнения

В.В.Лобачев, С.Ю.Страхов. Институт лазерной техники и технологий Балтийского государственного технического университета «Военмех» им. Д.Ф.Устинова, Россия, 198005 С.-Петербург, 1-я Красноармейская ул., 1; тел.: (812) 251 21 62

Поступила в редакцию 1 апреля 2003 г., после доработки – 16 сентября 2003 г.

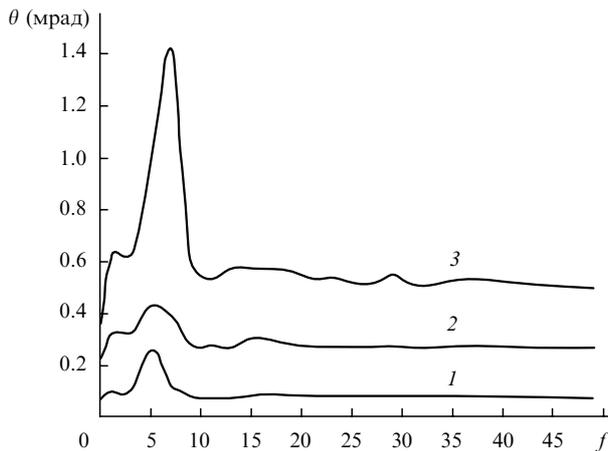


Рис.1. Зависимости угла расходимости излучения θ от числа периодов f (пространственной частоты) фазовой неоднородности в апертуре резонатора при энергетическом наполнении диаграммы направленности 20 % (1), 50 % (2) и 80 % (3).

диаграммы направленности (20 %, 50 % и 80 %) от числа периодов f (пространственной частоты) неоднородности в апертуре телескопического резонатора для $\lambda = 10.6$ мкм, эквивалентного расстояния между зеркалами $L = 4.1$ м и коэффициента увеличения резонатора $M = 2$ при выходной апертуре в виде квадрата со стороной 0.1 м. Дисперсия D фазы излучения в апертуре за один проход через неоднородную АС принималась равной 0.11 рад² (что соответствует числу Штреля ~ 0.9). Фазовая неоднородность в приосевой области эквивалентна условной собирающей линзе. Из рис.1 видно, что наиболее неблагоприятная ситуация возникает при числе периодов искажения волнового фронта (ВФ) в апертуре резонатора $f \sim 5 - 10$, что соответствует линейному размеру периода неоднородности $\sim 0.02 - 0.01$ м. Характерно, что при этом наблюдается и минимальная мощность генерации.

Размер (диаметр) первой зоны Френеля резонатора может быть определен по формуле

$$d_F = 2 \left(\frac{2\lambda L}{M-1} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

т.е. для рассматриваемого резонатора он составляет ~ 0.01 м. Становится очевидным, что наихудшие условия для функционирования НР возникают, когда период фазовой неоднородности в АС приблизительно совпадает с размером первой зоны Френеля. Более того, качественно зависимость расходимости излучения от числа периодов на апертуре НР полностью сохраняет свои тенденции для различных дисперсий D .

При существенном отличии периода неоднородности от размера зоны Френеля d_F имеют место приемлемые значения как мощности генерации, так и расходимости излучения (см. рис.1). При превышении периодом неоднородности размера первой зоны Френеля ($f < 5$) в генерационной зоне НР, т.е. в приосевой области, ограниченной размером первой зоны Френеля, D становится меньше дисперсии на полном периоде пространственно-го возмущения.

При $f > 8$ в генерационной зоне укладывается несколько полных периодов пространственного возмущения и имеет место снижение расходимости излучения и сохранение ее при дальнейшем увеличении f . Это объясняется тем, что пространственное возмущение в генера-

ционной зоне можно рассматривать как фазовую дифракционную решетку. Энергетическая наполненность нулевого дифракционного порядка, которая ответственна за соблюдение условия возникновения стационарной генерации в НР, практически не зависит от периода решетки, а зависит только от амплитуды возмущения.

При не слишком больших амплитудах возмущений доля излучения, рассеиваемая в боковые дифракционные порядки, не оказывает влияния на формируемую моду резонатора, т.е. на расходимость излучения. К примеру, при $f \sim 16$ (в рассматриваемой конфигурации резонатора на зону Френеля приходится приблизительно два периода возмущения) излучение уже первого дифракционного порядка распространяется под углом, который превышает угловой размер первой зоны Френеля, из-за чего это излучение достаточно быстро покидает пределы резонатора, не оказывая заметного влияния на формируемую им моду.

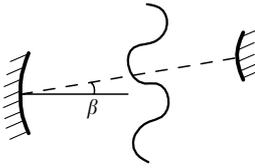
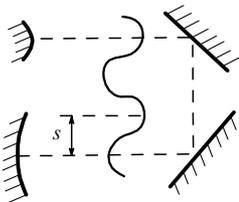
С изменением геометрических параметров резонатора максимум кривых на рис.1 смещается в соответствии с изменением размера зоны Френеля резонатора по отношению к периоду пространственного возмущения. Приблизительное положение неблагоприятного максимума расходимости излучения можно оценить из условия равенства периода неоднородности и размера зоны Френеля, хотя его реальное положение на частотной шкале может несколько отличаться, поскольку понятие «размер зоны Френеля» для резонатора имеет известную степень условности.

Любопытно, что обнаруженные тенденции сохраняются и в том случае, когда неоднородность в приосевой области резонатора эквивалентна рассеивающей линзе, причем максимум расходимости излучения достигается при том же числе периодов неоднородности на апертуре, а угловая расходимость примерно та же, что и в случае неоднородности, эквивалентной собирающей линзе.

Из приведенного анализа ясно, что наиболее неблагоприятная ситуация (максимальная расходимость и минимальная выходная мощность излучения) возникает тогда, когда период пространственной неоднородности в АС близок к эквивалентному размеру зоны Френеля выбранной схемы резонатора. Кроме того, с ростом абсолютной неоднородности, т.е. разности между максимальным и минимальным показателями преломления АС, расходимость формируемого излучения также растет. Исходя из этого, можно утверждать, что для заданной структуры неоднородности, определяемой конструктивными особенностями системы активации лазера, методы повышения эффективности НР должны быть направлены не только на снижение интегрального разброса фазы (дисперсии) возмущений вдоль оптической оси НР, но и на обеспечение благоприятного соотношения между размером зоны Френеля резонатора d_F и периодом неоднородности p : $d_F \neq p$ ($d_F > p$ или $d_F < p$).

В табл.1 описаны некоторые методы управления эффективностью НР с мелкомасштабными неоднородностями в АС. Эти методы можно отнести к методам так называемой пассивной коррекции, которая объединяет в себе приемы компенсации фазовых искажений и повышения эффективности мощного лазера, не связанные с активным воздействием на ВФ излучения нелинейными или адаптивными элементами, т.е. основанные, в частности, на несложной конструктивной модификации резонатора и/или системы активации.

Табл.1. Методы повышения эффективности НР с мелкомасштабными неоднородностями в АС.

Метод	Способ реализации	Ограничения в реализации
Уменьшение размера зоны Френеля по сравнению с периодом мелкомасштабной неоднородности в АС	Уменьшение длины резонатора за счет уменьшения расстояния между зеркалами и/или использования однопроходных НР	Необходим достаточно высокий коэффициент усиления АС, позволяющий использовать короткие резонаторы при относительно больших коэффициентах увеличения
Увеличение размеров зоны Френеля по сравнению с периодом мелкомасштабной неоднородности в АС	Увеличение длины резонатора за счет увеличения расстояния между зеркалами и/или использования многопроходных НР	Применение указанного способа приводит к увеличению габаритов лазера, а в случае перехода к многопроходным схемам – к уменьшению поперечного размера зеркал и возрастанию лучевой нагрузки на них
Частичная компенсация неблагоприятных масштабов фазовой неоднородности, приводящая к снижению амплитуды неоднородностей и/или уменьшению их периода	<p>1. Наклон оптической оси резонатора относительно конфигурации мелкомасштабных неоднородностей</p>  <p>2. Использование многопроходных схем со смещением оптической оси относительно расположения неоднородностей</p> 	При малом масштабе неоднородностей трудно точно установить оптимальный угол наклона или оптимальное смещение оптической оси, при которых достигается наилучшая компенсация. Поэтому целесообразно иметь конструкцию резонатора, позволяющую варьировать эти параметры

Возможность управления размером зоны Френеля только путем варьирования протяженности АС (или числа проходов в резонаторе) без изменения относительной длины резонатора L/L_a (где L_a – длина АС) весьма ограничена, поскольку очевидно, что одновременно с увеличением длины резонатора происходит рост оптимального увеличения, поэтому размер зоны Френеля практически не меняется. Более существенно варьировать зону Френеля можно, изменяя относительную длину резонатора при сохранении длины АС. В частности, при $L_a = 2$ м и коэффициенте усиления 0.5 м^{-1} увеличение относительной длины резонатора в 1.5 раза при разнесении зеркал приводит к увеличению диаметра зоны Френеля более чем на 25 %. В то же время увеличение L_a в 1.5 раза при сохранении параметра L/L_a вызывает увеличение размеров зоны Френеля лишь на 5 %. В принципе, для снижения влияния мелкомасштабных неоднородностей можно отступить в разумных пределах от оптимального коэффициента увеличения и за счет этого еще сильнее изменить размер зоны Френеля.

Другой способ управления эффективностью резонатора с мелкомасштабными неоднородностями – частичная самокомпенсация неблагоприятных масштабов фазовой неоднородности. Это достигается двумя способами: изменением наклона оптической оси резонатора относительно структуры неоднородностей или смещением оптической оси на расстояние, кратное половине периода неоднородности (см. табл.1). В обоих случаях лучи света последовательно проходят участки с максимальными и минимальными показателями преломления. Это приводит к снижению уровня (дисперсии) фазовых искажений ВФ (т.е. к частичной самокомпенсации неоднородностей) и уменьшению их пространственного периода (максимальный период наблюдается при $\beta = 0$ или $s = 0$ (см. табл.1)).

симальный период наблюдается при $\beta = 0$ или $s = 0$ (см. табл.1)).

Первое следствие однозначно положительно: при снижении дисперсии фазы ВФ уменьшается расходимость излучения и возрастает мощность генерации. Второе следствие положительно влияет на эффективность НР при увеличении разности между размером зоны Френеля и периодом неоднородности. В противном случае результатом наших действий может быть возникновение пространственных масштабов фазовой aberrации, соответствующих размерам зоны Френеля, что приведет к снижению эффективности НР.

Для иллюстрации указанных тенденций проведены расчеты конфокального НР с $M = 2$, апертурой 0.1×0.1 м и длиной 4.1 м для длины волны излучения 10.6 мкм. В АС задавалась периодическая неоднородность, описанная выше, с числом периодов на апертуре $f = 8$ при дисперсии $D = 0.13 \text{ рад}^2$ фазы ВФ после однократного прохождения АС излучением.

Моделировались резонаторы при различных углах наклона оптической оси НР относительно структуры неоднородности. На рис.2 показаны зависимости дисперсии фазы ВФ от угла наклона оптической оси после прохождения излучением АС, причем изначально ВФ полагался плоским. Кривая 1 построена для однократного прохождения АС от вогнутого к выпуклому зеркалу параллельным пучком, а кривая 2 – для двукратного прохождения АС параллельным пучком, а после отражения от выпуклого зеркала – расходящимся.

Из рис.2 видно, что после наклона оптической оси дисперсия ВФ существенно снижается. На рис.3 показаны сечения ВФ излучения в центре апертуры в направлении оси x после однократного порождения АС при угле на-

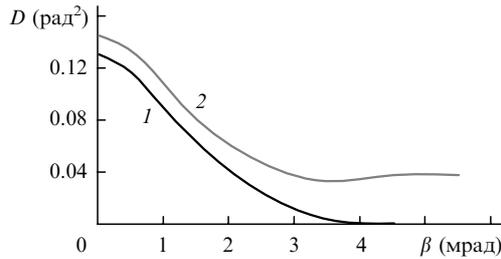


Рис.2. Зависимости дисперсии D фазы волнового фронта от угла наклона оптической оси β после однократного (1) и двукратного (2) прохождения излучением активной среды.

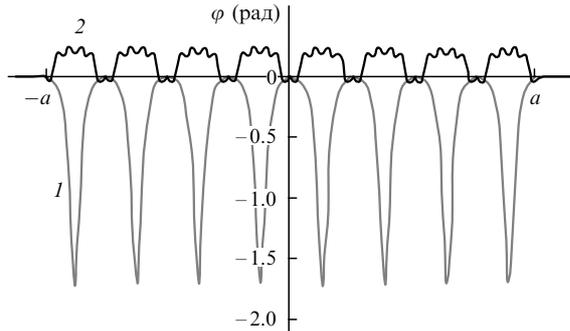


Рис.3. Структура волнового фронта излучения, однократно прошедшего через активную среду, при угле наклона оптической оси $\beta = 0$ (1) и 5.5 мрад (2); φ – фаза волнового фронта.

клона оптической оси $\beta = 0$ и 5.5 мрад, а на рис.4 – распределения интенсивности и фазы в моде резонатора на плоскости выходного зеркала размером $2a$ для указанных углов.

При изменении угла наклона оптической оси наряду с уменьшением дисперсии фазы в структуре ВФ возникают более мелкие пространственные неоднородности (см. рис.3), которые в данном случае существенно меньше размера зоны Френеля резонатора и поэтому не оказывают сильного влияния на характеристики излучения. При угле наклона $\beta = 0$ на оси резонатора имеется сильная эквивалентная собирающая линза, приводящая к возникновению локального устойчивого резонатора. На кривой 1 (рис.4) видно соответствующее ему локальное возрастание интенсивности на оси. В то же время при наклоне оптической оси уровень неоднородности снижается и локальный устойчивый резонатор исчезает, а распределения интенсивности и фазы становятся более равномерными (кривые 2, 4 на рис.4).

На рис.5 показана зависимость угла расходимости лазерного излучения от угла наклона оптической оси β . Кривые отвечают разным долям полной энергии пучка, содержащейся в соответствующем телесном угле; в данном случае рассматривалась угловая расходимость диаграммы направленности при энергетическом наполнении 20 %, 50 % и 80 % от полной энергии. Вполне очевидно, что небольшой наклон оптической оси резонатора относительно структуры периодического возмущения в объеме АС приводит к существенному снижению расходимости формируемого излучения, во всяком случае по уровню 80 % от полной энергии.

На рис.5 (кривая 4) представлена также зависимость относительных потерь мощности формируемого излучения $\Delta P/P_0$ от угла наклона оптической оси β , где $\Delta P = P - P_0$; P – мощность излучения при наличии неоднород-

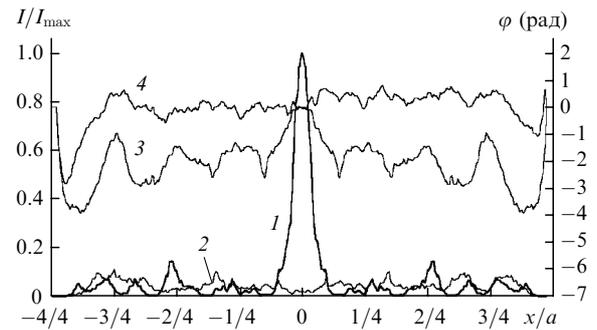


Рис.4. Распределения интенсивности I/I_{\max} (1, 2) и фазы φ (3, 4) моды резонатора на плоскости выходного зеркала при угле наклона оптической оси $\beta = 0$ (1, 3) и 5.5 мрад (2, 4).

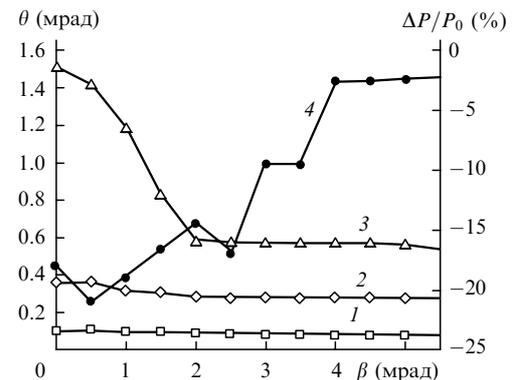


Рис.5. Зависимости угла расходимости лазерного излучения θ (1–3) и относительных потерь мощности излучения $\Delta P/P_0$ (4) от угла наклона оптической оси β при энергетическом наполнении диаграммы направленности 20 % (1), 50 % (2) и 80 % (3).

ностей в АС; P_0 – мощность идеального (без неоднородностей) резонатора. Видно, что при традиционном способе формирования излучения ($\beta = 0$) имеет место сильное рассеяние его на регулярной решетке фазовых возмущений, обуславливающее снижение мощности излучения почти на 20 % по сравнению с возможной. Однако небольшой наклон оптической оси приводит к существенному улучшению ситуации.

Таким образом, в заключение можно сформулировать следующие выводы:

– Методы компенсации мелкомасштабных неоднородностей должны преследовать две цели: снижать интегральный разброс фаз вдоль оптической оси и обеспечивать достаточное различие между периодом мелкомасштабных неоднородностей и размером зоны Френеля резонатора.

– Эффективным способом достижения этих целей является наклон (или смещение) оптической оси резонатора относительно структуры неоднородностей. Возникающее при этом уменьшение пространственного масштаба неоднородностей по сравнению с размером зоны Френеля будет приводить к улучшению качества лазерного резонатора.

1. Башкин А.С., Лобачев В.В., Федоров И.А. *Квантовая электроника*, **24**, 173 (1997)
2. Баскаев П.Ю., Лавров А.В., Лобачев В.В. *Квантовая электроника*, **25**, 507 (1998)
3. Orlova I.B. *Proc. NATO ASI. Ser. 3, High Technology*, **45**, 55 (1997).
4. Sigman A.E., Sziklas E.A. *Appl. Opt.*, **14**, 1874 (1975).
5. Гудмен Дж. *Введение в фурье-оптику* (М.: Мир, 1970).
6. Лосев С.А. *Газодинамические лазеры* (М.: Наука, 1977, с. 336).