

## Эффективность неустойчивого резонатора мощного лазера со стохастическими фазовыми неоднородностями в активной среде

В.В.Лобачев, С.Ю.Страхов

*Рассмотрены особенности работы неустойчивого оптического резонатора крупногабаритного газового лазера с активной средой, содержащей стохастические фазовые неоднородности. Исследована зависимость характеристик лазерного излучения, в том числе мощности генерации, числа Штреля, угловой расходимости и средней интенсивности излучения в дальней зоне, от пространственного масштаба и структуры случайной неоднородности показателя преломления активной среды. Проанализированы физические эффекты, связанные с трансформацией диаграммы направленности излучения при изменении пространственной частоты стохастических возмущений.*

**Ключевые слова:** неустойчивый резонатор, случайные фазовые неоднородности активной среды, газодинамический лазер, расходимость лазерного излучения, диаграмма направленности излучения.

Вопросы распространения когерентного излучения через статистически неоднородную среду достаточно широко обсуждались в научной литературе. Особый прикладной интерес представляет выявление закономерностей распространения направленного излучения в турбулентной атмосфере [1], что дает возможность определить эффективность транспортировки энергии в зону использования, находящуюся на значительном удалении от лазерного источника. Последнее позволяет сформулировать требования к системе динамической коррекции фазовых возмущений атмосферы.

В связи с этим несомненный интерес представляет проблема формирования моды в неустойчивом резонаторе мощного лазера, активная среда (АС) которого содержит стохастические возмущения показателя преломления. Такого рода возмущения характерны для проточных газовых лазеров, поскольку при сверхзвуковых скоростях прокачки существуют предпосылки не только для возникновения неустойчивостей в потоке, но и для формирования развитой турбулентности.

Наиболее значимая причина турбулизации потока АС в прокачных лазерах связана с маломасштабными областями вязкого взаимодействия, в том числе с зонами смешения разнородных компонентов, а также со струйными и пристенными пограничными слоями. В реальности положение усложняется и тем, что в потоках присутствуют как стохастические, так и регулярные неоднородности. Активная среда газодинамических лазеров (ГДЛ) в этом отношении наиболее характерна. Регулярные фазовые неоднородности являются следствием ударно-волновых возмущений в сверхзвуковом потоке и неоднородных распределений газодинамических параметров в спутном турбулентном следе.

**В.В.Лобачев, С.Ю.Страхов.** Балтийский государственный технический университет «Военмех» им. Д.Ф.Устинова, Россия, 198005 С.-Петербург, 1-я Красноармейская ул., 1; e-mail: vlobachev@yandex.ru

Поступила в редакцию 19 сентября 2005 г., после доработки – 20 декабря 2005 г.

Особенностям формирования модовой структуры излучения в оптическом резонаторе с регулярными фазовыми неоднородностями в АС посвящено большое количество работ. Например, в [2] детально исследована особенность структуры моды неустойчивого резонатора, содержащего регулярные маломасштабные фазовые неоднородности. В процессе исследований выявлено, что имеет место резонансный эффект увеличения расходимости лазерного излучения, когда период пространственного фазового возмущения в АС близок к размеру зоны Френеля неустойчивого резонатора.

Однако вполне логично допустить, что средние параметры потока за время лазерной генерации практически не меняются, поэтому следствием регулярных возмущений будет возникновение неоднородного, но стационарного волнового фронта (ВФ) излучения в выходной апертуре лазера. Более того, регулярный и воспроизводимый характер таких возмущений ВФ дает возможность их эффективного выделения с целью последующей коррекции одним из известных методов.

Наличие в потоке АС фазовых возмущений различной природы делает разумным предположение об их функциональной линейной независимости, т. е. влияние регулярных и стохастических возмущений на формируемую моду и последующее распространение излучения в дальнюю зону будут носить характер суперпозиции. Поскольку роль регулярных возмущений всесторонне рассмотрена в [3], остается выявить важнейшие закономерности влияния только стохастических возмущения различного пространственного масштаба с корреляционными функциями различного вида.

В [4] предложен алгоритм адекватного разделения регулярных и стохастических возмущений путем специальной цифровой фильтрации фотометрического поля экспериментальной теплограммы участка АС ГДЛ. Оказалось, что на расстояниях более 10 диаметров выходного сечения сверхзвукового сопла ГДЛ в области дальнего следа турбулентность имеет несколько анизотропную структуру с абсолютным интегральным масштабом вдоль потока  $\sim 9$  мм и поперек потока  $\sim 7$  мм. При максималь-

ном размере апертуры резонатора 100 мм характерная частота возмущений  $f$  (отношение размера апертуры к размеру неоднородности) превышает 10.

Пожалуй, впервые влияние стохастических неоднородностей на параметры лазерного излучения для режима однопроходного усилителя детально исследовано в работах Саттона (см. [5, 6]). В частности, в [5] предложена аналитическая оценка превышения среднеквадратичного угла рассеяния излучения  $\bar{\theta}$  на изотропных турбулентных пульсациях показателя преломления среды над дифракционным угловым пределом  $\theta_0$ :

$$\frac{\bar{\theta}}{\theta_0} = \left( \frac{\alpha L}{2\pi} \right)^{1/2} \frac{D}{A}.$$

Здесь  $L$  – протяженность среды;  $D$  – поперечный размер апертуры;  $A$  – интегральный масштаб неоднородностей;  $\alpha$  – коэффициент рассеяния мощности излучения. Оценка показывает, что при  $D \gg A$  и  $\alpha L \sim 1$  турбулентное рассеяние излучения намного превышает дифракционную расходимость пучка, однако при значительном уменьшении потерь структура дифракционной картины мало отличается от предельной, хотя имеет место снижение максимальной яркости излучения в дальней зоне, пропорциональное  $\exp \alpha L$  и приводящее к образованию в диаграмме направленности излучения (ДНИ) фонового гало.

Совершенно очевидно, что распространение излучения в резонаторе существенно отличается от его распространения в линейном лазерном усилителе. В резонаторе существенную роль начинают играть дифракционные эффекты, возникающие при многократном переотражении излучения от зеркал. В неустойчивом же резонаторе нужно дополнительно учитывать наклонный ход лучей, поскольку в каждом поперечном сечении конуса расходящегося пучка между зеркалами соотношения между фиксированным пространственным масштабом фазовых возмущений в АС и размером сечения различны.

Для выявления детальных особенностей формирования моды излучения проводилось численное моделирование неустойчивого резонатора в дифракционном приближении. Расчет осуществлялся спектральным методом [7], так же как и при исследовании эффективности неустойчивого резонатора с АС, содержащей регулярные мелкомасштабные фазовые неоднородности [2]. Как и в [2], вполне обоснованным упрощением модели является задание равномерного распределения коэффициента усиления слабого сигнала в объеме резонаторной моды [8].

Для описания стохастического распределения показателя преломления в конкретном сечении АС, ортогональном оптической оси, и определения параметров фазовых экранов использовался специальный алгоритм моделирования, позволяющий генерировать фазовые экраны для стохастического распределения показателя преломления при фиксированном пространственном масштабе и уровне (глубине модуляции) неоднородности. Каждый экран вдоль направления оптической оси  $z$  генерировался независимо от других, что обеспечивало моделирование стохастического распределения показателя преломления не только в поперечном сечении резонатора, но и в направлении оси  $z$ .

Дисперсия фазы, вносимая каждым экраном в ВФ, была одинакова. Дисперсия фазы волнового фронта  $S_{\phi}^2$  после однократного прохождения излучением всей АС являлась суммой дисперсий на каждом экране.

Для генерации двумерных стохастических фазовых полей использовались корреляционные функции двух видов – экспоненциальная и линейная, а функция распределения случайной величины задавалась нормальным законом. Алгоритм генерации двумерного стохастического поля основывался на использовании теорем о свертке и Винера – Хинчина [9]. К случайной последовательности, распределенной по нормальному закону, применялось преобразование Фурье. Затем полученный результат модулировался спектральной плотностью мощности от выбранной двумерной корреляционной функции, после чего проводилась процедура обратного преобразования Фурье. Результатом этих действий являлось двумерное стохастическое поле с нормальным законом распределения и корреляционной функцией заданного вида.

Интегральными характеристиками генерируемых стохастических полей для коэффициента пропускания фазовых экранов выбраны следующие:

– дисперсия фазы излучения  $S_{\phi}^2$ , приобретенная изначально плоским волновым фронтом после однократного прохождения АС;

– пространственный масштаб случайной неоднородности  $A$ , определяемый по корреляционной функции случайного поля: для корреляционной функции экспоненциального вида масштаб  $A$  принимался равным удвоенному радиусу, на котором значение корреляционной функции снижается в  $e$  раз от максимального уровня, а для линейной корреляционной функции – удвоенному радиусу, на котором она уменьшается до нулевого значения. Следует обратить внимание и на то, что в определении характерного размера неоднородностей стохастического поля по сравнению со случаем регулярных периодических возмущений имеется некая условность.

Аналогично [4] частота пространственных возмущений стохастического характера определялась как

$$f = \frac{D}{A},$$

где поперечный размер моды  $D$  равен размеру большого зеркала неустойчивого резонатора или поперечному сечению АС.

На рис. 1 представлены стохастические фазовые экраны для различных масштабов пространственных неоднородностей и видов корреляционных функций;  $a$  –  $e$  – экспоненциальная корреляционная функция,  $z$  –  $e$  – линейная;  $f = 5$  ( $a, z$ ),  $10$  ( $b, d$ ) и  $20$  ( $e, e$ ).

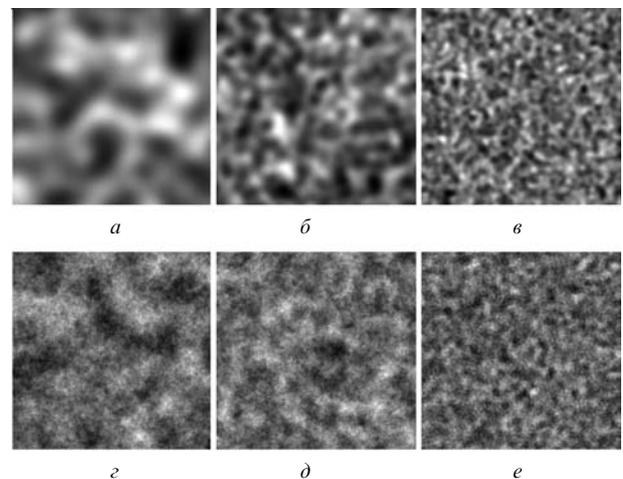


Рис. 1. Вид фазовых экранов для различных масштабов стохастических неоднородностей и видов корреляционных функций;  $a$  –  $e$  – экспоненциальная корреляционная функция,  $z$  –  $e$  – линейная;  $f = 5$  ( $a, z$ ),  $10$  ( $b, d$ ) и  $20$  ( $e, e$ ).

нородностей и видов корреляционной функции. Совершенно очевидно, что асимптотический характер экспоненциальной корреляционной функции (т. е. ее асимптотическое стремление к нулю с увеличением пространственной координаты) приводит к образованию в структуре «пятен» с плавными краями, что является вполне физическим при описании именно турбулентных возмущений.

Как и в [2], неустойчивый телескопический резонатор положительной ветви моделировался при следующих параметрах: коэффициент усиления слабого сигнала  $g_0 = 1 \text{ м}^{-1}$ , интенсивность насыщения  $I_s = 1 \text{ кВт/см}^2$ , длина волны излучения  $\lambda = 10.6 \text{ мкм}$ , коэффициент увеличения резонатора  $M = 2$ , расстояние между зеркалами 4.1 м, длина АС 1 м, апертура резонатора квадратной формы со стороной  $D = 0.1 \text{ м}$ .

Для определения минимально достаточного количества фазовых экранов, заменяющих АС между зеркалами резонатора, проведена серия тестовых расчетов для различного числа экранов – 3, 5, 7, 10 и 20. Расчеты показали, что при числе экранов более пяти изменения в структуре распределения амплитуды поля на выходном зеркале резонатора не превышают 1%. Поэтому в дальнейшем в расчетах использовались именно пять фазовых экранов и, следовательно, четыре сегмента, определяющих распространение света в АС. Пустые области между каждым из зеркал и соответствующей границей АС представляли собой еще два сегмента свободного пространства.

Для каждого значения  $S_\phi^2$  и частоты  $f$  проводилось 50 расчетов резонатора и структуры ДНИ. В каждом расчете фазовые экраны генерировались независимо. Результатом серии таких расчетов стало усредненное распределение интенсивности в дальней зоне, учитывающее текущую неоднородность ВФ, связанную не только с неоднородностью АС и дифракционными эффектами установления моды в резонаторе, но и со стохастическим характером внутрирезонаторных возмущений.

Обеспечение минимально достаточного количества расчетов для адекватного усреднения ДНИ является принципиальным с точки зрения обеспечения как точности вычислений, так и разумных временных затрат на моделирование. Для исследования этого вопроса проведены численные эксперименты, в которых число реализаций для усреднения ДНИ варьировалось от 20 до 500. Оказалось, что увеличение числа реализаций свыше 50 становится нецелесообразным, поскольку при различных  $S_\phi^2$  и  $f$  изменения в усредненных характеристиках излучения, таких как мощность, угол расходимости и число Штреля, не превышают 1%–2%. Вместе с тем при малых значениях  $f$  и принятом для моделирования числе реализаций (50) все же наблюдается слабая асимметрия усредненной ДНИ, не влияющая на точность вычисления характеристик излучения.

На рис.2 показаны одномерные сечения угловых распределений нормированной (к дифракционному пределу) интенсивности в дальней зоне при различных значениях частоты  $f$  неоднородности. Распределения получены при  $D_\phi^2 = 0.11 \text{ рад}^2$  на метр АС и экспоненциальной корреляционной функции.

Как видно из кривых, при малом  $f$  ДНИ существенно отличается от идеальной, в частности отсутствуют явно выраженные минимумы интенсивности при углах, кратных углу  $\lambda M/[D(M-1)]$ . Видна и упомянутая асимметрия сечений ДНИ относительно оптической оси резонато-

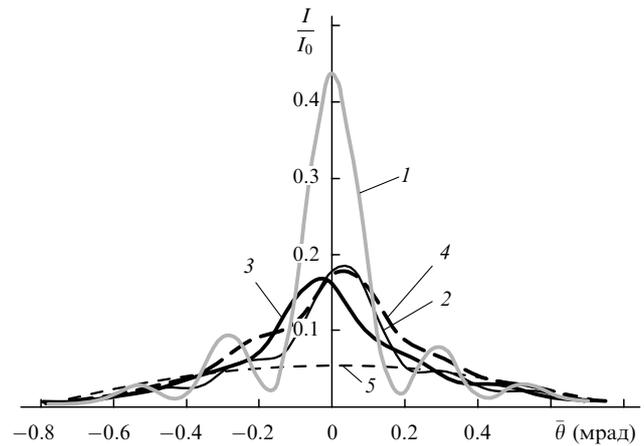


Рис.2. Одномерные сечения угловых распределений нормированной интенсивности в дальней зоне при  $f = 85$  (1), 20 (2), 10 (3), 5 (4); 5 – выделенная методом наименьших квадратов сферическая компонента сечения ДНИ при  $f = 10$ .

ра. С увеличением  $f$  ДНИ качественно стремится к классическому распределению, т.е. появляются и выраженные минимумы, и ДНИ становится более симметричной. Другими словами, характер трансформации ДНИ полностью соответствует режиму однопроходного усилителя, как это показано в [5].

Кроме того, при формировании излучения неустойчивым резонатором число Штреля  $Sh$  с ростом  $f$  увеличивается, а поведение угла энергетической расходимости излучения  $\bar{\theta}$  существенно зависит от того, по какому уровню энергии этот угол определяется (см. рис.3 и 4).

Из рис.3 видно, что величина  $\bar{\theta}$  при мощности излучения в конусе ДНИ  $\eta = 20\%$  и  $50\%$  возрастает до достижения определенной частоты, а затем или незначительно уменьшается или так же незначительно растет. Локальный максимум по углу расходимости имеет место при  $f = 10 - 20$ . Поперечный размер стохастической неоднородности с этой частотой приблизительно соответствует диаметру первой зоны Френеля неустойчивого резонатора, который, в свою очередь, можно оценить как

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

Для рассматриваемого резонатора  $d_F \sim 2 \text{ см}$ .

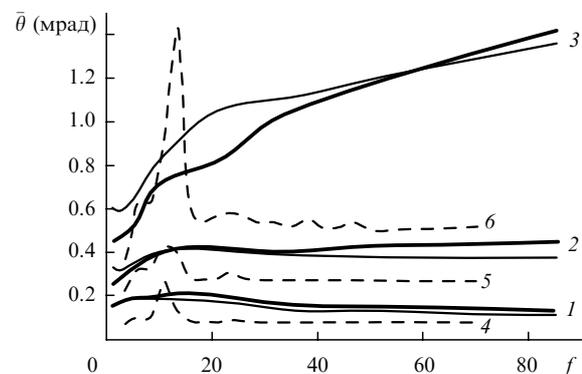


Рис.3. Зависимости расходимости лазерного излучения  $\bar{\theta}$  от  $f$  при значении  $\eta$  в конусе ДНИ 20% (1, 4), 50% (2, 5) и 80% (3, 6); толстые кривые соответствуют экспоненциальной корреляционной функции, тонкие – линейной, штриховые кривые отвечают регулярным периодическим возмущениям в АС при аналогичных условиях из [2].

Угол расходимости  $\bar{\theta}$  при  $\eta = 80\%$  растет до указанной частоты достаточно быстро, однако далее этот рост несколько замедляется. Для сравнения на этом же рисунке представлены аналогичные распределения для регулярной мелкомасштабной неоднородности.

Из рис.3 также видно, что характер изменения угла  $\bar{\theta}$  при  $\eta = 80\%$  для регулярных и стохастических мелкомасштабных неоднородностей различен: в случае стохастических неоднородностей  $\bar{\theta}$  продолжает расти и после достижения критического значения  $f$ , а в случае регулярных неоднородностей  $\bar{\theta}$  при более высоких частотах возвращается практически на исходный уровень.

Это обстоятельство объясняется тем, что при стохастических возмущениях интегральное накопление аберраций за проход через АС происходит вне зависимости от направления распространения света – в любом случае на выходе возникает вполне определенная, хотя и случайно меняющаяся структура с приблизительно одинаковыми, не зависящими от угла распространения света уровнем и масштабом пространственных фазовых искажений.

В случае же регулярной структуры, как показано в [2], даже при незначительном угле между вектором волновой нормали и оптической осью резонатора начинает действовать механизм самокомпенсации (интегрального усреднения) неоднородностей, приводящий к существенному снижению дисперсии ВФ проходящего излучения. В неустойчивом резонаторе, особенно крупногабаритного лазера, самокомпенсация всегда имеет место при наклонном проходе луча от выводного зеркала к глухому, а также, но менее выражено, при параллельном проходе луча за счет дифракции света.

Для резонатора с регулярными периодическими неоднородностями при уменьшении их масштаба влияние самокомпенсационных эффектов возрастает, чем и объясняется невысокая расходимость излучения при больших  $f$ . В случае стохастических неоднородностей самокомпенсации не происходит, поэтому расходимость излучения при  $\eta = 80\%$  растет с увеличением частоты, что вполне согласуется с данными работы [5].

Мощность излучения  $P$  также зависит от  $f$  (см. рис.4,а), причем на характер этой зависимости некоторым образом влияет вид корреляционной функции: для экспоненциальной наблюдается минимум при критической частоте пространственной неоднородности, а для линейной мощность достаточно плавно и монотонно снижается с ростом  $f$ .

Обе зависимости числа Штреля  $Sh$  от  $f$  (см. рис.4,б) имеют выраженный минимум при критической частоте, а с дальнейшим ростом  $f$  число Штреля увеличивается, что согласуется с видом ДНИ, показанных на рис.2.

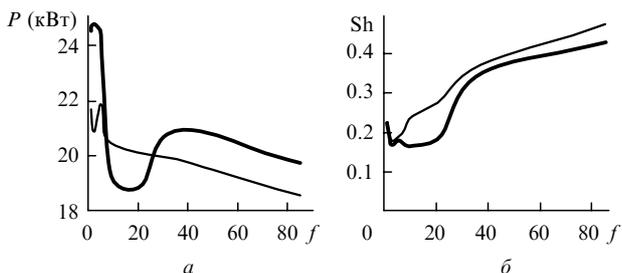


Рис.4. Зависимости мощности генерации  $P$  (а) и числа Штреля  $Sh$  (б) от  $f$ ; толстые кривые соответствуют экспоненциальной корреляционной функции, тонкие – линейной.

Таким образом, на основании анализа зависимостей  $\bar{\theta}$ ,  $Sh$  и  $P$  от частоты  $f$  стохастической неоднородности можно сделать вывод о том, что для неустойчивого резонатора имеют место несколько взаимосвязанных эффектов.

Во-первых, мощность генерации  $P$  и параметры ДНИ ( $\bar{\theta}$  и  $Sh$ ) зависят от соотношения между размерами зоны Френеля резонатора  $d_F$  и характерным масштабом неоднородности  $\Delta$ . При их приблизительном совпадении, как и в случае регулярных периодических неоднородностей, возникает неблагоприятная ситуация, когда  $\bar{\theta}$  (по крайней мере при  $\eta = 20\%$  и  $50\%$ ) имеет максимум, а значения  $Sh$  и  $P$  для экспоненциальной корреляционной функции – минимум. Причина этого, подробно разъясненная в [2] применительно к регулярным неоднородностям, полностью объяснима и в случае стохастических возмущений.

Во-вторых, с ростом  $f$  ДНИ становится более приближенной к классическому дифракционному распределению. Растет и максимум интенсивности, выраженный числом Штреля. Величина  $\bar{\theta}$  при  $\eta = 20\%$  с ростом  $f$  слабо уменьшается, что вполне понятно, т.к. она, как и  $Sh$ , в большей степени характеризует именно максимальную осевую интенсивность. Расходимость же излучения при  $\eta = 80\%$ , напротив, с увеличением  $f$  возрастает.

При малых  $f$  эти тенденции объясняются значительной ролью в формировании ДНИ рыскания пучка – случайного отклонения максимума интенсивности от оси резонатора. Усредненная во времени ДНИ существенно «расплывается» (см. рис.2), чем и объясняется малое число Штреля и большое значение  $\bar{\theta}$  при  $\eta = 20\%$ . С уменьшением масштаба неоднородностей (увеличением  $f$ ) в каждый мгновенный момент времени рыскание пучка уменьшается, т.е. максимум ДНИ не слишком сильно отклоняется от направления оптической оси, что объясняет и возрастание  $Sh$ , и уменьшение  $\bar{\theta}$  при  $\eta = 20\%$ . За счет рассеяния излучения на маломасштабной структуре происходит диссипация энергии пучка в боковые дифракционные порядки ДНИ с сохранением ее формы. Поэтому при  $\eta = 80\%$  и происходит рост  $\bar{\theta}$ .

Для дальнейшего анализа зависимости формы ДНИ от частоты пространственного стохастического возмущения методом наименьших квадратов из ДНИ были выделены две составляющие, одна из которых определяла сферическую аппроксимацию отклонения минимальных значений интенсивности от нулевого, а другая – периодическое распределение интенсивности, соответствующее структуре идеальной дифракции. Следует обратить внимание на то, что первая составляющая отвечает за снижение видности дифракционной картины. Интеграл от каждой составляющей нормировался на полную мощность, позволяя определить доли мощности излучения  $W_1$  и  $W_2$ , сосредоточенные соответственно в сферической компоненте пучка («некогерентная» составляющая) и в классической дифракционной компоненте («когерентная» составляющая). Важно, чтобы выполнялось условие  $W_1 + W_2 = 1$ . В качестве примера на рис.2 показана сферическая составляющая (кривая 5) в ДНИ при  $f = 10$  и экспоненциальной корреляционной функции стохастического поля. Другими словами, кривая 5 является выделенной из кривой 3 сферической составляющей.

На рис.5 показаны зависимости долей мощности излучения  $W_1$  и  $W_2$  от частоты  $f$ . Поскольку с увеличением  $f$  имеет место явное снижение доли «некогерентной» составляющей  $W_1$  и соответствующее увеличение  $W_2$ , то

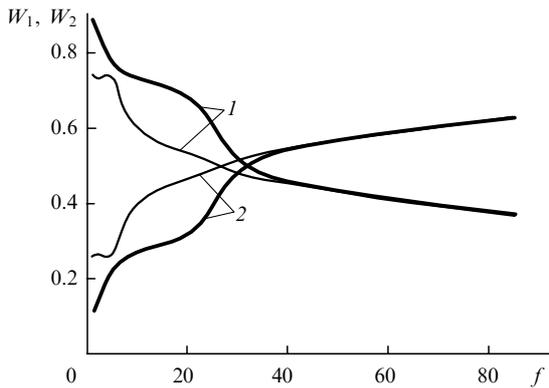


Рис.5. Зависимости долей мощности  $W_1$  (1) и  $W_2$  (2) от частоты  $f$ ; толстые кривые соответствуют экспоненциальной корреляционной функции, тонкие – линейной.

эти тенденции подтверждают отмеченный эффект восстановления структуры ДНИ, т. е. приближение ее с увеличением  $f$  к классическому виду с выраженными минимумами и максимумами. Видно, что в интервале  $f = 25 - 35$  (пространственный масштаб неоднородности  $\sim 3$  мм) доли когерентной и некогерентной составляющих мощности становятся одинаковыми.

С практической точки зрения особый интерес представляет зависимость яркости излучения или средней интенсивности в дальней зоне от частоты стохастических неоднородностей. Средняя интенсивность излучения в дальней зоне пропорциональна величине

$$I_\chi = \chi \frac{P}{\theta_\chi^2},$$

где  $\chi$  – доля мощности, по которой определяется расходимость формируемого резонатором лазерного пучка; в нашем случае  $\chi = 0.2, 0.5$  и  $0.8$ . Помимо прочего величина  $I_\chi$  может служить критерием эффективности функционирования резонатора с АС с учетом возможной транспортировки излучения в дальнюю зону.

На рис.6 представлены зависимости  $I_\chi$  от частоты  $f$ . Параметр  $I_{0.2}$  имеет выраженный минимум при критической частоте, обусловленной совпадением стохастического периода неоднородности с размером зоны Френеля резонатора. Величины же  $I_{0.5}$  и  $I_{0.8}$  резко уменьшаются в диапазоне частот от минимальной до критической, а далее снижаются с несколько меньшим градиентом.

Можно сделать вполне очевидный вывод о том, что в дальней зоне мелкомасштабные неоднородности в неустойчивом резонаторе при пространственных масштабах, существенно меньших размера зоны Френеля резонатора, не снижают интенсивность излучения в области центрального максимума ДНИ – при высоких значениях  $f$  она сравнивается в нем с интенсивностью для случая идеальной АС. Однако в более широкой пространственной области средняя интенсивность снижается.

В заключение сформулируем основные выводы работы:

- наличие маломасштабных стохастических неоднородностей в неустойчивом резонаторе приводит к изменению параметров лазерного излучения, в том числе мощности, угла расходимости, числа Штреля и интенсивности излучения в дальней зоне;

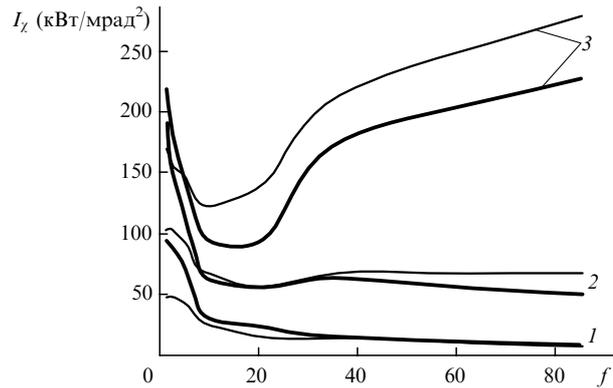


Рис.6. Зависимости средней интенсивности  $I_\chi$  от частоты  $f$  при  $\eta = 80\%$  (1,  $\chi = 0.8$ ),  $50\%$  (2,  $0.5$ ) и  $20\%$  (3,  $0.2$ ); толстые кривые соответствуют экспоненциальной корреляционной функции, тонкие – линейной.

- с увеличением частоты стохастических неоднородностей (уменьшением их пространственного масштаба) энергия излучения диссипируется в боковые дифракционные порядки ДНИ, однако максимальная интенсивность центрального лепестка ДНИ, а значит, число Штреля, при этом возрастают, стремясь к значениям, достижимым при идеальной АС;

- зависимость угла расходимости от частоты пространственной неоднородности зависит от той мощности, при которой этот угол измеряется: угол расходимости при  $\eta = 20\%$  сначала падает, а потом растет, стремясь к значению, соответствующему случаю невозмущенной АС, а расходимость при  $\eta = 80\%$  увеличивается, что связано с отмеченной диссипацией энергии в боковые дифракционные порядки ДНИ; аналогично ведет себя и средняя интенсивность излучения в дальней зоне;

- имеется критическая пространственная частота стохастической неоднородности, соответствующая диаметру зоны Френеля неустойчивого резонатора; при этом наблюдается наиболее неблагоприятная с точки зрения параметров излучения ситуация, когда происходит как максимальное снижение мощности генерации и числа Штреля ДНИ, так и увеличение расходимости излучения при  $\eta = 20\%$ ;

- количественное влияние стохастических неоднородностей на параметры излучения не слишком сильно зависит от вида корреляционной функции.

1. Миронов В.Л. *Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере* (Новосибирск: Наука, 1981).
2. Лобачев В.В., Страхов С.Ю. *Квантовая электроника*, **34**, 67 (2004).
3. Ананьев Ю.А. *Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения* (М.: Наука, 1979).
4. Kovalevsky V.O., Lobachev V.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4351**, 176 (2000).
5. Sutton G. *AIAA J.*, **7** (9), 1737 (1969).
6. Sutton G. *Progress in Astronautics and Aeronautics: Aero-Optical Phenomena* (AIAA Paper, № 80, 1982).
7. Sigman A.E., Sziklas E.A. *Appl. Opt.*, **14**, 1874 (1975).
8. Лосев С.А. *Газодинамические лазеры* (М.: Наука, 1977).
9. Залманзон Л.А. *Преобразования Фурье, Уолша, Хаара и их применение в управлении, связи и других областях* (М.: Наука, 1989).