

## Оценка влияния регулярных и стохастических фазовых структур на оптическое качество потока активной среды газодинамического лазера

В.О.Ковалевский, В.В.Лобачев

*Проведен анализ детальной структуры активной среды газодинамического лазера. По результатам обработки ширен-картин поля течения, моделируемого холодным воздухом, удалось восстановить параметры регулярной и стохастической компонент фазового поля. Получены характеристики второго порядка в виде спектральной плотности мощности и корреляционной функции распределения случайных неоднородностей, а также интегральный масштаб фазового возмущения. Сопоставлены разбросы возмущений регулярной и стохастической компонент, а также осуществлено корректное прогнозирование параметров лазерного излучения для нескольких случаев прохождения пучка через фазовозмущающую среду.*

**Ключевые слова:** активная среда, газодинамический лазер, регулярные фазовые возмущения, стохастические фазовые возмущения.

Оптические неоднородности среды распространения лазерного излучения, как правило, представляют собой возмущения показателя преломления, обусловленные изменениями ее плотности и/или состава. Эти неоднородности негативно сказываются на параметрах лазерного пучка, приводя к его отклонению, мерцанию, рассеянию, увеличению расходимости и т. п., а следовательно, к снижению интенсивности сфокусированного на мишени или распространяющегося на значительное расстояние излучения.

В данном случае можно говорить не только о неоднородностях, существующих на пути распространения лазерного пучка от выходной апертуры до зоны использования, таких как атмосферная турбулентность или газовые завесы, отделяющие полость оптического резонатора от внешней атмосферы, но и о флуктуациях в самой активной среде (АС). Особенно заметно на работу прокачных газовых лазеров влияют возмущения в их АС. К таким лазерам относятся и газодинамические лазеры (ГДЛ), поскольку для них характерны большая протяженность АС в направлении распространения излучения и многообразие сложных процессов, приводящих к нарушению ее оптической однородности.

Газодинамические параметры АС ГДЛ таковы, что в структуре возникающих фазовых возмущений можно выделить регулярную (статическую) и стохастическую (флуктуационную) компоненты. Первая соответствует неоднородному распределению газодинамических параметров в осредненном течении и связана с образованием в сверхзвуковом потоке регулярной ударно-волновой структуры и неоднородных распределений его парамет-

ров в спутном турбулентном следе. Вполне логично допустить, что средние параметры за время лазерной генерации практически не меняются, поэтому следствием таких возмущений будет возникновение неоднородного волнового фронта (ВФ) излучения в выходной апертуре лазера.

Вторая компонента, имея исключительно пространственно-нерегулярный и в общем смысле нестационарный характер, соответствует пульсационным возмущениям, связанным с постепенной турбулизацией потока. Усреднение этой компоненты за время порядка времени генерации не приводит к видимому искажению ВФ, однако она является причиной потери пространственной когерентности излучения, также ухудшая в итоге интегральное качество лазерного пучка.

Поскольку имеют место явные физические различия в природе возникновения обозначенных фазовых возмущений газодинамического поля (поля показателя преломления), следует ожидать различий в степени влияния каждой из компонент на конечные параметры лазерного излучения. Следовательно, и модели учета влияния каждой компоненты будут принципиально различными: для регулярного фазового поля наиболее традиционным способом моделирования распространения излучения является скалярная дифракционная теория [1], а для описания действия стохастической компоненты требуется использование подходов теории когерентности оптических волн [2].

Следует отметить, что как таковая проблема аэрооптики АС прокачных лазеров уже являлась предметом всестороннего исследования [3–8], в том числе и АС ГДЛ [4, 7, 8], однако некоторые ее аспекты до сих пор остаются недостаточно рассмотренными. Последнее особенно принципиально при поиске путей дальнейшего повышения эффективности прокачного лазера. В связи с этим целью настоящей работы является детальный анализ структуры фазовых возмущений в АС ГДЛ, выявление особенностей их природы и весового соотношения между

Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ», Россия, 198005 С.-Петербург, ул. 1-я Красноармейская, 1; e-mail: office@iltt.ru

Поступила в редакцию 11 октября 2000 г., после доработки – 3 апреля 2001 года

отдельными компонентами структуры, а также достоверный прогноз степени влияния возмущений на интегральное качество лазерного излучения, оцениваемое по диаграмме направленности [1]. Поскольку в итоге речь идет о параметрах лазерного излучения, прошедшего через фазонеоднородную АС, для измерения степени ее однородности целесообразно использовать оптическое зондирование. В этом случае ВФ излучения в выходной апертуре является носителем информации об интегральной вдоль направления оптического зондирования структуре неоднородностей.

Для получения детальной информации о структуре локальных возмущений, особенно статистических, необходимо принять ряд ограничивающих гипотез. Такой подход является вполне оправданным, поскольку рассмотрение динамики статистических ансамблей встречает существенные трудности даже при численном моделировании, а экспериментальные данные носят, как правило, ограниченный характер, не позволяя проследить в деталях развитие структуры газодинамического поля.

К наиболее традиционным гипотезам можно отнести следующие.

1. Исследуемое течение газа имеет двумерный (плоский) характер, поскольку в экспериментах рассматривались поток АС, сформированный модельным блоком плоских сопел, и газодинамический канал прямоугольного сечения [8].

2. Структура фазовых возмущений в АС состоит из двух компонент: регулярной и случайной; первая из них полностью воспроизводится от опыта к опыту при идентичных режимных параметрах потока, в то время как вторая повторяется в статистическом смысле с учетом предположения о ее эргодичности.

3. Статистические характеристики случайной компоненты ВФ изменяются медленно, поэтому можно говорить об однородности случайного процесса в широком смысле на ограниченном участке апертуры зондирования.

4. Случайный процесс, обусловленный флуктуациями рефракции (плотности) вследствие турбулентности, считается однородным в пространстве и изотропным в плоскости, ортогональной потоку, что позволяет в дальнейшем перейти к рассмотрению параметров излучения в любом направлении.

5. Время генерации или усиления в ГДЛ считается на несколько порядков большим характерных временных масштабов турбулентности, что диктует необходимость применения выводов теории когерентности для расчета и анализа диаграммы направленности.

6. Влияние регулярной и случайной компонент фазовых возмущений в АС на искажение исходно плоского ВФ излучения, прошедшего через газовый поток, можно рассматривать раздельно, причем для регулярной части сигнала подходит приближение геометрической оптики, а рассеяние, обусловленное стохастической компонентой, должно оцениваться в приближении решения уравнений Максвелла методом малых возмущений, т.е. с учетом дифракции и мерцания [2].

Рассмотренные ограничения определяют требования, предъявляемые к методике оптической визуализации структуры сверхзвукового потока с характерным числом Маха  $\sim 5$ . Методика должна обеспечивать высокое пространственно-временное разрешение и возможность восстановления адекватной количественной информа-

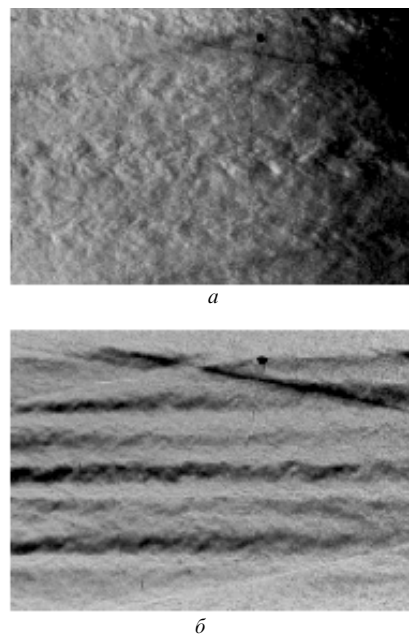


Рис.1. Шлирен-картины участка АС ГДЛ, моделируемого холодным воздухом, на расстоянии 16 см от среза соплового блока (направление течения слева направо) при горизонтальной (а) и вертикальной (б) ориентации оптического ножа.

ции о распределении либо локальных углов наклона ВФ зондирующего излучения, либо величин, пропорциональных набегу фазы. В известном смысле этим требованиям удовлетворяет шлирен-диагностика [9]. Ее пространственное разрешение определяется формирующей оптической системой, дискретностью и динамическим диапазоном регистрирующего устройства, а разрешение по времени – длительностью импульса зондирующего излучения.

На рис.1 показаны две шлирен-картины (любезно предоставленные В.М.Мальковым) газового потока (холодная продувка при давлении торможения  $P_0 = 2.5 \cdot 10^6$  Па и температуре торможения  $T_0 = 300$  К) за фрагментом лопаточного соплового блока ГДЛ, конструктивные особенности которого подробно описаны в [10]. Шлирен-картины различаются ориентацией оптического ножа относительно направления движения потока: картина, представленная на рис.1,а, получена при его горизонтальной ориентации, а на рис.1,б – при вертикальной. Временное разрешение  $\sim 10^{-6}$  с обеспечивалось искровым источником белого света. Важно отметить, что хотя моделирование потока реальной АС велось с помощью холодного воздуха, все основные особенности газодинамической структуры течения при моделировании имели место.

Исследуемая область сверхзвукового потока, сформированного тремя сопловыми лопатками, отстояла от среза сопел на расстояние  $\sim 15$  см, т.е. примерно на 10 размеров выходного сечения сопла. На таком удалении от сопловой решетки имеет место практически полная диссипация регулярной ударно-волновой структуры, поэтому в поле зрения остаются возмущения лишь от спутных турбулентных следов.

В параксиальном приближении геометрической оптики шлирен-метод обеспечивает регистрацию изменения интенсивности  $\Delta I = I - I_0$  в каждой точке плоскости наблюдения ортогонально кромке оптического ножа [9]. Это изменение будет пропорционально углу  $\varepsilon$  наклона

ВФ в плоскости объекта, т.е. будет справедливо соотношение

$$\varepsilon = -\frac{2a}{f_1} \frac{\Delta I}{I_{00}}$$

Здесь  $I$  – распределение интенсивности в плоскости наблюдения при наличии исследуемого объекта;  $I_0$  – распределение интенсивности в отсутствие искажений, вносимых исследуемым объектом, т.е. без него;  $I_{00}$  – распределение интенсивности в плоскости наблюдения без ножа и без объекта;  $f_1 = 1.6$  м – фокусное расстояние главного объектива;  $a = 0.25$  мм – полуширина оптической щели. Для поддержания высокого пространственного разрешения во всей области зондирования размером  $\sim 76 \times 56$  мм при глубине зондирования  $\sim 50$  мм регистрация фотометрических полей осуществлялась на фотопленку, плотность почернения которой в дальнейшем оцифровывалась с высоким пространственным разрешением.

Шлирен-картины при разных ориентациях оптического ножа были зарегистрированы в разных опытах, но при идентичных режимных условиях. Это означает, что с высокой степенью достоверности можно говорить о воспроизведении на картинах (с учетом пространственной привязки) регулярной компоненты фазового возмущения, соответствующей осредненному течению. Для стохастической же части сигнала, обусловленной турбулентной нерегулярностью, имеют место различные реализации случайного процесса, т.е. говорить о подобии этих реализаций можно лишь в статистическом смысле.

Поскольку случайная компонента наложена на регулярную аддитивно и справедливо предположение о воспроизводимости регулярной части возмущений, нам удалось корректно разделить регулярную и случайную компоненты, т.е. по углам отклонения ВФ  $\varepsilon_x$  и  $\varepsilon_y$  зондирующего излучения в ортогональных направлениях полностью восстановить двумерную регулярную компоненту ВФ и одномерные поперечные и продольные сечения случайной компоненты. Процедура разделения основана на специально разработанном алгоритме линейной фильтрации [11], где в качестве импульсной характеристики фильтра принята двумерная последовательность отсчетов вида

$$h(i, j) = \text{rect}\left(\frac{i}{h_n}\right) \text{rect}\left(\frac{j}{h_m}\right).$$

Здесь

$$\text{rect}(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } x \in [-0.5, +0.5], \\ 0 & \text{при } x \in ]-\infty, -0.5[ \text{ и } x \in ]0.5, +\infty[; \end{cases}$$

индексы  $i, j$  – номера отсчетов по двум выбранным ортогональным направлениям (любые целочисленные значения);  $h_n$  и  $h_m$  – размеры этой двумерной последовательности (в отсчетах). Для нахождения параметров фильтра анализ сигнала осуществлялся только в пространственной области. Поскольку средняя стохастическая компонента как по последовательности реализаций, так и в пространстве равна нулю, можно подобрать максимальные размеры окна фильтра по направлению осей  $x$  и  $y$ , при которых регулярную часть сигнала все еще можно будет считать линейной, а влияние флуктуационной части будет сведено к нулю в результате ее практически полного усреднения в пределах того же окна. Именно в

этом случае для центрального отсчета в выбранном окне, усредняя сигнал, получим наилучшую оценку регулярно искажения ВФ.

Фильтр является инвариантным к сдвигу и разделяемым, поэтому поиск параметров  $h_n$  и  $h_m$  производился независимо. Размеры оптимального окна фильтра мы выбирали исходя из зависимости некоторого критерия от размеров окна, причем этот критерий характеризовал, во-первых, качество усреднения стохастической компоненты в пределах окна и, во-вторых, степень линейности регулярной части в тех же пределах. Таким критерием может служить локальная дисперсия сигнала, усредненного фильтром с данным размером окна в направлении  $x$ , которая вычислялась для его отдельного сечения, параллельного оси  $y$  (аналогично можно проводить усреднение в направлении  $y$  и вычислять дисперсию для сечений, параллельных оси  $x$ ). Однако, поскольку в пределах всей апертуры регулярная компонента меняется несущественно, что соответствует, например, структуре развитого спутного турбулентного следа, в качестве критерия была взята дисперсия, вычисленная по всей апертуре зондирования.

Обработка шлирен-картин (см. рис.1) показала, что после разделения компонент среднеквадратичные разбросы углов наклона  $\varepsilon_x$  и  $\varepsilon_y$  регулярной части ВФ для продольного и поперечного градиентов составляют 25 и 55 мрад соответственно, а для флуктуационной компоненты в этих же направлениях – 13 и 9 мрад. Таким образом, имеет место явное превышение разброса углов регулярной компоненты над разбросом углов стохастической. Помимо этого очевидна и анизотропия разброса углов наклона в ортогональных направлениях, причем поперечный разброс регулярной компоненты больше продольного почти в два раза, а для случайной компоненты – наоборот, продольный разброс почти в полтора раза превышает поперечный.

На рис.2 показана восстановленная в процессе совместной обработки и фильтрации двух шлирен-картин изометрия регулярной составляющей ВФ. Компонента содержит, помимо поперечных периодических возмущений от спутных турбулентных следов, продольную крупномасштабную абберацию. Ее природа вполне объясняется наличием интенсивных диссипативных процессов, сопровождающихся постепенным торможением сверхзвукового потока и увеличением фоновой плотности (т.е. и увеличением рефракции).

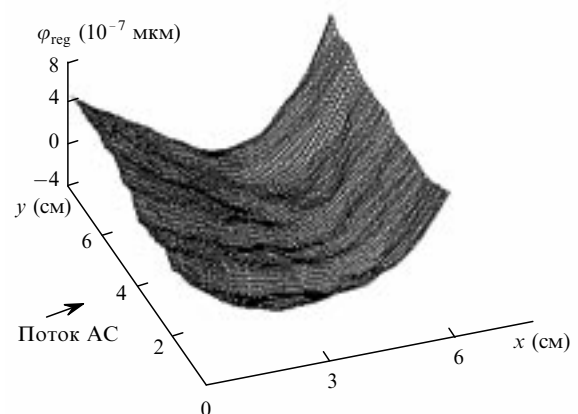


Рис.2. Регулярная компонента ВФ зондирующего излучения с  $\lambda \sim 0.5$  мкм.

Более тщательный анализ показал, что изменение рефракции вниз по потоку имеет квадратичный характер, аналогично тому, как это имеет место в случае нецентрированно расположенной относительно апертуры цилиндрической (вдоль потока) линзы. Последнее позволяет выделить из такой aberrации линейную компоненту, которая, как известно, не оказывает влияния на расходимость излучения. Оставшаяся же симметричная квадратичная aberrация непосредственно влияет на расходимость излучения, не нарушая, однако, автоматической структуры диаграммы направленности. Более того, компенсация линзовой aberrации, как известно, вполне осуществима простейшими оптическими приемами.

Вместе с тем остаточная часть регулярной aberrации ВФ после исключения клиновой и линзовой составляющих имеет заметную волновую aberrацию (разность между максимальным и минимальным набегами фазы)  $\Delta\varphi_{\text{рег}} = \max \varphi_{\text{рег}} - \min \varphi_{\text{рег}} = 0.6$  мкм и среднеквадратичное отклонение  $\sigma(\varphi_{\text{рег}}) = 0.1$  мкм. Если условно принять длину волны зондирующего излучения  $\lambda \approx 0.5$  мкм, то  $\Delta\varphi_{\text{рег}} = 1.2\lambda$  и  $\sigma(\varphi_{\text{рег}}) = \lambda/5$ .

Изменение среднеквадратичного отклонения регулярной компоненты ВФ в поперечных сечениях вниз по потоку (т. е. по продольной координате  $x$ ) показано на рис.3,а. Столь немонотонный характер изменения разброса фазы говорит о сложном характере течения, в котором присутствует взаимодействие турбулентных следов между собой, а может быть, и некая нестационарность регулярной части газодинамического поля.

Как уже отмечалось, информацию о стохастической компоненте ВФ можно получить только для отдельных

рядов одномерных сечений, параллельных или ортогональных потоку. Вместе с тем статистические оценки в каждом ряду позволяют нам спрогнозировать поведение уже двумерного случайного процесса. На рис.3,б представлены зависимости среднеквадратичного отклонения пульсационной составляющей волновой aberrации для сечений в продольном и поперечном направлениях.

Из рис.3,б видно, что разброс набега фазы стохастической компоненты в поперечных рядах медленно снижается вниз по потоку, свидетельствуя о постепенном затухании газодинамических возмущений. В зависимости разброса в продольных сечениях (от поперечной координаты  $y$ ) присутствует явная многомодовая структура, в которой периодическое возрастание возмущений (правда, не более чем на 30–40 %) имеет место на продольных осях каждого из трех турбулентных следов. Оценки средних разбросов стохастической компоненты набега фазы ВФ дают следующие значения: для продольных по отношению к направлению потока сечений  $\sigma_x(\varphi_{\text{rnd}}) = 0.018$  мкм и для сечений поперек потока  $\sigma_y(\varphi_{\text{rnd}}) = 0.009$  мкм.

Как и для разбросов углов наклона ВФ, двукратная разница набегов фаз для выбранных ортогональных направлений может быть объяснена именно анизотропией турбулентности. Из-за значительной разницы градиентов скорости газового потока в поперечном и продольном направлениях условия трансформации микровихревой структуры в этих направлениях неравнозначны, вследствие чего и возникает анизотропия статистических характеристик фазового поля.

Из прямого сравнения степеней влияния регулярной составляющей ВФ и его стохастической компоненты следует, что для поперечных сечений среднеквадратичный разброс регулярной части ВФ превышает разброс случайной части более чем в 11 раз, а для продольных сечений – более чем в 5 раз! Другими словами, имеет место как существенная разница регулярных и стохастических искажений, так и существенная анизотропия возмущений от каждой из компонент в ортогональных направлениях.

Представляет определенный интерес рассмотреть подробнее особенности стационарного случайного процесса, связанного с турбулентными возмущениями, и найти его статистические характеристики второго порядка – спектральную плотность мощности и корреляционную функцию. Поскольку формальное вычисление одномерных спектральных плотностей мощности флуктуаций ВФ для направлений  $x$  и  $y$  дает статистически несостоятельные оценки, необходимо применить псевдоусреднение по ансамблю, например по методике, аналогичной предложенной Бартлеттом [12].

С учетом предположения о квазиоднородности исследуемого случайного процесса псевдоусреднение по ансамблю осуществимо усреднением выборочных спектров в нескольких сечениях в окрестности выбранного. Вполне логично выбрать размер окна усреднения равным размеру окна фильтра, использовавшегося для разделения регулярной и флуктуационной компонент углов наклона ВФ. При этом для получения статистически состоятельной оценки спектральной плотности мощности необходимо, чтобы сечения были статистически независимы в пределах окна усреднения. В нашем случае это условие хорошо выполняется, главным образом по причине отсутствия информации о втором градиенте в каждой конкретной реализации случайного процесса.

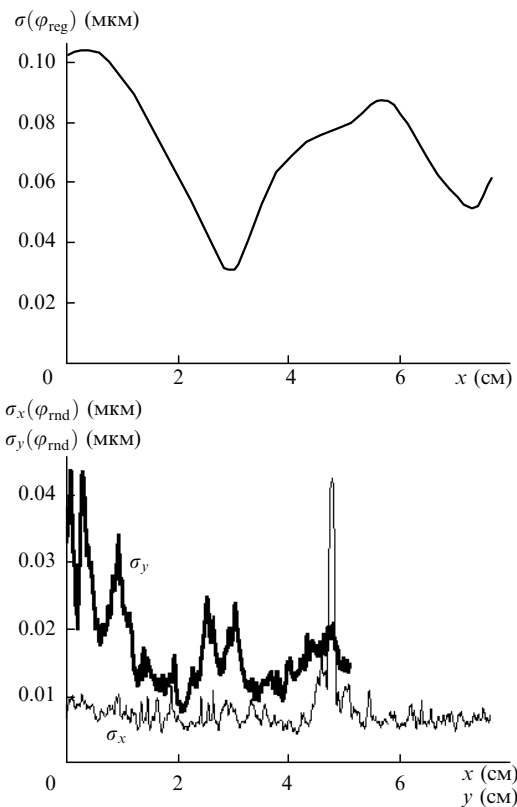


Рис.3. Среднеквадратичный разброс регулярной (а) и стохастической (б) компонент фазы ВФ зондирующего излучения в вертикальных сечениях в зависимости от продольной координаты  $x$  и в горизонтальных сечениях в зависимости от поперечной координаты  $y$ .

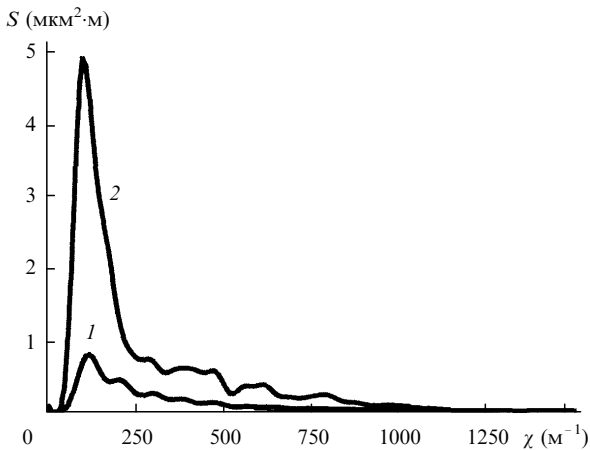


Рис.4. Среднеапертурная спектральная плотность мощности случайной компоненты ВФ в продольном (1) и поперечном (2) направлениях как функция волнового числа пространственного искажения фазы  $\chi = 2\pi\nu$ .

В [13] показано, что даже значительные неоднородности параметров случайной части ВФ по площади апертуры не оказывают существенного влияния на характеристики излучения в дальней зоне по сравнению с однородными искажениями с той же дисперсией. Таким образом, распространив окно усреднения на всю апертуру, можно вычислить оценки средних по пространству спектральных плотностей мощности флуктуаций ВФ в направлениях  $x$  и  $y$ . На рис.4 представлены средние по апертуре спектральные плотности мощности случайной компоненты сигнала для направлений вдоль и поперек потока.

Хорошо видно, что усредненные спектры мощности не являются монотонными; отчетливо виден ряд отдельных мод, явно выделяющихся на фоне сплошного спектра. Их присутствие не может быть связано с возможной погрешностью оценки, поскольку всплески существенно превышают специально вычисленную погрешность восстановления спектра. Нельзя объяснить наличие мод и ограниченным частотным разрешением сигнала, т. к. ширина отдельных мод значительно превышает минимальный размер ячейки пространственного разрешения. В то же время модовый характер спектра турбулентности как раз и предсказывается классической теорией [14].

На рис.5 показаны усредненные по пространству а-

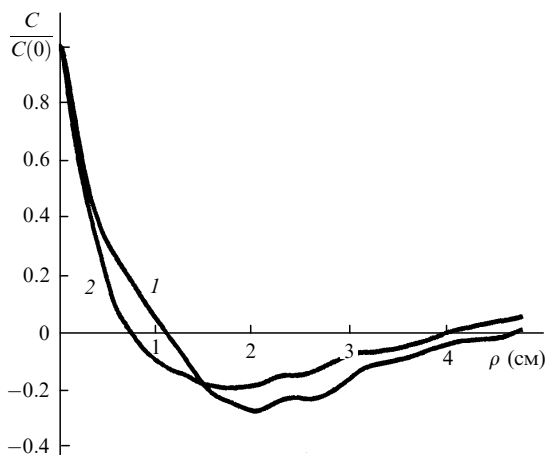


Рис.5. Нормированная корреляционная функция в зависимости от длины радиус-вектора  $\rho$  случайной компоненты ВФ в продольном (1) и поперечном (2) направлениях

токорреляционные функции  $C(\rho)/C(0)$  в зависимости от расстояния  $\rho$  вдоль и поперек потока с учетом того, что спектральная плотность мощности и корреляционная функция связаны между собой по теореме Винера – Хинчина преобразованием Фурье [11]. Располагая этими данными, можно легко оценить интегральный масштаб флуктуаций ВФ, несомненно скоррелированный с интегральным масштабом турбулентных пульсаций. Интегральный масштаб можно рассматривать как параметр, характеризующий радиус корреляции случайной составляющей ВФ [3]

$$A = \frac{1}{C(0)} \int_0^{\infty} C(\rho) d\rho.$$

Таким образом, абсолютный интегральный масштаб вдоль потока  $A_x = 9.5$  мм и интегральный масштаб поперек потока  $A_y = 7.1$  мм. Любопытно, что относительные (т. е. отнесенные к соответствующему по направлению размеру апертуры) интегральные масштабы в обоих направлениях составляют 0.13. Поскольку интегральный масштаб вдоль потока оказался примерно в 1.3 раза больше соответствующего масштаба поперек потока, турбулентные вихри, как уже отмечалось, в среднем должны быть вытянуты в направлении потока.

Наиболее сложным, но в то же время и наиболее важным для оценки эффективности ГДЛ остается вопрос о возможности прогнозирования качества лазерного излучения (или оптического качества АС), пусть даже для режима однопроходного лазерного усилителя, в направлении, перпендикулярном направлению оптического зондирования, т. е. перпендикулярно кромкам лопаток соплового блока. Важны также возможность адекватного переноса получаемых результатов на АС большой протяженности вдоль пути распространения пучка и восстановление информации для рабочей длины волны излучения ГДЛ.

Использование подходов, разработанных в [15], позволяет получить соотношение для оценки влияния трехмерного случайно-неоднородного поля показателя преломления на спектральную плотность мощности  $S_1(\chi_x, \chi_r, l_1)$  возмущений ВФ при любой протяженности  $l_1$  распространения излучения и при длине волны излучения с волновым числом  $k_1$ :

$$S_1(\chi, l_1) = \frac{k_1^2 l_1}{2k^2 l} \left[ 1 + \frac{k_1}{\chi^2 l_1} \sin\left(\frac{\chi^2 l_1}{k_1}\right) \right] S(\chi, l),$$

$$S_1(\chi_x, \chi_r, l_1) = \frac{k_1^2 l_1}{2k^2 l} \left[ 1 + \frac{k_1}{\chi_r^2 l_1} \sin\left(\frac{\chi_r^2 l_1}{k_1}\right) \right] S(\chi_x, \chi_r, l_1),$$

где  $\chi = (\chi_x^2 + \chi_y^2)^{1/2} = [(2\pi\nu_x)^2 + (2\pi\nu_y)^2]^{1/2}$ ;  $\chi_r = (\chi_x^2 + \chi_r^2)^{1/2} = [(2\pi\nu_x)^2 + (2\pi\nu_r)^2]^{1/2}$  – волновое число стохастических возмущений ВФ в плоскости апертуры (индекс  $x$  соответствует направлению потока, а индекс  $r$  – направлению, ортогональному плоскости, образуемой направлением потока и направлением зондирования);  $l$  – длина зондирования в среде;  $k$  – волновое число излучения, на котором осуществлено оптическое зондирование;  $k_1$  – волновое число излучения, для которого оценивается СПМ ВФ. Двумерная же плотность мощности  $S(\chi_x, \chi_r, l)$  случайной компоненты ВФ оценивается из оптических измерений в предположении разделения переменных для длины зондирования  $l$ :

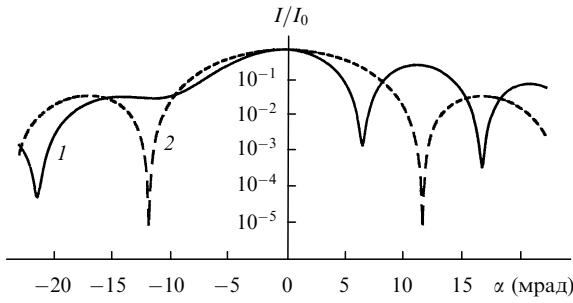


Рис.6. Ортогональные сечения диаграммы направленности излучения в продольном (1) и поперечном (2) направлениях.

$$S_k(\chi_x, \chi_y, l) = \frac{S_x(\chi_x)S_y(\chi_y)}{(\sigma_x^2\sigma_y^2)^{1/2}},$$

$$S(\chi_x, \chi_r, l) = \frac{S_x(\chi_x)S_r(\chi_r)}{(\sigma_x^2\sigma_r^2)^{1/2}},$$

где

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{\infty} S(\chi)d\chi$$

– оценка дисперсии случайной компоненты ВФ (получена ранее для направлений  $x$  и  $y$ ), причем в случае направления зондирования индексы  $r$  и  $y$  эквивалентны.

Теперь можно оценить степень трансформации диаграммы направленности излучения при распространении плоской монохроматической волны в среде, содержащей регулярную и случайную компоненты возмущений с уже известными параметрами и структурой. Воспользовавшись теоремой Шелла [1] для квазимонохроматического узкополосного источника, можно получить распределение интенсивности света в дальней зоне

$$I(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} P(\Delta\zeta, \Delta\eta)\mu_{12}(\Delta\zeta, \Delta\eta) \times \exp\left[-j\frac{2\pi}{\lambda z}(x\Delta\zeta + y\Delta\eta)\right]d\Delta\zeta d\Delta\eta,$$

где

$$\zeta = \frac{x_1 + x_2}{2}; \quad \eta = \frac{y_1 + y_2}{2}; \quad \Delta\zeta = x_2 - x_1; \quad \Delta\eta = y_2 - y_1;$$

$$P(\Delta\zeta, \Delta\eta) = \iint_{-\infty}^{\infty} p\left(\zeta - \frac{\Delta\zeta}{2}, \eta - \frac{\Delta\eta}{2}\right)p^*\left(\zeta + \frac{\Delta\zeta}{2}, \eta + \frac{\Delta\eta}{2}\right)d\zeta d\eta$$

– автокорреляция функции зрачка;  $p(\zeta, \eta) = \exp[-j\varphi(\zeta, \eta)]$   
 – функция зрачка в случае единичной интенсивности из-

лучения в зрачке;  $\varphi(\zeta, \eta)$  – распределение фазы регулярной части ВФ излучения. Комплексная степень когерентности  $\mu_{12}(\Delta\zeta, \Delta\eta)$  при гауссовой плотности распределения вероятностей определяется из соотношения [1]

$$\mu_{12}(\rho_1, \rho_2) = \exp[-\sigma^2 + C(\rho_1, \rho_2)],$$

где, как и раньше,  $\sigma^2$  – дисперсия флуктуаций фазы;  $C(\rho_1, \rho_2)$  – автокорреляционная функция флуктуаций фазы.

На рис.6 показаны два ортогональных одномерных сечения диаграммы направленности, полученных для случая распространения излучения с  $\lambda \sim 0.5$  мкм. Искажения ВФ соответствуют протяженности АС 56 мм в направлении, ортогональном направлению оптического зондирования (традиционное направление формирования излучения перпендикулярно кромкам лопаток). Наличие в АС двух фазовых компонент приводит не только к трансформации углового распределения энергии в пучке, но и к возникновению в диаграмме направленности характерного некогерентного гало. Кроме того, искажения ВФ вызывают снижение максимальной яркости излучения, которая, как известно, в нормированном виде представляет собой хорошо известный критерий оптического качества – число Штреля.

Результаты обработки шпирен-картин по рассмотренной выше методике переносились на несколько случаев прохождения излучения через АС, в том числе в ортогональном кромкам лопаток направлении и с увеличенной до 1 м длиной. Наиболее важные результаты прогноза сведены в табл.1.

Из табл.1 видно, что во всех случаях превалирующее влияние на оптическое качество АС оказывают регулярные возмущения фазы. Доля случайной компоненты в общем числе Штреля оказалась весьма незначительной даже для традиционного направления формирования вывода излучения ортогонально кромкам лопаток. Этот результат является неожиданным, поскольку несколько противоречит общепринятому мнению о практически полном интегральном усреднении регулярных возмущений в направлении формирования вывода излучения.

Следует отметить, что оценка, представленная в последней строке табл.1, носит сугубо приближенный характер. Даже при увеличении температуры торможения до  $\sim 2000$  К не следует ожидать принципиальных различий в структуре регулярных возмущений, т.е. в потоке все равно будут присутствовать спутные следы, а в ближних к сопловому блоку областях – еще и возмущения от скачков уплотнения. Различия могут быть лишь в

Табл.1. Прогноз состояния оптического качества АС ГДЛ.

Продуквка	Направление зондирования	$\lambda$ (мкм)	$l_1$ (см)	Число Штреля		
				Полное	Регулярная часть	Случайная часть
Холодная	Направление оптического зондирования (   кромкам лопаток)	0.5	5.6	0.39	0.4	0.98
Холодная	В направлении традиционного усиления (⊥ кромкам лопаток)	0.5	5.6	0.51	0.52	0.98
Холодная	В направлении традиционного усиления	10.6	100	0.77	0.79	0.99
Горячая (снижение плотности $\sim 10$ раз).	В направлении традиционного усиления	10.6	100	0.99	0.99	1.00

амплитуде возмущений. В стохастической же компоненте возможны существенные изменения, которые будут выражаться в трансформации спектральной плотности и корреляционной функции. Это обстоятельство связано с изменением при увеличении температуры торможения важнейших характеристик потока, таких как число Рейнольдса, толщина потери импульса на срезе сопел и динамическая вязкость газа, определяющих в совокупности динамику структуры турбулентного течения.

Таким образом, разработанная методика анализа шпирен-картин, содержащих информацию о регулярной и стохастической структурах фазовых возмущений в потоке, моделируемом холодным воздухом, позволила оценить степень влияния каждой структуры на интегральное оптическое качество потока. Оказалось, что влияние стохастических структур в потоке, связанных турбулизацией последнего, не слишком велико. Это обстоятельство особенно важно, поскольку даже в области развитых турбулентных следов вниз по потоку, где произошел практически полный распад ударно-волновой структуры, образующейся за срезом соплового блока, регулярные возмущения продолжают иметь определяющее значение. Подобная тенденция сохранится и в реальном потоке АС, в котором температура торможения в несколько раз выше.

1. Гудмен Дж. *Статистическая оптика* (М., Мир, 1988).
2. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. *Введение в статистическую радиофизику и оптику* (М., Наука, 1981).
3. Sutton G.W. *AIAA J.*, **9**, 1737 (1969).
4. Новоселов А.Г., Пустогаров А.А., Чернышев С.М., Шарков В.Ф., Шиповских А.В. В сб. *Физическая газодинамика: экспериментальное моделирование и диагностика* (Минск, изд-е ИТПМ, 1985, с.134–147).
5. Алексеев И.А., Забузов Н.В., Лобачев В.В., Шевченко Ю.И. *ИФЖ*, **1**, 56 (1994).
6. Башкин А.С., Борейшо А.С., Лобачев В.В., Мошков В.Л., Федоров И.А. *Квантовая электроника*, **23**, 428 (1996).
7. Баскаев П.Ю., Лавров А.В., Лобачев В.В. *Квантовая электроника*, **25**, 507 (1998).
8. Мальков В.М. *ЖПМТФ*, **37**, № 6, 26 (1996).
9. Васильев Л.А. *Теневые методы* (М., Наука, 1968).
10. Кталхерман М.Г., Мальков В.М. *ЖПМТФ*, **34**, № 6, 20 (1993).
11. Залманзон Л.А. *Преобразования Фурье, Уолша, Хаара и их применение в управлении, связи и других областях* (М., Наука, 1989).
12. Марпл С.Л. мл. *Цифровой спектральный анализ и его приложения* (М., Мир, 1990).
13. Sutton G. *AIAA J.*, **23**, 1525 (1985).
14. Монин А.С., Яглом А.М. *Статистическая гидромеханика* (М., Наука, 1965).
15. Исимару А. *Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах* (М., Мир, 1981).