

АЭРООПТИКА ПОТОКОВ

УДК 533.697+532.517.4

ЗА СОПЛОВЫМИ БЛОКАМИ БЫСТРОПРОТОЧНЫХ ЛАЗЕРОВ

В. М. Мальков

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

1. **Введение.** Аэрооптический эффект (искривление волнового фронта в пучке света) возникает при прохождении луча через неоднородности плотности воздушной среды и обусловлен изменением коэффициента преломления, линейно связанного с плотностью этой среды. Он имеет место при прохождении излучения как через регулярные структуры (системы скачков уплотнения, контактные поверхности) [1], так и через турбулентные структуры (следы, пограничные и сдвиговые слои) [2, 3]. При этом в аэрооптике рассматривают случай, когда масштаб возмущений, например турбулентных пульсаций, меньше апертуры луча, в чем состоит отличие аэрооптики от оптики атмосферы, где рассматривают обратную ситуацию — возмущение больше апертуры пучка.

Выделение задач аэрооптики в отдельную дисциплину обусловлено в значительной мере появлением лазеров. Возникло много задач, связанных с прохождением излучения, например, через пограничный слой при размещении лазеров на борту самолета [4, 5]. Использование оптических систем наведения на сверхзвуковых аппаратах привело ко второму типу задач: о правильной интерпретации сигнала с приемника излучения. Прежде чем попасть в приемное окно датчика, луч проходит ударную волну и турбулентный слой смешения холодного газа, охлаждающего окно, с внешним потоком. А это означает, что сигнал во времени зависит и от условий, которые реализуются при обтекании данного аппарата, что необходимо учесть при выработке команд на органы управления [6, 7].

Актуальными остаются задачи аэрооптики для быстропротекающих лазерных систем — химических лазеров и газодинамических (ХЛ и ГДЛ), использующих сверхзвуковую прокачку газа [8–10]. В ХЛ и ГДЛ в качестве сопла применяются многосопловые блоки, т. е. в резонаторной полости неизбежно имеются следы, системы волн разрежения и скачков уплотнения, возникающих при обтекании донной области соплового блока. Это означает, что излучение формируется в среде с существенной неоднородностью плотности, и, следовательно, волновой фронт на выходе из резонатора не будет идеальным — плоским, т. е. расходимость излучения будет больше дифракционной [11]. Поэтому целью исследований в данных задачах должно быть установление связи параметров потока в резонаторе с качеством луча. Только на такой основе можно решать вопрос об увеличении эффективности лазерной системы.

Степень искривления плоского волнового фронта при прохождении излучения через среду определяет оптическое качество среды. В данной работе (которая является продолжением [12, 13]) изучается оптическое качество потока за плоскими и сотовыми сопловыми блоками, используемыми в ХЛ и ГДЛ, и определено влияние турбулентных характеристик течений за ними на оптическое качество потока в целом.

Для интерпретации результатов оптических измерений, как отмечалось в [12], необходимо привлечение данных о газодинамической структуре исследуемых течений. Осредненные характеристики потоков для всех испытанных сопловых блоков, полученные зондовы-

ми методами, представлены в [14–16], а данные об интенсивности турбулентных пульсаций за сотовыми блоками — в [17]. Но наиболее важные моменты, необходимые для объяснения оптических результатов, приведены в настоящей работе.

2. Экспериментальная установка. Методы измерений. Условия экспериментов описаны в [12]. Здесь отметим лишь основные условия, включая дополнения. Опыты проводились в малоразмерной аэродинамической трубе (сечение рабочей части 51×56 мм), сопловым устройством которой являлись исследуемые блоки плоских и сотовых сопел. Рабочая часть для этой серии экспериментов была модифицирована — снабжена дополнительными окнами, поэтому оптические измерения проводились на расстоянии до 250 мм от среза сопел (в [12] до 90 мм). Режим течения в следах турбулентный — число Рейнольдса, определенное по параметрам потока в выходном сечении сопел, $Re = (0,85 \div 5,3) \cdot 10^6$.

Сопловые блоки. Сотовые сопла для ГДЛ впервые предложены в [8]. Дальнейшим развитием идеи было использование усложненных их модификаций в лазерах на смещении [9] и в ХЛ [10]. В общем случае сотовое сопло — это решетка компактно расположенных конических либо профилированных одинаковых (для ГДЛ) или двух видов (для систем на смещении или ХЛ) микросопел. В работе использовали блоки только с одинаковыми микросоплами (~ 130 в каждом блоке). Микросопла имели критическое сечение 1 мм, степень расширения 25 и одинаковую дозвуковую часть. Блоки с коническими микросоплами были двух вариантов: полуугол раскрытия сопла $\alpha = 10$ и 20° . Блоки с профилированными (профиль рассчитан по методу характеристик) микросоплами изготавливались следующим образом: брали контур, рассчитанный на большую степень расширения, но не полный, а обрезанный так, чтобы степень раскрытия сопла осталась той же, что у конических (25). При этом угол схода потока получался, естественно, не нулевой, а 5° , длина сверхзвукового участка контура 11 мм (у конических сопел с $\alpha = 10^\circ$ она составляла тоже 11 мм, а с $\alpha = 20^\circ$ — 5,4 мм). Как и раньше, новые блоки изготовлены в двух вариантах: в первом при установке блока в газодинамическом тракте микросопла располагали параллельно оптической оси установки ($\psi = 0$), а во втором — не параллельно оптической оси ($\psi = 13^\circ$).

Плоские сопла использовали те же, что и в [12], где они подробно описаны. Каждый блок состоял из четырех плоских сопел, образованных тремя полными лопатками, профилированными с двух сторон, и двумя боковыми, профилированными с одной стороны. Контур лопаток рассчитан методом характеристик на число Маха, равное 5 (критическое сечение 0,5 мм, показатель адиабаты 1,4). В экспериментах варьировали толщину кромок у лопаток t (от 0,15 до 1 мм) и угол схода потока α (от 0 до 4°).

Измерения. Для визуализации течений применяли шлирен-метод с искровым источником света. Осредненные параметры потока определяли по измерениям полей полных и статических давлений, выполненных соответствующими насадками [14, 16]. Методика термоанемометрических измерений пульсационных характеристик потока приведена в [17].

Для оптических исследований использовали метод фокального пятна. Суть его состоит в измерении в дальней зоне излучения в центральном пятне интенсивности света, собранного линзой, т. е. в фокальном пятне. Принципиальная схема аппаратной реализации метода и описание работы системы даны в [12]. Реализована была дифференциальная схема. Луч зондирующего лазера делился на два: один проходил исследуемую среду, а другой попадал на приемник излучения сразу. В опыте регистрировали разницу сигналов с этих приемников, вызванную присутствием в резонаторной полости потока с неоднородностями.

ми.

В отличие от ранее опубликованных работ (например, [4]), где для зондирования применяли, как правило, широкоапертурные пучки и результат измерения фактически осредняли по всей апертуре резонатора, здесь использовали луч относительно небольшого диаметра. Такой подход позволял осуществить при измерении определенное разрешение в пространстве и проследить влияние отдельных элементов структуры потока и прежде всего влияние развития турбулентных структур на его оптическое качество. (В то же время луч не мог быть и очень тонким, он должен быть много больше размеров турбулентных вихрей, чтобы осреднение результатов по диаметру луча было представительным.)

В аэрооптике часто также применяют интерферометрию [4]. В этом случае в ближней зоне излучения получают информацию об искривлении волнового фронта и, используя соотношение Штреля [11], вычисляют, например, интенсивность излучения в дальней зоне в центральном пятне. Соотношение Штреля фактически связывает эти два метода. Но при исследовании влияния пульсационных характеристик потока на его оптическое качество необходимо получать много мгновенных интерферограмм и проводить соответствующее осреднение результатов. В [18] сравнивались данные измерений этими методами и отмечалось, что для представительного осреднения необходимы десятки снимков. Понятно, что обработка такого количества интерферограмм для получения одной точки — дело трудоемкое. В противном случае имеется большой разброс точек. В [19], например, указывалось, что стандартное отклонение точек, полученных по единичным интерферограммам, составляет более 20%. К тому же ошибка в измерении среднеквадратичного отклонения фазы $\Delta\bar{\varphi}$ приводит к большим ошибкам в значениях интенсивности, поскольку $\Delta\bar{\varphi}$ является показателем экспоненты в соотношении Штреля. Поэтому для выявления влияния основных физических механизмов на рассеяние света в потоке удобнее применять метод фокального пятна как прямой метод.

3. Результаты экспериментов. Обсуждение. Плоские сопла. В [12] для относительной интенсивности света, рассеянного турбулентными следами за плоскими лопатками, было получено асимптотическое выражение

$$\Delta\bar{I} = (I_0 - I)/I_0 \sim x\rho^2, \quad (3.1)$$

где I_0 и I — интенсивность падающего света и прошедшего через среду; x — расстояние от среза сопел; ρ — плотность потока; $\Delta\bar{I}$ — единица минус число Штреля, которым обычно оценивают оптическое качество потока. Оценка (3.1) легко следует из соотношения Штреля и выражения для изменения фазы в пучке света (прошедшего турбулентный слой толщины L), полученного в [2] для однородной и изотропной турбулентности:

$$\Delta\varphi = (2\pi/\lambda)\sqrt{\Lambda L}\bar{\rho}'\bar{\rho}. \quad (3.2)$$

Здесь Λ — масштаб турбулентности; λ — длина волны; $\bar{\rho}' = \rho'/\rho$ — относительная интенсивность пульсации плотности; $\bar{\rho}$ — плотность потока, отнесенная к плотности среды в нормальных условиях.

При оценке учитывались следующие экспериментальные данные: $\bar{\rho}'$ в плоском свободном следе после начального переходного участка — величина практически постоянная [20]; $\Lambda \sim L$ для пограничных слоев и слоев смешения [21, 22] (коэффициент пропорциональности для различных случаев у разных авторов от 0,1 до 0,5); толщина следа $L(x)$ пропорциональна \sqrt{x} (полная зависимость $L(x)$ в автотомельных переменных дальнего следа представлена в [12, 14]).

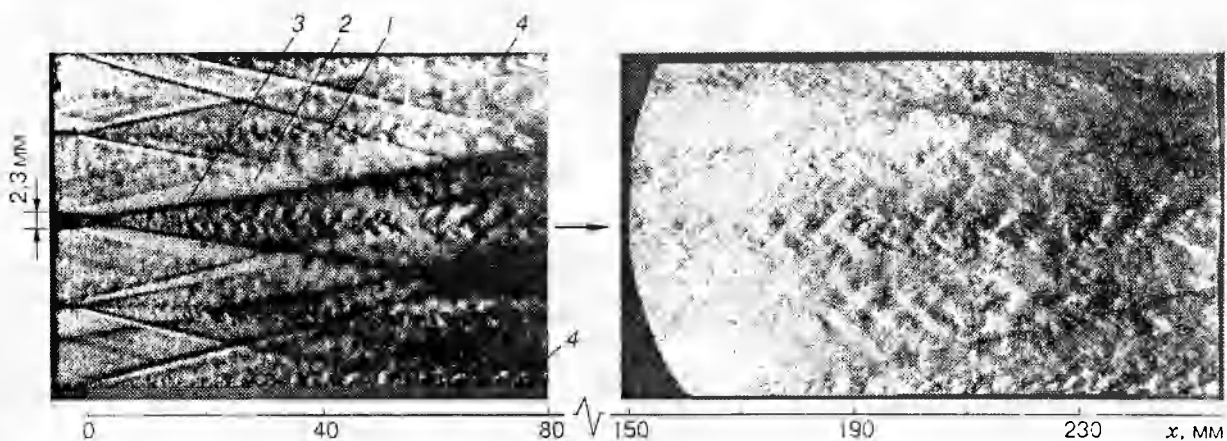


Рис. 1

Зависимость (3.1) подтверждена при измерениях ΔI в первом окне ($x = 90$ мм). Это свидетельствует о том, что изменения φ определяются прежде всего турбулентным характером течения и ростом толщины следов. Но поведение ΔI в областях $x > 100$ мм также представляет интерес, поскольку размер резонатора по потоку для мощных лазерных систем может быть и больше 200 мм. Однако дальше по потоку по мере роста $L(x)$ неизбежно взаимодействие следов между собой, что означает невозможность их рассмотрения как свободных.

На рис. 1 показана картина течения за плоским блоком, полученная в двух последовательно расположенных окнах (под фотографиями указано расстояние от среза блока). Чтобы ярче показать детали течения за отдельной лопаткой, в центре блока поставлена лопатка с очень толстой кромкой ($t = 2,3$ мм), две другие обычные ($t = 0,35$ мм). В первом окне четко видны: вихревая структура отдельных следов 1, развивающаяся в крупномасштабную к концу окна, система волн разрежения 2, возникающая при развороте потока на кромках лопаток (светлые области), система скачков уплотнения 3, на которых происходит обратный разворот потока параллельно оси (темные линии), пограничные слои 4 на стенках.

Воздействие ударных волн и волн разрежения на след и составляет отличие данной задачи от обычно рассматриваемой в аэродинамике задачи о свободном следе (см., например, [20]). Но проведенные измерения показали, что автомодельность течения в следе (в пределах точности измерений) сохраняется и в нашем случае, т. е. распределения параметров поперек следа, представленные в так называемых координатах дальнего следа, совпадают между собой в любом сечении. Связано это с тем, что здесь область разрежения всегда замыкается скачком уплотнения. Одновременные воздействия на след этих двух факторов компенсируются друг другом. Воздействие же только одного скачка приводит к нарушению автомодельности течения в следе, к его утолщению. Потому неправомерно рассчитывать разницу оптических путей в потоках за многосопловыми блоками, учитывая наличие лишь ударных волн, как это сделано в [23]. В [8, 23] не принимали во внимание ни волны разрежения, ни следы.

Во втором окне структура потока становится действительно другой. В районе $x = 200$ мм соседние следы начинают перекрываться и взаимодействовать между собой. При этом крупномасштабные вихри разваливаются, все течение турбулизуется, а поток с оптической точки зрения становится практически однородным и с явно меньшим масштабом

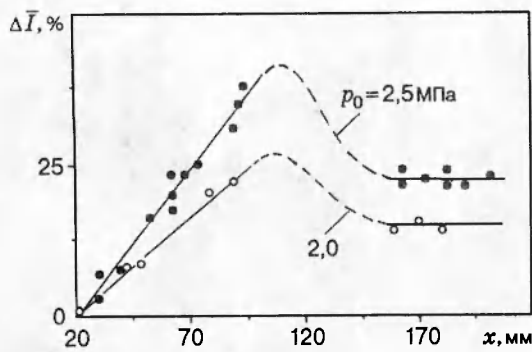


Рис. 2

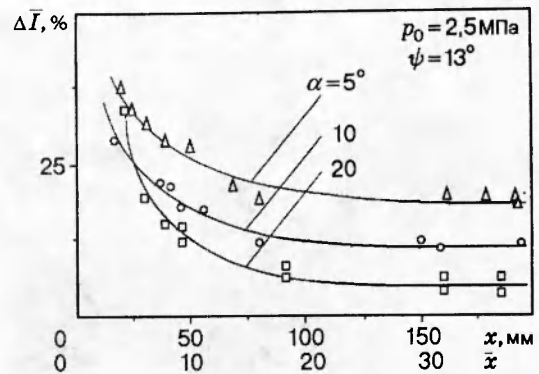


Рис. 3

турбулентности по сравнению с тем, который регистрируется в следе в конце первого окна. Но измеренные распределения осредненных параметров еще регистрируют характерные неоднородности, связанные с наличием следов, т. е. полного перемешивания потока с точки зрения газовой динамики пока не произошло.

Как следует из рис. 2, где представлены данные для двух значений давления торможения p_0 , поведение $\Delta \bar{I}(x)$ по всей длине рабочего канала явно отражает характер такого развития течения: после линейного роста до $x = 90$ мм значения $\Delta I(x)$ в районе $x \approx 200$ мм резко упали. Регистрируемое на фотографиях качественное изменение турбулентных масштабов объясняет данный результат — это следует из (3.2). Но для количественной оценки необходимо измерение интенсивности пульсаций плотности, поскольку результат $\bar{\rho}' \approx \text{const}$ из [20] получен для свободного следа, что в области $x = 200$ мм уже не соблюдается. Формула (3.2) справедлива для однородной и изотропной турбулентности, но для неоднородной и неизотропной турбулентности, как показано в [24], влияние крупномасштабных вихрей по сравнению с мелкомасштабными сильнее.

Результаты рис. 2 являются общими для всех плоских блоков с разными t и α . В пределах точности наших измерений различие не выявлено. Хотя, как будет видно дальше, результаты для сотовых блоков говорят о том, что влияние α существует. По-видимому, диапазон изменения α в случае с плоскими соплами невелик, кроме того, модели эти выполнены таким образом, что с ростом α увеличивалось t . А действие этих факторов противоположно: рост α уменьшает $\bar{\rho}'$, рост t увеличивает Λ .

К сожалению, не получено экспериментальных точек в районе $100 \leq x \leq 150$ мм (здесь расположена перемычка между окнами). Поэтому вид $\Delta \bar{I}(x)$ в этом месте предполагаемый. Но предположить рост $\Delta \bar{I}(x)$ после $x = 100$ мм естественно, так как следы в первом окне еще не смыкаются, и очевидно, что толщина следа и соответственно Λ будут еще увеличиваться. Ясно также, что перегиб кривой $\Delta \bar{I}(x)$ произойдет раньше, если уменьшить расстояние между соседними лопатками (взять меньшее критическое сечение для сопел, сохранив при этом ту же степень расширения, т. е. среднюю плотность в потоке). По-видимому, и масштаб турбулентности в зоне смешения следов тогда будет меньше — смешение начнется при меньших абсолютных размерах следов. Этот механизм довольно быстрого образования турбулентного однородного с оптической точки зрения течения и объясняет результаты, полученные для сотовых блоков.

Сотовые блоки. Из рис. 3, где показаны зависимости $\Delta I(x)$ по длине рабочего канала при использовании блоков с разными углами схода потока, следует, что с увеличением α

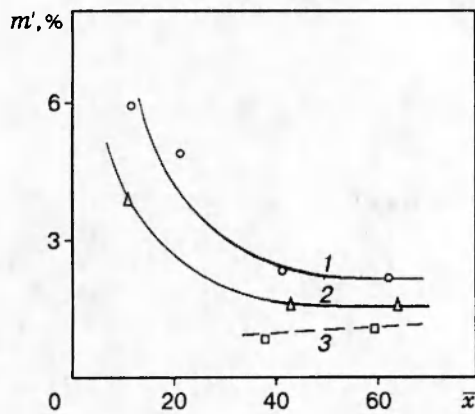


Рис. 4

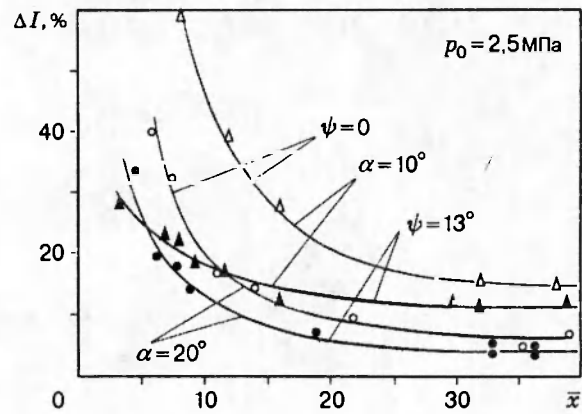


Рис. 5

доля рассеянного излучения снижается. Этот факт и качественный вид кривых в целом объясняют данные об интенсивности пульсаций массового расхода $m'(\bar{x})$ на рис. 4, где 1 — результаты для блока с $\alpha = 10^\circ$, 2 — для блока с $\alpha = 20^\circ$, 3 — точки для обычного аэродинамического сопла. Здесь и далее $\bar{x} = x/d_e$ (d_e — диаметр выходного сечения микросопла в блоке, $d_e = 5 \text{ мм}$). Сопоставление представленных результатов говорит о том, что если для блоков плоских сопел поведение $\Delta \bar{I}(x)$ связано прежде всего с изменением турбулентного масштаба в потоке, то для сотовых блоков определяющей величиной является интенсивность пульсаций плотности $\bar{\rho}'$, так как качественное поведение кривых $\Delta \bar{I}(x)$ и $m'(x)$ одинаково. (Как известно, сигнал термоанемометра пропорционален m' , но поскольку основную долю в сигнал вносят пульсации плотности, то поведение ρ' и m' аналогично. Разделение ρ' и скорости в принципе возможно при специальных допущениях.)

Рассмотрим поведение турбулентного масштаба в исследуемой области. Из фотографий потока за сотовыми блоками (приведены в [12]) видно, что однородное с оптической точки зрения течение с одним масштабом Λ наступает на расстояниях $\bar{x} = 10$. Исследование [25] величин Λ за дырчатыми решетками показало, что Λ слабо меняется по течению (экспериментальные точки получены до $\bar{x} \leq 40$) и зависит от размеров решетки. Поэтому в нашем случае надо считать, что для блоков с одинаковым d_e и одинаковой упаковкой сопел в них значения Λ в потоках будут равными, а вдоль канала $\Lambda \approx \text{const}$. Вследствие этого факта и поведения $m'(\bar{x})$ величина $\Delta \bar{I}(x)$ на рис. 3 не меняется после $\bar{x} \approx 20 \div 30$. Но полное смешение следов и отдельных струй с точки зрения газовой динамики происходит гораздо дальше, что отмечалось выше и для случая с плоскими блоками. Поэтому отличие результатов для сотовых сопел с разным расположением рядов микросопел относительно оси (разными ψ) сохраняется далеко по потоку (рис. 5). Разная геометрия струйных течений особенно сказывается на начальном участке $\bar{x} \leq 10$, но и после $\bar{x} \geq 30$ отличия в значениях $\Delta \bar{I}(x)$ для блоков с $\psi = 0$ и 13° остаются.

На рис. 6 показаны осредненные неоднородности плотности в потоке за коническими сотовыми блоками (точки 1 и 2 — $\alpha = 20$ и 10°); $\Delta \bar{\rho}$ — максимальное отклонение (вне пограничного слоя) осредненной во времени плотности, меняющейся по сечению, от значения средней плотности $\bar{\rho}$ в этом сечении, т. е. $\Delta \bar{\rho}$ определяется не пульсационными характеристиками зон смешения, а непосредственно струйным характером осредненного течения. Данные получены из результатов измерений насадками полей полного и статического давления [15, 16]. Здесь же для сравнения показаны результаты из [8] для $\alpha = 10^\circ$,

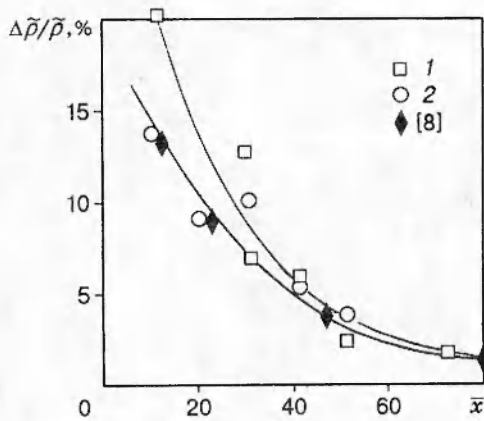


Рис. 6

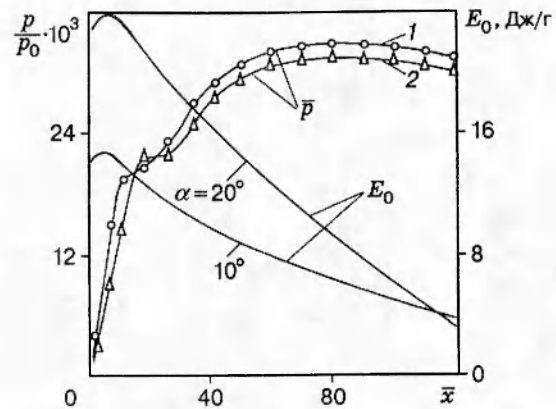


Рис. 7

полученные на основе интерферометрических измерений. Как видно, $\Delta\bar{\rho}/\bar{\rho}$ снижается до $1 \div 1,5\%$ в районе $\bar{x} = 80 \div 100$, т. е. здесь поток становится однородным и в газодинамическом смысле, и, следовательно, значения $\Delta\bar{I}(x)$ для блоков с разными ψ перестанут отличаться.

Факт улучшения оптического качества потока за сотовыми блоками при $\psi \neq 0$ известен [10]. Без решения газодинамической задачи, а только из геометрии блока (при плотной упаковке в нем сопел) следует, что первый и оптимальный угол смещения оптической оси относительно рядов сопел $\operatorname{tg} \psi = d_e/L_p$ (L_p — размер блока вдоль резонатора). Но из представленных здесь результатов видно, что улучшение оптического качества потока неодинаково по длине рабочей части, а кроме того, не меньшего эффекта в смысле снижения доли света, рассеянного на турбулентных неоднородностях, можно добиться, меняя контур сопел и влияя уже на характеристики самой турбулентности. И самыми неэффективными с точки зрения оптического качества потоков являются блоки с профилированными микросоплами, когда угол схода $\alpha = 0$.

В отношении конических блоков отметим следующее. После численных оценок работы [8] утвердилось мнение, что наиболее приемлемы блоки с $\alpha = 10^\circ$. Вывод основан на том, что потери полного давления на разворот потока и смещение струй для $\alpha > 10^\circ$ велики. Однако полученные в [15, 16] экспериментальные данные по восстановлению давления P_f в прямоугольном канале постоянного сечения (простейшем типе диффузора) показали, что значение P_f для блока с $\alpha = 20^\circ$ очень близко к случаю с $\alpha = 10^\circ$. Это происходит и потому, что эффективное число Маха на входе в диффузор в потоке за соплами с $\alpha = 20^\circ$ несколько ниже, чем за соплами с $\alpha = 10^\circ$, т. е. потери полного давления, конечно, существуют, но они невелики.

Рис. 7 демонстрирует распределение статического давления p по стенке канала для двух случаев: 1 — в установке использовано обычное одиночное сопло большого размера, 2 — сотовое сопло (сумма критических сечений микросопел в блоке и критическое сечение одиночного сопла одинаковы). Показаны кривые, когда зона псевдоскачка, которую можно смещать величиной противодавления на выходе, регулируя эжектор, начинается близко от среза сопла, т. е. когда достигается максимальное значение P_f . Видно, что максимальные значения \bar{p} отличаются не более чем на 10%, а потому и давления запуска установки для двух этих случаев отличаются менее чем на 10% (при использовании, конечно, одного

и того же диффузора). Поля полных давлений на выходе из диффузора приведены в [16], они тоже мало отличаются между собой.

Кроме того, на рис. 7 представлены результаты расчета в потоке за сопловым блоком количества запасенной энергии E_0 , которая может быть выведена в качестве излучения с учетом КПД резонатора, для условий гомогенного CO_2 -ГДЛ. Сравниваются два случая, когда в качестве сопла применяется конический блок с $\alpha = 10$ и 20° . Методика расчета общепринятая [26]: одномерная невязкая газодинамика решается совместно с 4-температурной моделью кинетики. Условия (состав рабочей смеси, которая содержала воду, температура, давление) достаточно стандартные для ГДЛ и приведены в [15]. Очевидно, что использование блоков с большим углом раскрытия сопла выгоднее, поскольку замораживание колебательной энергии и отрыв колебательных температур от поступательных в районе горла сопла происходят эффективнее. В данном случае получается почти двукратный выигрыш, если только резонатор размещается относительно недалеко от среза сопла. Именно это и определяет основное значение представленных результатов по измерению оптического качества потока. Для сотовых блоков со смещенной осью сопел ($\psi \neq 0$) резонатор можно располагать не на расстоянии $\bar{x} = 80 \div 100$ (как следовало из рекомендаций [8, 23]), где низкий уровень возмущений осредненных параметров, а на расстоянии $\bar{x} = 20 \div 30$, где низкий уровень интенсивности турбулентных пульсаций. Это важно, поскольку здесь доля E_0 еще несильно отличается от максимально возможных значений, тогда как на расстоянии $\bar{x} = 80 \div 100$ она составляет лишь малую часть от максимальной.

В заключение сформулируем основные результаты. Проведенные эксперименты доказывают, что искривление плоских волновых фронтов в потоке за многосопловыми блоками обусловлено в большей степени наличием турбулентных следов, а не ударно-волновой структурой течения, как предполагалось в [8, 9, 23]. Качественная связь основных параметров течения со сдвигом фаз определяется соотношением (3.2), хотя оно и получено для однородной и изотропной турбулентности. На характер течения и параметры турбулентности, а следовательно, и на оптическое качество потока можно влиять подбором сопел, их профилировкой и компоновкой в блоке. При проектировании многосопловых блоков следует стремиться к тому, чтобы турбулентность в потоке была мелкомасштабной, даже если поток получается полностью турбулентным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Liepmann H. W., Roshko A. Elements of Gasdynamics. N. Y.: Wiley, 1957.
2. Sutton G. Effect of turbulent fluctuations in an optically active fluid medium // AIAA J. 1969. V. 7, N 9. P. 1737–1743.
3. Sutton G. Aero-optical foundations and applications // AIAA J. 1985. V. 23, N 10. P. 1525–1537.
4. Progress in Astronautics and Aeronautics: Aero-Optical Phenomena. V. 80 / Ed. by K. Gilbert, L. Otten. N. Y.: AIAA, 1982.
5. Fuhs A. E. Overview of aero-optical phenomena // Wavefront Distortions in Power Optics. V. 293 / Ed. by A. Fuhs, B. Fuhs. Washington: SPIE, 1981.
6. Kathman A. D., Brooks L. C., Kalin D. A. A Time-Integrated Image Model for Aero-Optics Analysis. N. Y., 1992. (Paper / AIAA; N 92-2793).
7. Haveren G. Optical Wave Front Variance: a Study on Analytic in Use Today. N. Y., 1992. (Paper / AIAA; N 92-0694).

8. **Russel D. A., Neice S. E., Rose P. H.** Screen nozzles for gasdynamic lasers // AIAA J. 1975. V. 13, N 5. P. 593-599.
9. **Cassady P. E., Newton I.** A New Mixing Laser. N. Y., 1976. (Paper / AIAA; N 76-343).
10. **Zelazny S. W., Chambers W. A., Van Tassell W. F., Brandkamp W. F.** Medium inducted phase aberrations in continuous wave hydrogen fluoride chemical lasers // Wavefront Distortions in Power Optics. V. 293 / Ed. by A. Fuhs, B. Fuhs. Washington: SPIE, 1981.
11. **Борн М., Вольф Э.** Основы оптики. М.: Наука, 1973.
12. **Кталхерман М. Г., Мальков В. М.** Аэрооптика сопловых блоков газодинамических лазеров // ПМТФ. 1993. Т. 34, № 6. С. 20-28.
13. **Malkov V. M., Ktalkherman M. G.** Some Aspects of Aero-Optics of GDL Nozzle Banks. N. Y., 1994. (Paper / AIAA; N 94-2447).
14. **Кталхерман М. Г., Мальков В. М., Рубан Н. А.** Характеристики потока за блоками плоских сверхзвуковых сопел: Отчет №2090 / ИТПМ АН СССР. Сиб. отд-ние. Новосибирск, 1991.
15. **Аникин М. А., Кталхерман М. Г., Мальков В. М., Сеницын А. П.** Зависимость параметров потока за сотовым блоком от угла раскрытия индивидуального микросопла // Газодинамика проточной части ГДЛ: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. ИТПМ. 1987.
16. **Баев В. К., Кталхерман М. Г., Мальков В. М., Рубан Н. А.** Характеристики потока и восстановление давления в прямоугольном канале за решеткой осесимметричных сопел // Газодинамика проточной части ГДЛ: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. ИТПМ. 1982.
17. **Зиновьев В. Н., Кталхерман М. Г., Лебига В. А., Мальков В. М.** Осредненные и пульсационные характеристики потока в аэродинамической трубе за сотовым соплом // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1989. Вып. 5. С. 37-42.
18. **Bogdanoff D. W.** Optical quality of supersonic jets of various gases // Appl. Optics. 1982. V. 21, N 5. P. 893-903.
19. **Sutton G. W.** Hypersonic interceptor aero-optics performance predictions // J. Spacecraft and Rockets. 1994. V. 31, N 4. P. 592-599.
20. **Demetriades A.** Observation on the transition process of two-dimensional supersonic wakes // AIAA J. 1971. V. 9, N 11. P. 2128-2134.
21. **Butt R. G.** Turbulent mixing of passive and chemically reacting species in a low-speed shear layer // J. Fluid Mech. 1977. V. 82. P. 53-60.
22. **Sutton G.** Optical image through aircraft turbulent boundary layers // Progress in Astronautics and Aeronautics: Aero-Optical Phenomena. V. 80 / Ed. by K. Gilbert, L. Otten. N. Y.: AIAA, 1982.
23. **Vaidyanathan T. S., Russel D. A.** Wave-generated disturbance downstream of nozzle array // AIAA J. 1985. V. 23, N 5. P. 749-757.
24. **Truman C. R.** The Influence of Turbulent Structure on Optical Phase Distortion through Turbulent Shear Flows. N. Y., 1992. (Paper / AIAA; N 92-2817).
25. **Калижников В. С.** Одномерные характеристики турбулентности за различного типа решетками // Термо-гидро-газодинамика турбулентных течений: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. ИТ. 1986.
26. **Лосев С. А.** Газодинамические лазеры. М.: Наука, 1977.