

10. Желтухин Н. А., Терехова Н. М. Вторичные течения в неустойчивом пограничном слое.— ПМТФ, 1981, № 4.
11. Гольдштик М. А., Штерн В. Н. Гидродинамическая устойчивость и турбулентность. Новосибирск: Наука, 1977.
12. Antar B. N., Collins F. D. Numerical calculation of finite amplitude effects in instability laminar boundary layers.— Phys. Fluids, 1975, vol. 18, p. 3.
13. Годунов С. К., Рябенский В. С. Разностные схемы. М.: Наука, 1973.

УДК 533.601.1 : 534.202.2

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУЙНЫХ ТЕЧЕНИЙ ЗА ЩЕЛЕВЫМ И КЛИНОВИДНЫМ СОПЛАМИ НА УДАРНОЙ ТРУБЕ

*В. В. Голуб, В. В. Григорьев, Ю. И. Гринь,
С. Н. Исаков, И. М. Набоко, Р. Л. Петров,
В. Г. Тестов*

(Москва)

В последние годы широкое распространение получили исследования на ударных трубах, направленные на поиски путей повышения эффективности газодинамических лазеров, в которых, как правило, используются плоские звуковые и сверхзвуковые сопла для формирования струи, истекающей в свободное пространство или в канал. Опубликованные экспериментальные исследования в основном посвящены измерению квантовых характеристик ГДЛ (коэффициента усиления, мощности генерации). В то же время газодинамические исследования малочисленны и касаются главным образом определения волновой структуры струйного течения, хотя релаксация колебательной энергии определяется распределением газодинамических параметров в потоке: скорости, температуры, давления и плотности. При расчете характеристик газодинамических лазеров обычно предполагают, что течение в струе установившееся, одномерное.

Однако экспериментальные исследования и расчеты [1—5] струйных течений выявили ряд существенных особенностей волновой структуры и распределения параметров в струе. Было показано, что течение за срезом сопла может иметь достаточно сложную пространственную структуру, которая влияет на характеристики лазерного излучения. В частности, неоднородность потока приводит к фазовым неоднородностям в лазерном луче, что особенно важно учитывать при работе в режиме усиления мощности.

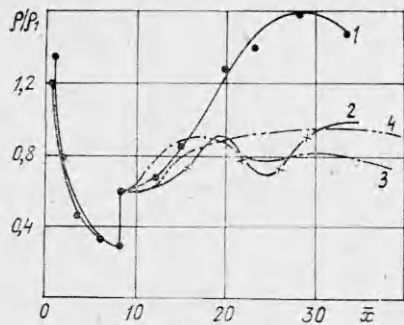
Кроме того, в экспериментах с соплами на ударной трубе необходимо иметь в виду, что квазистационарному истечению предшествует процесс установления течения.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований в пространственных и плоских струях на ударных трубах в условиях, аналогичных тем, в которых проводились исследования лазерных свойств [7, 8] газовых потоков: времени установления поля плотности и геометрии течения, пространственных характеристик распределения плотности.

Измерения проводились на ударных трубах с размерами поперечного сечения каналов низкого давления 40×40 и 35×70 мм², в торце которых устанавливались плоские звуковые сопла в виде щелей с размерами сечений $h \times a$, равными $1,5 \times 40$ и $2,5 \times 70$ мм² ($a/h = 27$ и $28,5$) или плоские клиновидные сверхзвуковые сопла с углом раствора 30° и отношением площадей $A_a/A^* = 15$ при высоте $h = 1,3$ мм.

При исследованиях пространственной струи со звуковым соплом на ударной трубе квадратного сечения камера низкого давления и барокамера наполнялись азотом. Начальное давление p_1 составляло 36 гПа, число M_1 падающей ударной волны изменялось в пределах $M_1 = 2,5—3,5$, а коэффициент нерасчетности $n = p_a/p_\infty = 16—42$. В случае работы с клиновидным соплом нерасчетность изменялась в пределах $15—70$.

Измерения на прямоугольной ударной трубе для звукового сопла с размерами $a/h = 28,5$ осуществлялись без сопловой диафрагмы при начальном давлении воздуха в камере низкого давления и барокамере $p_1 = 133$ гПа и значениях нерасчетности $n = 7,9$ ($M_1 = 2,0$) и $n = 12,8$ ($M_1 = 2,2$). При числе Маха падающей ударной волны $M_1 = 1,9$, $p_\infty = 1,33$; $13,3$; $26,6$; $53,2$ гПа и $p_1 = 0,1$ МПа реализовывались следующие параметры: перед соплом $p_5 = 1,9$ МПа, $\rho_5 = 6,43$ кг/м³, а на срезе сопла $M_a = 4,35$, $p_a = 53,7$ гПа, $\rho_a = 0,1286$ кг/м³. Измеренное время су-



Ф и г. 1

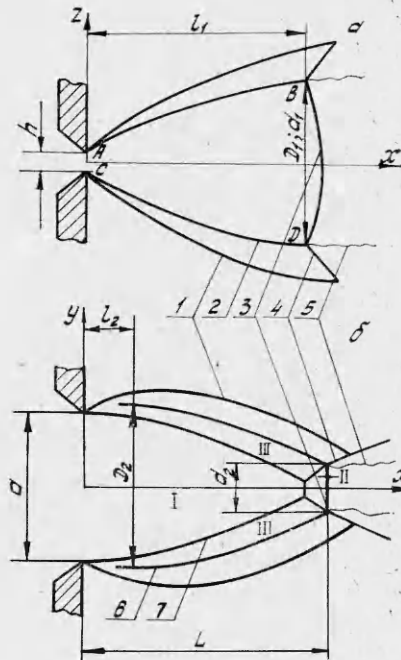
уществования постоянных параметров торможения перед соплом равнялось $\sim 2,5$ мс.

На ударной трубе сечением 40×40 мм² картина течения визуализировалась тeneвым прибором ИАБ-451. Исследование нестационарной структуры трехмерной струи проводилось при установке большой оси сопла параллельно и перпендикулярно оптической оси теневого прибора. Система синхронизации позволяла проводить съемку во взаимно перпендикулярных направлениях в одинаковые моменты времени t , отсчитанные от начала истечения.

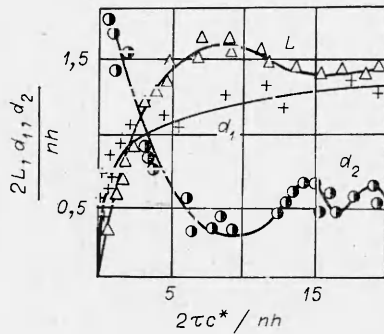
В трубе с каналом 35×70 мм² измерения проводились с помощью интерферометра Маха — Цендера. Измерения проводились как методом сдвига, так и при настройке интерферометра на бесконечно широкую полосу. Для правильной идентификации полос в условиях сложного газодинамического течения проводилась одновременная регистрация интерферограмм в белом и монохроматическом свете. Для исключения ошибок, связанных с определением длины волны света на выходе светофильтра и расстояния между окнами установки, ограничивающими сопло в плоскости zx , проводилась тарировка интерферометра, позволявшая выразить величину смещения полос в единицах плотности. Смещение на одну полосу соответствовало изменению плотности на $0,025$ кг/м³.

В исследованиях на ударной трубе необходимо знать время установления квазистационарного течения нерасчетной сверхзвуковой струи. Поэтому следует оценить как время установления поля плотности, так и время установления геометрической картины течения.

Экспериментальное исследование установления поля плотностей проводилось в плоских струях, истекающих из звукового и клиновидного сопла интерферометрическим методом. Полученные данные (фиг. 1, 1 — 100 мкс ($\bar{t} = 22,3$), 2 — 200 мкс ($\bar{t} = 44,6$), 3 — 400 мкс ($\bar{t} = 89$), 4 — 700 мкс ($\bar{t} = 156$), звуковое сопло, $a/h = 28,5$) позволяют утверждать, что поле плотности на центральном участке области между срезом сопла и волной Римана после стабилизации ее положения изменяется мало (не более чем на 20%), в то время как полученные значения относительной плотности за волной Римана вниз по потоку продолжают изменяться в течение всего времени наблюдения (до 700 мкс). При исходной нерасчетности течения за щелевым соплом $n = 7,9$ в поле зрения интерферометра наблюдалась система из двух «бочек», в то время как при нерасчетности $n = 12,8$ структура течения однобочковая. Исследование времен установления геометрических характеристик течения проводилось как на плоских, так и на пространственных струях.



Ф и г. 2



Ф и г. 3

В работе [6] представлены теплеграммы свободной установившейся струи, а на фиг. 2, а, б дано соответствующее им схематическое изображение начального участка струи вдоль малой и большой оси сопла соответственно, где 1 — граница струи, 2 — цилиндрический висячий скачок, 3 — волна Римана, 4 — отраженные скачки, 5 — поверхности скольжения, 7 — проекция области взаимодействия висячих скачков 2 (фиг. 2, а) с пространственным висячим скачком 6 на плоскость большой оси (фиг. 2, б).

Область I — проекция на плоскость yx поверхности цилиндрического висячего скачка, следом которой на плоскость zx является AB и DC , II — проекция волны Римана BC на плоскость yx , III — проекция висячих скачков, ограничивающих струю сбоку по оси y , при этом поверхность боковых висячих скачков является не цилиндрической, а сложной трехмерной.

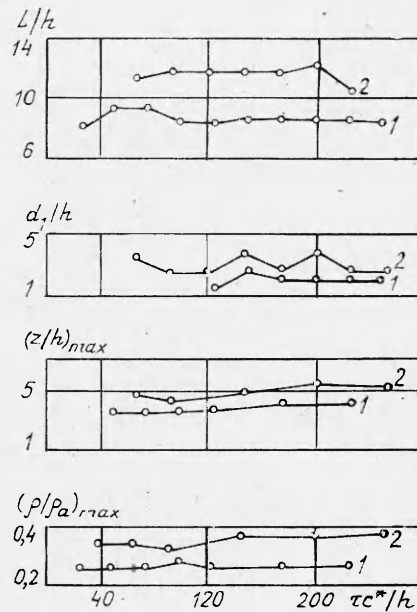
В результате обработки теплеграмм построена зависимость безразмерной высоты $2d_1/nh$, ширины $2d_2/nh$ и положения $2L/nh$ волны Римана от безразмерного времени истечения $\bar{t} = 2\tau c^*/nh$, где c^* — скорость звука в критическом сечении (фиг. 3). Регистрация теплеграмм при двух ориентациях сопла в попарно одинаковые моменты времени от начала истечения позволила построить пространственную модель истечения струи. Полученная нестационарная волновая структура трансформируется в пространстве и во времени к модели стационарного истечения из прямоугольного сопла, полученной расчетным путем [3].

На основе анализа приведенных выше данных и результатов работы [6] можно проследить изменение положения границы пространственной струи в плоскости большой оси во времени для различных сечений.

Результаты интерферометрических исследований процесса установления геометрии течения в плоской струе на ударной трубе прямоугольного сечения представлены параметрами L/h , D_1/h , $(z/h)_{max}$ на фиг. 4 для коэффициентов нерасчетности 7,9 и 12,8 (линии 1, 2 соответственно).

Таким образом, исследование процессов установления струйных течений в плоской струе показало, что в условиях описанных экспериментов достигалось установление квазистационарного течения в зоне между срезом сопла и волной Римана.

Исследования установившегося течения свободной струи из щелевого сопла, представленного на фиг. 2, а, б, показали, что при $n = 26$ степень расширения струи в направлении оси y невелика и максимальный размер лежит вблизи среза сопла ($D_2/a = 1, 2$, $l_2/a = 0,21$). В плоскости же малой оси расширение струи значительно и максимальный размер достигается вблизи волны Римана ($D_1/a = 29$, $l_1/a = 27$). При истечении из прямоугольных сопел с достаточно большим соотношением a/h рост нерасчетности n приводит к увеличению расстояния до волны Римана в



Ф и г. 4

плоскости малой оси сопла d_1 , но размер волны Римана d_2 в плоскости большой оси уменьшается.

На интерферограммах истечения из сверхзвукового сопла более продолжительной была стадия движения нестационарных градиентных областей: первичной волны в фоновом газе и границы истекающего газа. Квазистационарная картина течения при $n = 40$ и $M_a = 4,35$ устанавливалась за клиновидным соплом через $\tau \sim 600$ мкс.

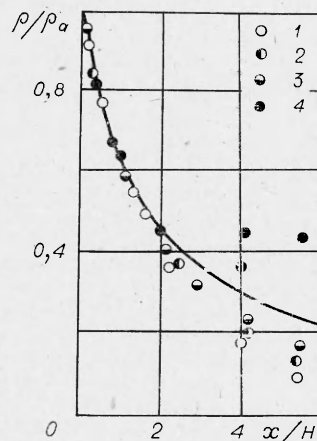
Аналогичные исследования теньвым методом с клиновидным соплом позволили определить геометрические размеры струи в квазистационарном режиме в плоскости xz и в плоскости yx в азоте и в смеси $0,1 \text{ N}_2\text{O} + 0,2 \text{ N}_2 + 0,7 \text{ He}$. Указанные исследования проводились при изменении n в пределах 15—70. Выход на квазистационарные значения размеров в сечении, где реализовывалась максимальная инверсная населенность ($\bar{x} = 12$) ГДЛ [8], происходит за времена 300—500 мкс в зависимости от газа. Максимальный размер струи в направлении большой оси на 30% превышал ширину сопла.

Использование интерферометра на ударной трубе сечением $35 \times 70 \text{ мм}^2$ позволило провести измерение полей плотностей в струях. Для количественных исследований использовались оба вышеупомянутых метода работы с интерферометром (метод сдвига и бесконечно широкой полосы). Интерферограммы, полученные по методу сдвига в монохроматическом свете, соответствующие режиму отсутствия и наличия струи и идентифицированные с помощью интерферограмм, полученных в белом свете, обрабатывались наложением друг на друга. По пересечению геометрических центров интерференционных полос строились поля плотностей.

В случае клиновидного сверхзвукового сопла изменение отношения плотности измерено для $n = 1; 2; 4; 40$ и представлено на фиг. 5 (точки 1—4 соответственно). Расчетная кривая (сплошная линия) получена по изэнтропическим формулам в предположении, что течение осуществляется в сопле большей длины при тех же значениях критического сечения и угла раствора. На расстояниях от среза сопла до двух калибров ($x/H = 2$) экспериментальные результаты хорошо согласуются с расчетными. Максимальное изменение плотности вдоль оси составило 35 и 45% на расстоянии одного и двух калибров соответственно. Полученные результаты позволяют проводить расчет начального участка струи газодинамических лазеров в одномерном изэнтропическом приближении. На интерферограммах, полученных при настройке интерферометра на полосу бесконечной ширины, геометрические центры полос соответствуют линиям равных плотностей. На основании осевого распределения плотности были построены профили изменения плотности в плоскости xz . Из анализа интерферограмм и профилей плотности видно, что по мере удаления от среза сопла ширина ядра струи почти не изменяется, а поперечные размеры струи быстро увеличиваются с плавным падением плотности от ядра течения к границе струи.

Следует также отметить, что в плоских струях зона неоднородных параметров в слое смешения в направлении свободного расширения (по оси z) значительно больше зоны неоднородности в направлении оси y , обусловленной тонкими пристеночными пограничными слоями. В пространственных струях поперечные размеры слоя смешения в обоих направлениях значительны. Кроме того, как следует из теплерограмм, возможна значительная турбулизация всего струйного течения, что может существенно ограничить качество лазерного луча.

Таким образом, показано, что время установления квазистационарного течения в стру-



Ф и г. 5

ях за соплами различной геометрии (щелевыми и клиновидными сверхзвуковыми) зависит от конкретных условий течения. При исследовании течения за щелевыми соплами обнаружено, что в рабочем объеме струи имеет место изменение плотности и геометрической структуры струи на протяжении 600 мкс. Непосредственно вблизи среза сопла квазистационарное значение плотности устанавливается за времена ~ 100 мкс. Характеристики струи за сверхзвуковым соплом принимают квазистационарное значение через времена, не превышающие 700 мкс при $n > 2$.

При проведении исследований в газодинамических лазерах на ударных трубах необходимо учитывать как времена выхода на квазистационарный режим течения, так и особенности пространственных характеристик реализуемых течений.

Поступила 28 X 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Ширен У., Досандж Д. Исследование струи, истекающей из двумерного недорасширенного звукового сопла.— Ракетн. техника и космонавтика, 1968, т. 6, № 3.
2. Дрифтмайер Р. Корреляция параметров свободных струй.— Ракетн. техника и космонавтика, 1972, т. 10, № 8.
3. Иванов М. Я., Крайко А. Н., Назаров В. П. Некоторые результаты численного исследования нерасчетных пространственных струй идеального газа.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1972, № 4.
4. Набоко И. М., Кудрявцев Е. М. и др. Структура потока ударно-нагретого газа в условиях импульсного газодинамического лазера.— ТВТ, 1974, № 1.
5. Масленников В. Г., Добрынин Б. М. Процесс установления начального участка плоских сверхзвуковых струй азота при различных значениях нерасчетности истечения.— ЖТФ, 1981, т. 51, № 6.
6. Голуб В. В., Набоко И. М., Куликовский А. А. Исследование трехмерной волновой структуры нестационарного истечения газа из плоского звукового сопла.— ПМТФ, 1976, № 1.
7. Бирюков А. С., Волков А. Ю. и др. Исследование газодинамического N_2O -лазера.— ЖЭТФ, 1975, т. 68, № 5.
8. Гринь Ю. И., Тестов В. Г. Измерение коэффициента усиления излучения в сверхзвуковом расширяющемся потоке газовой смеси, содержащей N_2O .— ДАН СССР, 1976, т. 227, № 5.

УДК 536.244

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ТЕМПЕРАТУР НА СФЕРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ ВНУТРЕННЕМ ТЕПЛОЫДЕЛЕНИИ И СТРУЙНОМ ОБТЕКАНИИ

*Л. К. Вукович, В. И. Лелеков, А. В. Николаев,
С. С. Титарь, Н. В. Ткач*

(Одесса)

Надежная работа аппаратов с продуваемым плотным слоем в значительной степени определяется прочностью твердых частиц, которые во многих случаях имеют сферическую форму. Однако термические напряжения, возникающие в процессе эксплуатации, могут превышать предел прочности материала частиц и приводить к разрушению последних. Кроме того, резкая неравномерность температур по поверхности сфер может приводить к их неравномерной выработке.

Распределение температур по поверхности частиц зависит от их геометрических и теплофизических характеристик (диаметр и толщина оболочки, теплопроводность материала оболочки), мощности тепловыделения, геометрических характеристик кассет (форма и размеры отверстий в стенках раздаточного и сборного коллекторов, способ укладки частиц в кассете, номер ряда частиц по ходу движения теплоносителя) и параметров внешнего теплообмена.

Результаты экспериментальных исследований по выявлению влияния перечисленных параметров на неравномерность температур в оболочках стержневых твэлов при продольном обтекании жидкометаллическим теплоносителем обобщены в [1].