

УДК 532.08;533.1/.5.08

ГАЗОДИНАМИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА НАЧАЛЬНОГО УЧАСТКА ПЛОСКОЙ ПЕРЕРАСШИРЕННОЙ ЗАТОПЛЕННОЙ СТРУИ*

В.И. ЗАПРЯГАЕВ, А.В. ЛОКОТКО, А.А. ПАВЛОВ

*Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,
Новосибирск*

Экспериментально изучена газодинамическая структура начального участка плоской (с отношением сторон 3,5), сверхзвуковой ($M = 4$), перерасширенной ($n = 0,65$) затопленной струи воздуха, истекающей из профилированного сопла. Результаты пневмометрических и оптических — с применением шлирен метода и метода лазерного ножа — исследований позволили построить схему ударно-волновой структуры струи.

Плоские сверхзвуковые струи находят применение в технике, поскольку сопла прямоугольной формы рассматриваются как перспективные в ряде устройств. Так, в проектах воздушно-космических самолетов их применение может обеспечить лучшую компоновку линейных связей двигателей под крылом [1]. Сопла пространственных конфигураций, в том числе прямоугольные, привлекательно использовать в инжекторных устройствах силовых установок прямооточных схем со сверхзвуковой скоростью смешивающихся потоков из-за потенциально лучшего качества смешения [2, 3]. В скоростной авиации плоские сопла, наряду с компоновочными преимуществами, могут дать выигрыш в аэродинамических характеристиках за счет использования эффекта суперциркуляции, более простой реализации отклонения вектора тяги двигателей, а также снижения тепловой заметности струй [4, 5]. В газодинамических лазерных системах плоские сопла легко komponуются в решетку сопел, обеспечивая высокую однородность потока [6]. Наконец, такие сопла используются в системах газодинамического напыления, причем в этих устройствах реализуются именно режимы работы сопла с перерасширением струи [7].

Между тем на фоне обширной литературы по исследованию неизобарических осесимметричных струй имеются весьма ограниченные сведения по газодинамической структуре пространственных, в частности, плоских струй, картина истечения которых качественно отличается от осесимметричного аналога. Для восполнения в некоторой степени этого пробела предпринято настоящее исследование по изучению газодинамической структуры начального участка плоской затопленной струи в режиме перерасширения.

Конкретная цель исследований — получить данные для верификации численных расчетов подобных течений.

УСЛОВИЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты выполнялись на струйной установке (рис. 1, *a*) с истечением струи холодного воздуха высокого давления в камеру Эйфеля при отсутствии внешнего потока. Использовалось плоское профилированное сопло с расчетным числом Маха $M_a = 4$ с нулевым углом отклонения стенки на срезе и сечением выхода 20×70 мм (отношение сторон 3,5) (рис. 2, *b*). Степень нерасчетности истечения $n = p_a / p_{kd} \approx 0,65$ (p_a — давление на срезе сопла, p_{kd} — давление в камере Эйфеля, отличающееся от атмосферного давления). В ходе экспериментов поддерживались следующие параметры: давление в форкамере $p_0 \approx 6,7$ МПа, температура $T_0 \approx 285$ К, число Рейнольдса $Re = 4,25 \cdot 10^7$ из расчета на гидравлический диаметр D_r ($D_r = 4F/\Pi = 31,11$ мм, где F и Π — площадь и периметр сечения среза сопла соответственно), давление в камере Эйфеля $p_{kd} \approx 66$ кПа. Структура струи исследовалась как контактным способом с помощью зондов, так и оптическими методами. Зонды полного и статического давлений — трубчатые приемники диаметром 0,6 и 0,83 мм соответственно — были изготовлены в соответствии с известными рекомендациями [8]. Поле течения сканировалось зондами с применением координатного устройства. Это устройство с приводом от шаговых электродвигателей имело автоматическое управление посредством персональной ЭВМ и обеспечивало широкие регулировки шагов сканирования и времени задержки перед отсчетом. Измерения давлений торможения p_t и статического p_c производились в каждом сечении вдоль двух взаимно перпендикулярных осей Oy и Oz (рис. 1, *b*).

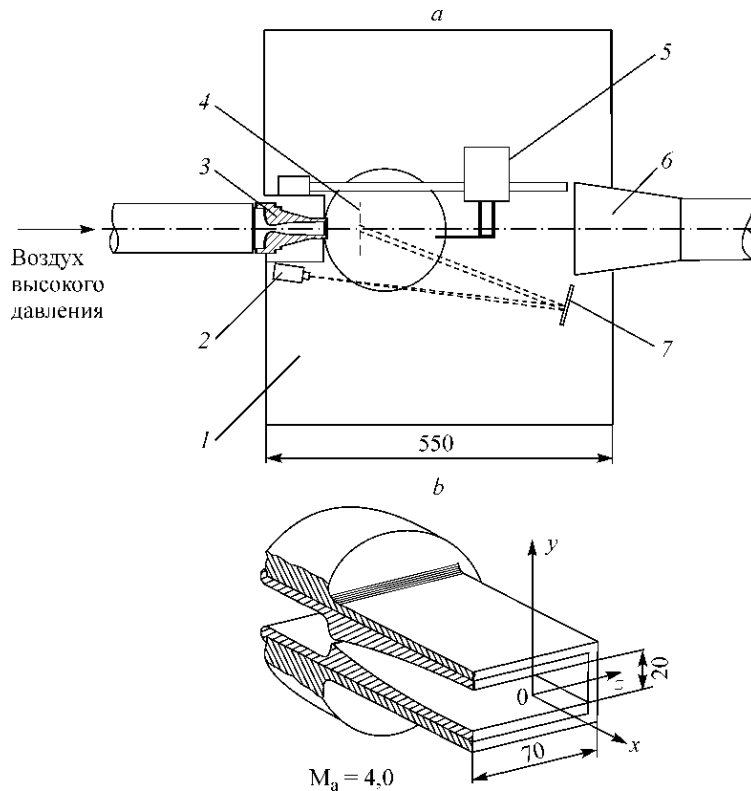


Рис. 1. Схема эксперимента (*a*), сопло и принятая система координат (*b*).

1 — камера давления; 2 — видеокамера; 3 — сопло; 4 — плоскость светового экрана; 5 — координатное устройство; 6 — диффузор; 7 — зеркало.

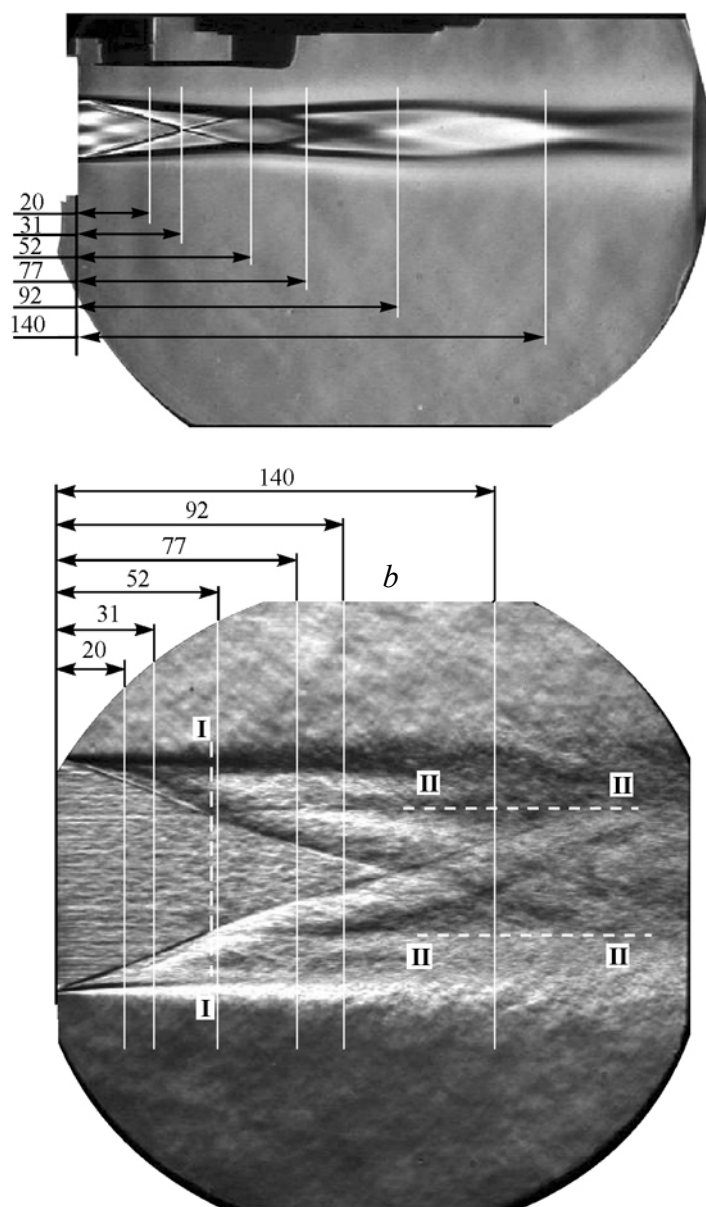


Рис. 2. Теневые фотографии струи с указанием измерительных сечений.
 Вид: a — с узкой стороны среза сопла, b — с широкой стороны.

В данных экспериментах шаг сканирования по координате y (в плоскости малой оси) был 0,5 мм, по координате z (в плоскости большой оси) — 0,41 и 0,82 мм, по координате x (в направлении истечения струи) осуществлялось установочное смещение. Использовались датчики давления фирмы Siemens с точностью порядка 0,3 % от соответствующих пределов измерений, подключаемые к импульсным линиям минимально возможной длины. Необходимое время задержки измерений определялось экспериментально по достижению совпадения эпюр давлений при прямом и обратном ходе соответствующих приемников давлений и при измерениях полного напора составляло 1 с, при измерениях статического давления — 2 с.

Для исследования структуры течения использовались оптические методы визуализации потока: теневой, реализованный на основе прибора ИАБ-451, и лазерного ножа (см. рис. 1, *a*). Регистрация изображений в обоих случаях осуществлялась с помощью телекамер с вводом информации в ЭВМ в режиме реального времени. При получении теневых картин в качестве источника света применялся светодиод, который позволял регистрировать изображения с временами экспозиции $t \geq 1$ мкс. При реализации метода лазерного ножа использовался полупроводниковый лазер с мощностью излучения до 500 мВт ($\lambda = 0,66$ мкм). Рассеяние света осуществлялось на частицах, образующихся при естественной конденсации азота (кислорода) воздуха, зарождающихся на центрах кристаллизации — сконденсировавшихся молекулах углекислого газа, остаточных парах воды (воздух проходил процедуру осушки на силикогелиевых фильтрах) и частицах пыли в потоке.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Картины визуализации с узкой и широкой сторон струи, полученные с использованием шпирен-метода, представлены на рис. 2, *a*, *b*. Течение в сопле при указанной выше степени нерасчетности является безотрывным. Наиболее заметная его особенность — различный масштаб продольных волновых возмущений, возникающих от скачков, присоединенных к широким и узким кромкам сопла (падающих скачков по терминологии [9]). Волновая структура, присоединенная к широким сторонам (*a*), “вкладывается” в структуру, присоединенную к узким кромкам (*b*). Характерной особенностью перерасширенной струи является некоторое сужение границ струи на начальном участке, составляющее в данном случае по измерениям угол порядка 3° . Такое небольшое отклонение потока от осевого направления позволяет считать, что измерения статического давления в сечениях струи с помощью иглообразного приемника с четырьмя приемными отверстиями обеспечивают приемлемую точность [10]. Это дает возможность определить число Маха по измерениям статического давления и давления торможения за прямым скачком уплотнения с использованием формулы Рэля.

Представляет интерес проследить эволюцию газодинамической структуры струи по направлению течения. Измерения проводились в сечениях X вдоль оси Ox на расстояниях от среза сопла, равных 20, 31, 52, 77, 92 и 140 мм, поскольку в них проявляются наиболее характерные особенности структуры течения. Сечение $X = 20$ мм (см. рис. 2) захватывает изоэнтропическое ядро потока и дает возможность сопоставить числа Маха, вычисленные по формуле Рэля и формуле для изоэнтропического истечения, что важно для подтверждения достоверности измерений. Вблизи $X = 31$ мм пересекаются скачки уплотнения, присоединенные к широким кромкам среза сопла. Далее, в $X = 52$ мм эти скачки падают на границу струи и отражаются в виде волн разрежения. В $X = 77$ мм наблюдается пересечение волн разрежения и последующее расширение струи. На расстоянии $X = 92$ мм имеет место максимальное расширение первой ячейки струи, и вблизи этого сечения также пересекаются скачки уплотнения, присоединенные к узким кромкам

среза сопла (см. рис. 2, *b*). Сечение $X = 140$ мм находится в конце области расширения струи, в окрестности задней границы первой ячейки (см. рис. 2, *a*).

Для каждого сечения приводятся результаты измерений газодинамических параметров, причем на всех графиках показаны совмещенные зависимости для обеих координатных осей.

Зависимости относительного давления торможения p_t/p_0 (за прямым скачком уплотнения) в $X = 20$ мм показаны на рис. 3. В изоэнтропическом ядре струи наблюдается плато давления и ступенчатое повышение измеренных значений на косых скачках уплотнения (координаты скачков показаны на рис. 3).

В ходе этих измерений для всех сечений вычислялись отношения внешнего давления (т. е. в камере Эйфеля p_{kd}) к давлению, измеренному трубкой Пито p_{kd}/p_t , причем измерения давления p_t производились с захватом области вне границ струи. Очевидно, что отношения $p_{kd}/p_t = 0,528$ соответствуют переходу через скорость звука, большие значения — дозвуковой скорости в слое смешения, меньшие — сверхзвуковой скорости. Численные значения координат достижения скорости звука приведены на графиках p_t/p_0 .

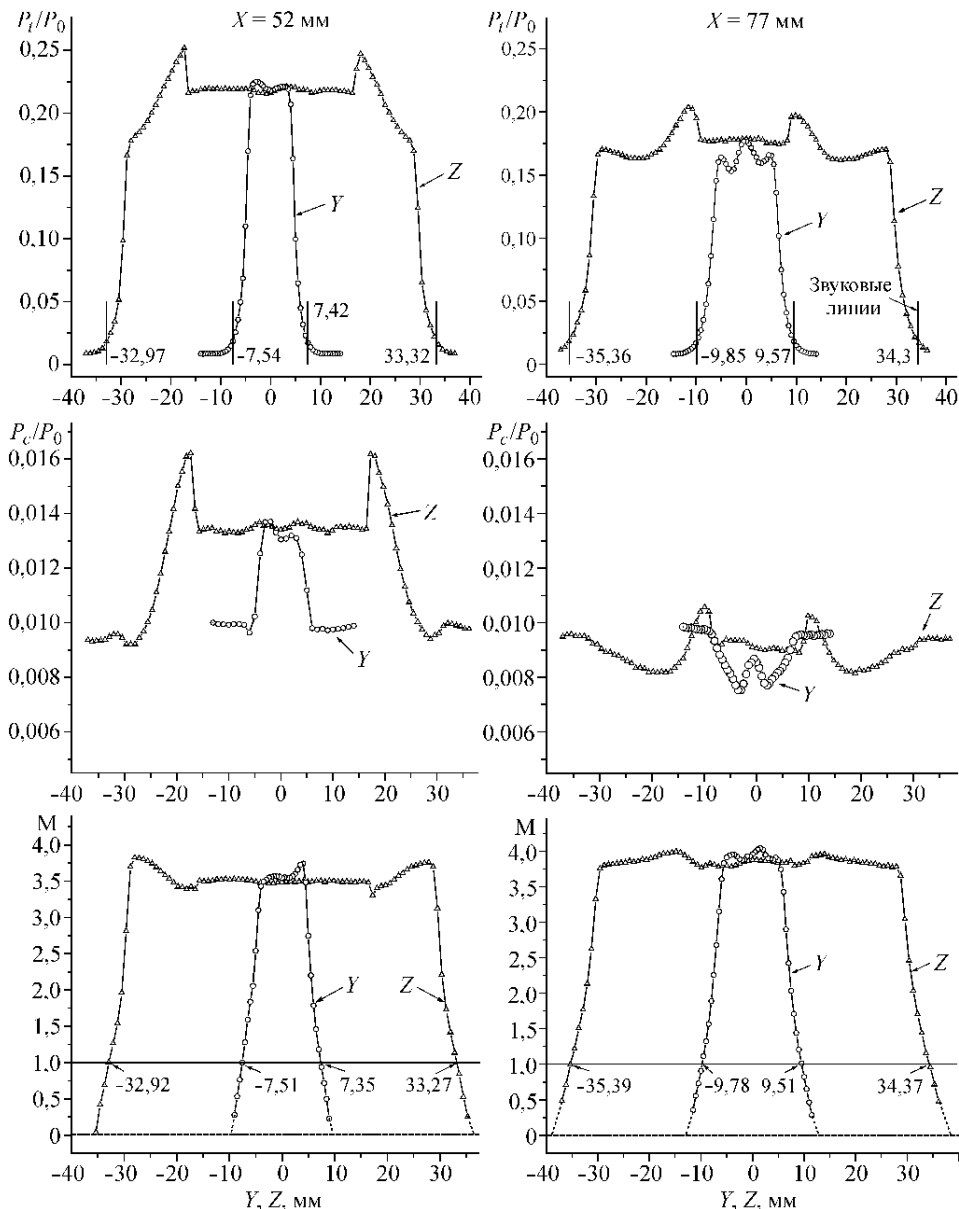


рис. 5. изменение газодинамических параметров на начальном участке плоской перераспределительной трубки

На рис. 3 $X = 20$ мм показано изменение относительного статического давления p_c/p_0 в этом же сечении. Здесь же линиями показаны координаты перехода через скорость звука. Видно, что падающие ветви зависимостей p_c/p_0 практически полностью лежат в области сверхзвуковой скорости течения. Положения скачков уплотнения, определенные из рис. 2 a, b , соответствуют местам резкого перехода от плато низкого давления "а" (см. рис. 3) к участкам повышения давления. Отношение давлений на косом скачке (значений p_c/p_0 в точках "b" и "а", рис. 3), вычисленное по известной зависимости

$$\frac{p_b}{p_a} = \frac{2\kappa}{\kappa+1} M^2 \sin^2 \alpha - \frac{\kappa-1}{\kappa+1}$$

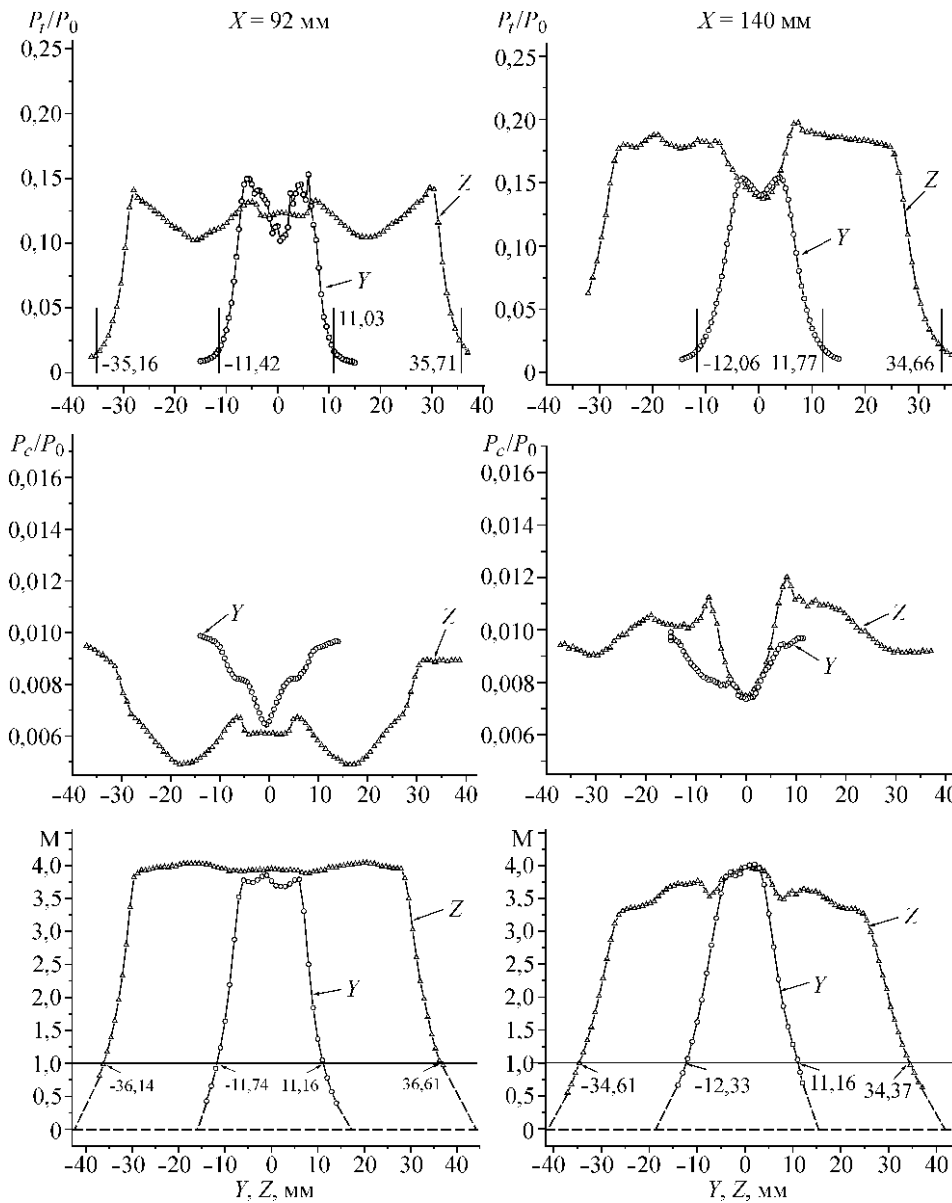


Рис. 3. Окончание

для числа Маха $M = 4$ и измеренного угла наклона скачка $\alpha = 16,5^\circ$ (см. рис. 2), равно $p_b/p_a = 1,34$. Эти же значения по данным рис. 3 находятся в пределах $p_b/p_a = 1,31 \div 1,37$, т. е. наблюдается довольно близкое соответствие с расчетными величинами. В этом сечении степени повышения давления на скачках, присоединенных к узким и широким кромкам сопла, примерно одинаковы.

Местные понижения давлений, обозначенные буквой "с" на рис. 3, $X = 20$ мм, определяются особенностями взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем на поверхности зонда — прохождением вспухшего под веером волн разрежения (после скачка) участка слоя над приемным отверстием. Отрезки эпюр с резким повышением давлений p_c не строго вертикальны, а имеют некоторый наклон из-за взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем на поверхности измерительного насадка.

Ориентируясь по звуковым линиям, можно видеть, что областям резкого повышения значений p_t/p_0 соответствуют участки интенсивного уменьшения относительного статического давления p_c/p_0 . Вычисленные по их отношениям значения чисел Маха (см. рис. 3, $X = 20$ мм) не уменьшаются при приближении к границе струи, а, напротив, после местных провалов на скачках уплотнения несколько увеличиваются, что, по-видимому, определяется расширением потока при отсутствии жестких границ. Таким образом, можно заключить, что области высоких значений p_t/p_0 на периферии струи возникают не за счет уменьшения числа Маха, а за счет повышения плотности потока, наличия так называемого сжатого слоя.

Графики чисел Маха позволяют определить конфигурацию и толщину слоя смещения. Очевидно, толщина слоя определяется расстоянием между абсциссами точки кривой, экстраполированной к значению $M = 0$, и точки излома графика в области высоких чисел Маха.

О достоверности определения чисел Маха можно заметить следующее. Число M , вычисленное по отношению статического и полного давлений в изоэнтропическом ядре потока в сечении $X = 20$ мм при осреднении результатов измерений в 62 точках равно $M = 4,0$, а по отношению статического давления и давления торможения в этих же точках $M = 3,91$. То есть невязка составляет 2,2 %. Причина этого систематического отклонения осталась не выясненной, но не исключено, что она связана с конденсацией компонентов воздуха [11].

Между тем распределения чисел Маха (см. рис. 3) также дают возможность найти координаты перехода через скорость звука, определяемые как абсциссы точек пересечения функции $M = 1$ с линиями графиков. Численные значения этих точек нанесены на зависимостях $M = f(y, z)$; их можно сопоставить с аналогичными координатами перехода через скорость звука, определенными из зависимостей $p_{kd}/p_t = f(y, z)$. Анализ показывает, что как в рассматриваемом сечении $X = 20$ мм, так и во всех последующих координаты точек перехода через скорость звука, определенные этими двумя способами, совпадают с точностью до нескольких десятых долей миллиметра — точностью, сопоставимой со скважностью перемещения приемников давлений. Столь близкое совпадение этих своеобразных “реперных” точек, полученных посредством измерений разными датчиками и независимыми вычислениями, свидетельствуют о достоверности выполненных измерений.

Вблизи сечения $X = 31$ мм пересекаются скачки уплотнения, присоединенные к широким кромкам среза сопла, причем их взаимодействие носит регулярный характер (см. рис. 2, *a*). Статическое давление (см. рис. 3) в ядре потока увеличивается до значений $p_c/p_0 \approx 0,0083$ (по сравнению с $p_c/p_0 \approx 0,0065$ в сечении $X = 20$ мм). Между тем повышение давления в скачках уплотнения, присоединенных к широким кромкам (в плоскости оси ou), сохраняется практически прежним (точки “ b_y ”, $p_c/p_0 \approx 0,0087$), а в скачках, присоединенных к узким кромкам, существенно увеличивается (точки “ b_z ”, $p_c/p_0 \approx 0,0112$) и превышает уровень окружающего давления в камере Эйфеля, который равен $p_{kd}/p_0 \approx 0,01$. Давление торможения также становится заметно выше в скачках уплотнения, присоединенных к узким кромкам сопла (см. рис. 3, $X = 31$ мм). Это относительное повышение давлений после схода потока с узких кромок можно объяснить следующим. Поток в периферийных зонах в плоскости большой оси последовательно проходит систему скачков: вначале, присоединенных к широким кромкам сопла, затем — к узким, и в этой системе последовательных косых скачков происходит более полное восстановление давления.

Числа Маха в ядре потока становятся ниже ($M \approx 3,5$), чем в предыдущем сечении, однако вблизи границ струи также наблюдается их увеличение (см. рис. 3).

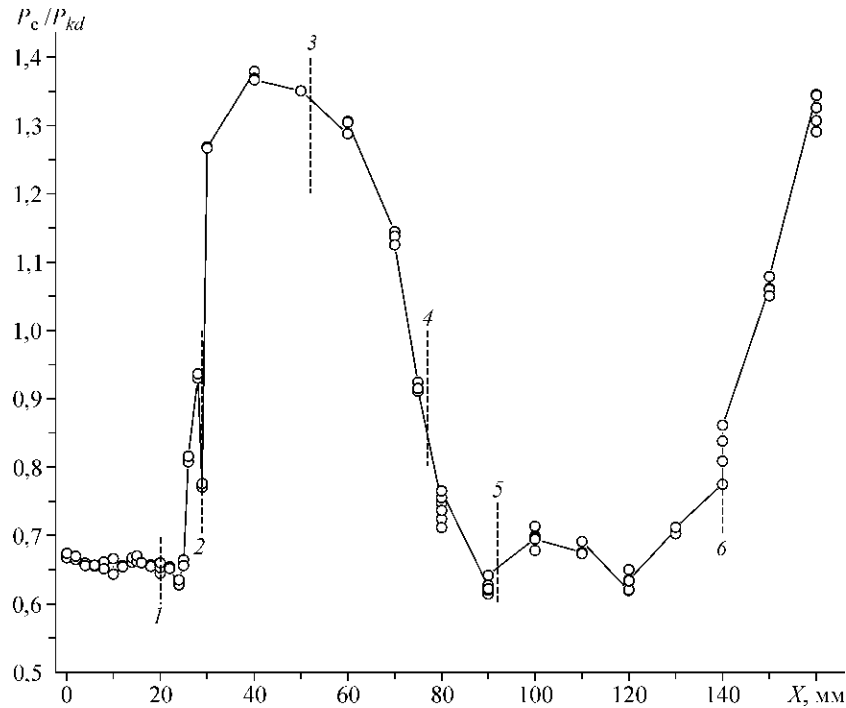
В сечении $X = 52$ мм скачки уплотнения, присоединенные к широким кромкам, после пересечения в предыдущем сечении падают на границу струи. Вблизи этого сечения взаимодействуют скачки уплотнения, присоединенные к широким и узким кромкам сопла, причем, как это можно заключить из сопоставления рис. 2, *a*, *b*, скачки первой группы накладываются с некоторым угловым рассогласованием на скачки второй группы. В сечении взаимодействия I – I (см. рис. 2, *b*) видны изломы падающих скачков, что свидетельствует об изменении интенсивности результирующих разрывов. Как известно, взаимодействие ударных волн типа слияния приводит к усилению результирующего скачка и либо обязательному [12], либо возможному [13–15] появлению отраженной волны разрежения. Свидетельством возникновения отраженной волны при слиянии скачков в данном случае является наличие оптических неоднородностей по линиям II – II (см. рис. 2, *b*). Как будет показано ниже, этим линиям соответствуют области глубоких местных понижений давления, что характеризует распространение волн разрежения. В результате воздействия скачков, сечение струи в плоскости оси Oy становится минимальным, соответственно увеличиваются давления как торможения, так и статическое (см. рис. 3, $X = 52$ мм). В плоскости большой оси сохраняются признаки волновой конфигурации струи, выражающиеся в наличии плато давлений в ядре потока и резких пиков давлений на скачках уплотнения, присоединенных к узким кромкам среза сопла. Нерасчетность p_c / p_{kd} этого участка струи становится больше единицы, достигая величины 1,37 (см. рис. 3, $X = 52$ мм, рис. 4), где p_c — статическое давление, измеренное зондом по оси струи Ox (см. рис. 4). Эпюры давления торможения и статического давления в пределах сжатого слоя обнаруживают значительную неравномерность с резким уменьшением значений в направлении к границе струи. Числа Маха в ядре струи на участке плато сохраняют значение $M \approx 3,5$, а по краям широкого сечения имеет место ускорение потока до $M = 3,75 \div 3,8$ (см. рис. 3, $X = 52$ мм).

Рис. 4. Степень нерасчетности течения на продольной оси струи.

Дальнейший характер течения определяют волны разрежения, возникающие в месте падения скачков уплотнения на границы струи в предыдущем сечении. На расстоянии $X = 77$ мм уменьшаются уровень статического давления и неравномерность его распределения, хотя волновая структура еще четко прослеживается (см. рис. 3, $X = 77$ мм). Местные минимумы давлений на координатах $Z = \pm (18 \div 20)$ мм соответствуют отмеченным выше оптическим неоднородностям и ассоциируются с веерами волн разрежения. Уменьшается давление торможения и увеличивается число Маха до значений $M = 3,95 \div 3,99$, распределение которого приобретает более равномерный характер (см. рис. 3, $X = 77$ мм).

В сечении $X = 92$ мм (см. рис. 3) продолжается ускорение потока — относительное статическое давление в веерах волн разрежения, возникающих в месте взаимодействия скачков на координатах $z = \pm (18 \div 20)$ мм, уменьшается до $p_c/p_0 = 0,005$, понижаются пики давлений на скачках. Эпюры давления торможения в пределах сжатого слоя в этом сечении, так же как и в предыдущем, имеют седлообразный вид с повышением значений в направлении к границе струи. Характер протекания зависимостей p_t/p_0 становится до некоторой степени подобным виду кривых p_c/p_0 , что определяет сравнительно равномерный профиль чисел Маха, которые достигают значений $M = 4,04$.

Сечение $X = 140$ мм (см. рис. 3) находится в конце первой ячейки, в начале вторичного повышения давления в струе. Давление торможения p_t/p_0 повышается, его распределение становится более равномерным, однако в окрестности оси Ox наблюдается местный провал значений для обеих осей измерений. Пики давления p_c/p_0 по оси Oz ($z = -7,4$ и $8,2$ мм) определяются прохождением пересекающихся скачков уплотнения, присоединенных к узким кромкам сопла, причем левый скачок, показанный на рис. 2, *b*, оказывается с правой стороны на рисунке 3 и наоборот. Между скачками наблюдается местное понижение статического давления на фоне его общего более высокого уровня, чем в предыдущем сечении. Это опреде-



ляет ускорение потока после пересечения скачков уплотнения — на оси струи число Маха приобретает максимальное значение ($M = 4,01$). Осевой максимум чисел Маха характеризует начало области переходного участка струйного течения.

Отмеченное местное понижение давлений торможения и статического на оси струи определяет уменьшение плотности потока. Качественную картину такого течения легко представить, наблюдая за сливом потока воды, например, из шлюзов, горных водопадов, имея в виду наличие газогидравлической аналогии. Как известно, слив является аналогом сверхзвукового течения, а уровень воды в мелком канале представляет собой аналог плотности в сверхзвуковом потоке [16]. В таких потоках вслед за резким повышением уровня воды в стоячей волне обязательно следует его глубокое понижение, впадина на стремнине, что является качественным аналогом местного понижения давлений.

Изменение степени нерасчетности вдоль продольной оси струи показано на рис. 4. Измерения проводились приемником статического давления диаметром 3 мм. Видны следующие особенности течения. В начале равномерное, с небольшим понижением, плато давления $p_c/p_{kd} \cong 0,66 \div 0,65$ на участке изоэнтропического ядра струи ($X \leq 28$ мм), затем интенсивное увеличение давления до значения $p_c/p_{kd} \cong 1,37$ на расстоянии $X = 28 \div 90$ мм, последующее уменьшение нерасчетности до $p_c/p_{kd} \cong 0,69$ при $X = 90 \div 120$ мм, и вновь рост давления при дальнейшем увеличении расстояния. Сопоставляя эти данные с результатами визуализации течения (см. рис. 2) и выполненными измерениями, можно убедиться, что периодическая структура на исследованном участке определяется лишь масштабом малой оси среза сопла. Между тем характерные размеры начального участка (длина до максимального поперечного сечения, длина первой ячейки) значительно отличаются от известных аппроксимирующих зависимостей, полученных для плоской струи на основе расчетных оценок [9].

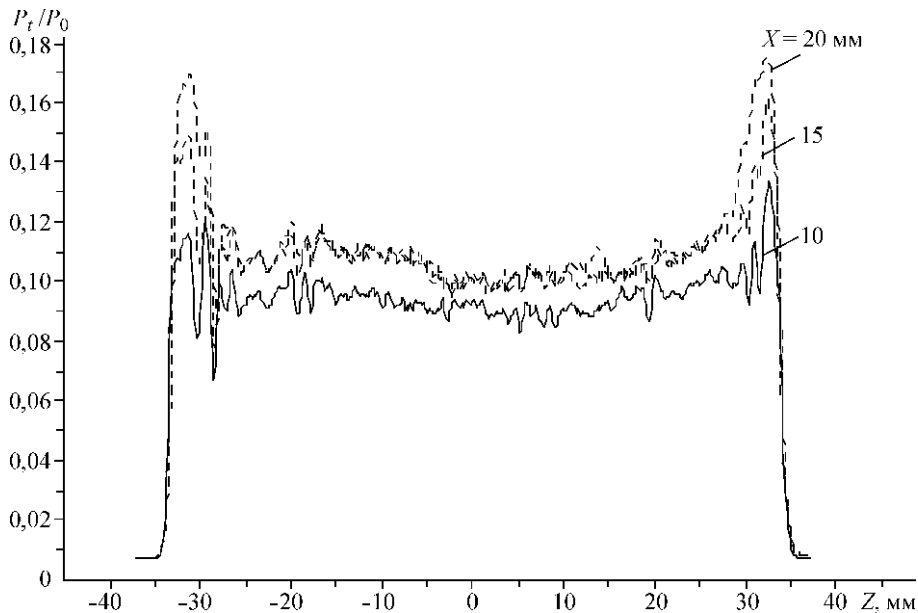
Местное понижение давления при $X \cong 30$ мм (см. рис. 4) объясняется особенностями взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем на поверхности приемника статического давления.

Рассматривались закономерности развития слоев смешения в струе после их схода с узких и широких кромок среза сопла. Установлено, что толщина слоя смешения растет линейно и значительно быстрее с тангенсом угла наклона $0,0965$ после схода с узких кромок (в плоскости оси Oz), чем после схода с широких кромок (в плоскости оси Oy) с тангенсом угла наклона $0,0695$. Линейность роста слоев смешения соответствует известным данным [9]. Между тем изменение ширины струи, определенной как разность координат точек на эпюрах чисел M , экстраполированных к значению $M = 0$ (т. е. границами струи), и координат проекций контура среза сопла показывает примерно одинаковую степень расширения по обеим осям с тангенсом угла наклона $0,0722$. Это означает, что слой смешения, сходящий с узких кромок, развивается внутрь струи.

Рис. 5. Значения относительного давления p_t/p_0 , измеренные в середине слоя смешения вдоль широкой кромки среза сопла на расстояниях $X = 10, 15$ и 20 мм.

Вблизи среза сопла, при виде на широкую сторону в пределах изоэнтропического участка струи, ограниченного скачками, присоединенными к узким кромкам (см. рис. 2, *b*), заметны чередующиеся полосы. Эти полосы ассоциируются с продольными вихревыми структурами, развивающимися в слое смешения, которые интенсивно исследуются в последнее время главным образом применительно к осесимметричным струям [17]. Ранее было установлено [17], что вихревые структуры наиболее четко обнаруживаются в середине слоя смешения. На расстояниях от среза сопла $X = 10, 15$ и 20 мм и ординатах примерно $p_t/p_0 \cong 0,08$, т. е. в середине слоя смешения, измерялось давление торможения при сканировании приемника p_t вдоль широкой стороны среза сопла с шагом $0,41$ мм. Результаты измерений показаны на рис. 5. Можно видеть, что кривые подобны друг другу, т. е. местные особенности течения (пики, провалы) повторяются в каждой зависимости на одних и тех же координатах. Особенно интенсивные стационарные неоднородности регистрируются на угловых вихрях. Это свидетельствует о неслучайности местных колебаний давления и подтверждает наличие продольных вихрей в слое смешения. Пики давления торможения на границах измерений ($z = \pm 32$ мм) представляют собой сжатые слои, развивающиеся после схода потока с узких кромок.

Структура течения по результатам визуализации методом лазерного ножа показана на рис. 6. Для анализа полученных изображений следует предварительно определить область проведения настоящих экспериментов в координатах давление — температура относительно линий насыщения для воды, углекислого газа, кислорода и азота, данные о которых приведены в работе [15]. На рис. 7 показаны соответствующие зависимости и пересекающая их линия A изоэнтропического расширения совершенного газа — воздуха — с показателем адиабаты $\kappa = 1,4$. Правый конец этой линии соответствует параметрам торможения — давлению, температуре ($p_0 = 67$ ата; $T_0 = 285$ К), стрелками обозначены числа Маха, в том числе окрестность исследуемого режима $M = 4$. Ниже пунктиром показаны линии изоэнтропического расширения азота и кислорода при своих парциальных давлениях соответ-



ственно 78 и 21 % от давления воздуха. В таких же соотношениях от измеренных

давлений изменяются парциальные давления компонентов воздуха в исследованных сечениях. Линии насыщения разграничивают поле графика на зоны, где пространства правее линий — области перегретого пара, а левее линий — состояния насыщения. На линиях насыщения имеются отметки в виде крестиков, соответствующие тройным точкам, ниже которых данная линия представляет состояние сосуществования пара (т. е. газа) и того же вещества в твердом состоянии.

Очевидно, визуализация изображений с использованием метода лазерного ножа возможна лишь при достижении состояния насыщения какого-либо компонента газового потока. Из анализа рис. 7 можно заключить, что вода и углекислота, находящиеся в потоке, конденсируются значительно раньше, чем достигаются условия насыщения для азота и кислорода. Очень малые количества воды в данном случае вследствие наличия системы осушки воздуха и углекислоты, не влияют существенно на параметры течения и действуют как ядра конденсации для кислорода и азота при последующем расширении воздуха [15]. Видно (см. рис. 7), что зона настоящих исследований находится в окрестностях линий насыщения азота и кислорода. В работе [15] говорится о весьма малых значениях перенасыщения при

конденсации и обратимости процесса конденсации, например, при повышении температуры на скачках уплотнения, с незначительными временами релаксации. Все эти утверждения находят подтверждение в настоящей работе.

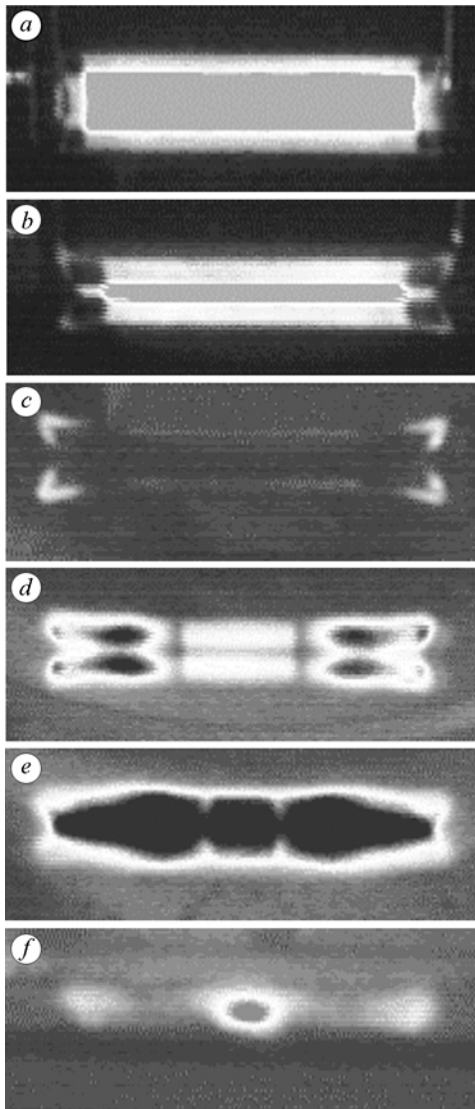


Рис. 6. Фотографии струи в сечениях, полученные методом лазерного ножа.

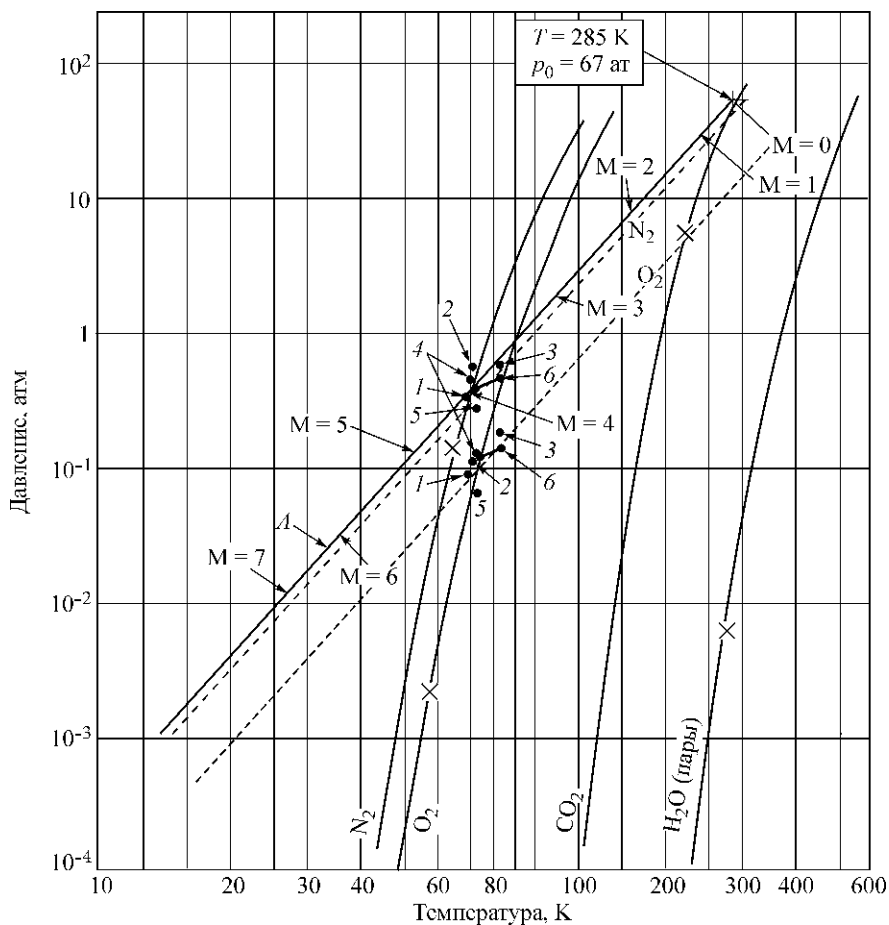


Рис. 7. Диаграмма линий насыщения компонентов воздуха и линий адиабатического расширения.

Заметим, что яркость изображений газовых объектов зависит от концентрации и размера светорассеивающих частиц, которые, в свою очередь, зависят от глубины переохлаждения и плотности потока.

Важным фактором, влияющим на распределение плотности светорассеивающих частиц в областях потока, характеризующихся повышенными градиентами скоростей, является возможное несоответствие скоростей частиц и газа в результате действия сил инерции. Особенно заметно это проявляется в вихревых структурах, где под действием центробежных сил происходит сепарация частиц. В результате области вихрей на изображениях практически всегда выглядят более темными независимо от реальной плотности потока в их ядрах. Это означает, что яркость изображения в какой-либо области потока не является однозначной функцией от его плотности. Сочетание выше перечисленных факторов необходимо учитывать при анализе изображений.

На рис. 7 в координатах температура — давление на фоне линий насыщения компонентов воздуха — азота и кислорода — нанесены точки, обозначающие соответствующие состояния в исследуемых сечениях при изэнтропическом расширении.

Сопоставляя яркую светимость в сечении $X = 20 \text{ мм}$ (см. рис. 6, а) с данными рис. 7, можно убедиться, что точки, соответствующие сечению 1, расположены в

области конденсации азота и кислорода (левее соответствующих линий насыщения) и точно — на линиях изэнтропического расширения. Отчетливо виден яркий прямоугольник — след ударных волн в плоскости светового ножа. Повышенную яркость определяет повышенная плотность на скачках уплотнения. Внутри прямоугольника отмечается однородная засветка — свидетельство довольно высокой равномерности потока, а вне его — более высокая светимость, связанная с относительно повышенной плотностью потока за ударными волнами. В четырех углах световой плоскости видны темные округлые образования — сечения вихрей. Парные вихри порождаются в окрестности биссекторной плоскости угла и представляют собой элементы вторичных течений [18]. Именно таким образом идентифицируются вихри в работах, где исследуется зарождение и развитие вихрей в сверхзвуковом потоке, например в [14, 19].

Сечение $X = 31$ мм (сечение b на рис. 6) также находится в области конденсации компонентов воздуха, и здесь наблюдается картина, подобная сечению l , но с изменением указанных особенностей по мере развития течения: сужается изэнтропическое ядро потока между ударными волнами, увеличивается размер вихрей.

Сечение $X = 52$ мм (сечение c) характеризуется сжатием струи, уменьшением числа Маха и увеличением статического давления. Светимость потока в большей части сечения исчезает, что связано с прекращением конденсации вследствие повышения температуры при понижении числа Маха. Между тем непосредственно в углах светового поля наблюдается повышенная светимость, что связано с местными ускорениями потока в углах при сжатии большей части сечения струи. Отчетливая тенденция к повышению чисел Маха с приближением к периферии струи в плоскости большой оси наблюдается и на рис. 3, что косвенно подтверждает вывод об ускорении потока в угловых зонах струи.

В сечении $X = 77$ мм (сечение d) имеет место ускорение потока, когда вновь возникает конденсация компонентов воздуха, сопровождающаяся увеличением светимости большей части светового поля. Здесь отчетливо проявляются детали структуры течения: две темные вертикальные полосы, равноудаленные от вертикальной оси симметрии, и темная полоса на горизонтальной оси симметрии. Эти полосы — суть скачки уплотнения, на которых уменьшается число Маха, повышается температура и прекращается конденсация. То, что это именно скачки уплотнения — подтверждает одинаковое расположение упомянутых полос на рис. 6 и скачков на рис. 3. Рассмотрение линейных размеров ширины полос в сочетании с анализом эпюр распределения давления позволяет определить пороговую чувствительность по давлению состояния насыщения. Оценки показывают, что этот пороговый градиент в данном случае составляет $\approx 4\%$.

Кроме этого, здесь видны еще четыре темных пятна продолговатой формы в створах вееров волн разрежения, возникающих в результате взаимодействия скачков уплотнения. Отсутствие светимости упомянутых структур связано с уменьшением в них давления ниже линии равновесной конденсации компонентов воздуха. Далее видны четыре округлых образования в углах светового поля, представляющие собой следы угловых вихрей, причем в центрах образований наблюдается относительное уменьшение размеров темных пятен — ядер вихрей по сравнению с предыдущими сечениями.

Сечение $X = 92$ мм (сечение e) характеризуется резким уменьшением светимости основного поля потока и в то же время яркой светимостью периферийных участков струи, появлением своеобразного ореола. Сопоставление с анализом газодинамической структуры (см. рис. 3) позволяет заключить, что на этом участке имеют место наибольшее ускорение основного поля потока и уменьшение давления в нем ниже линии равновесной конденсации, и это приводит к прекращению

светимости. Между тем на границах струи (сжатом слое) и на вертикальных перемычках — следах скачков, увеличивается давление, увеличивается плотность при сохранении высокого числа Маха, появляются условия для конденсации и возникновения светимости. Следы угловых вихрей уже не обнаруживаются, что, возможно, связано с разрушением вихрей.

В сечении $X = 140$ мм (сечение f) проявляется характерная особенность течения на переходном участке струи — концентрация повышенных чисел Маха в окрестности продольной оси с типичным колоколообразным профилем (см. рис. 3) на фоне общего понижения чисел Маха. Эпюра давлений становится весьма неравномерной, и при наложении ее на линии конденсации азота и кислорода захватывает области как насыщения, так и перегретого пара. Картина визуализации отражает эти особенности — концентрическое увеличение яркости в окрестности продольной оси и в то же время заметное потемнение (уменьшение давления и плотности) непосредственно на оси — свидетельство увеличения числа Маха.

Полученные данные показывают, что конденсация компонентов воздуха происходит при весьма малой степени переохлаждения — экспериментальные точки, соответствующие состояниям сконденсированного газа и перегретого пара располагаются очень близко к линиям насыщения. Представляет интерес выполнить оценку времени релаксации между этими двумя состояниями. Это легко сделать, определяя время пролета частицы между сечениями (см. рис. 6), например, b и c или d и e , в которых очень контрастно либо проявляется, либо не проявляется конденсация в основном поле течения. Располагая данными о средних числах Маха, температурах и расстояниях между упомянутыми сечениями, получаем верхнюю оценку времени релаксации между сечениями — $3,3 \cdot 10^{-5}$ с (см. рис. 6, b, c) и $2,3 \cdot 10^{-5}$ с (см. рис. 6, d, e).

Выполненные измерения и результаты визуализации течения позволили построить предполагаемую схему ударно-волновой структуры начального участка плоской перерасширенной струи (рис. 8). Характерными элементами являются: скачки, присоединенные к широким и узким кромкам среза сопла — соответственно 1 и 2, вееры волн разрежения 3, порождаемые при взаимодействии упомянутых скачков и распространяющиеся внутри струи, вихри, генерируемые в угловых конфигурациях сопла 4, продольные вихри в слое смешения изоэнтропического ядра струи 5.

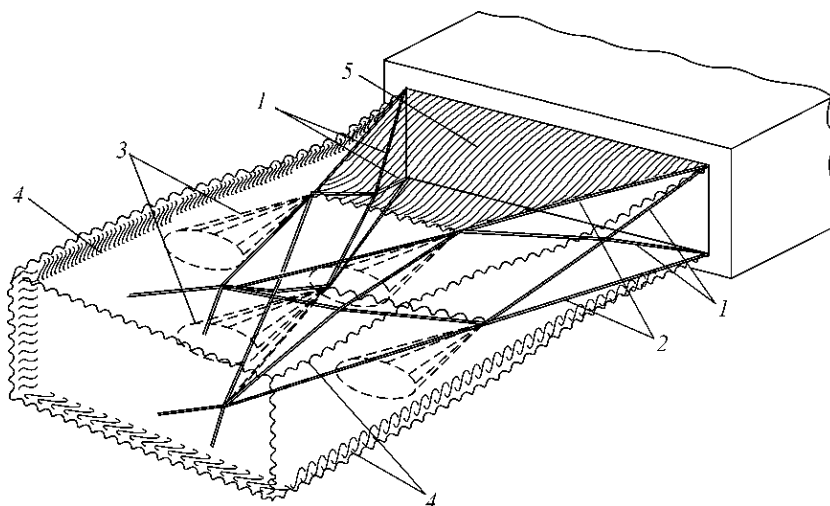


Рис. 8. Схема ударно-волновой структуры плоской струи.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Проведено детальное исследование ударно-волновой структуры течения начального участка воздушной сверхзвуковой перерасширенной струи, истекающей из плоского профилированного сопла.

2. Выявлено наличие двух определяющих масштабов волновых возмущений, связанных с широкой и узкой сторонами среза сопла.

3. Показано наличие вихрей, формирующихся в угловых конфигурациях плоского сопла и стационарных продольных вихревых структур, развивающихся в слое смешения струи.

4. Выполнена визуализация струйного течения с использованием рассеяния лазерного излучения на микрочастицах конденсата, образовавшихся в результате переохлаждения азота и кислорода воздуха.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tsutsumi S., Teramoto S., Yamaguchi K. Flowstructure of underexpanded jet injected from square nozzle / ISABE-2003-1118.
2. Haimovitch Y., Gartenberg E., Roberts Jr S. Effects of internal nozzle geometry on compression-ramp mixing in supersonic flow // AIAA J. — April 1997. — Vol. 35, No. 4. — P. 663–670.
3. Гутмарк Э., Шедоу К.К., Уилсон К. Дж. Динамика струй некруглой формы при сверхзвуковом горении // Аэрокосм. техн. — 1980. — № 4. — С. 3–9.
4. Лаврухин Г.Н., Полищук Г.И. Плоские сопла в интегральных самолетных компоновках // Обзор ЦАГИ. — 1980. — № 586 (по материалам иностр. печати за 1972–1978 гг).
5. Лаврухин Г.Н. Аэрогазодинамика реактивных сопел. Т. 1. Внутренние характеристики сопел. — М.: Физматлит, 2003. — 376 с.
6. Зиновьев В.Н., Кталхерман М.Г., Лебига В.А. и др. Осредненные и пульсационные характеристики сверхзвукового потока в аэродинамической трубе с сотовым соплом // Изв. СО АН СССР. — 1989. — Вып. 5. — С. 37–42.
7. Алхимов А.П., Клинков С.В., Косарев В.Ф., Папырин А.Н. Газодинамическое напыление. Исследование плоской сверхзвуковой двухфазной струи // ПМТФ. — 1997. — Т. 38, № 2. — С. 176–183.
8. Петунин А.Н. Методы и техника измерений параметров газового потока. — М.: Машиностроение, 1972. — 332 с.
9. Авдеевский В.С., Ашратов Э.А., Иванов А.В., Пирумов У.Г. Газодинамика сверхзвуковых неизобарических струй. — М.: Машиностроение, 1989. — 320 с.
10. Желтоводов А.А., Корнилов В.И. Харитонов А.М. Об измерении векторов скоростей в сложных вязких течениях // Методы и техника аэрофизических исследований. — Новосибирск: Изд. Ин-та теорет. и прикл. механики СО АН СССР, 1978. — С. 26–44.
11. Поуп А., Гойн К. Аэродинамические трубы больших скоростей. — М.: Мир, 1968. — 504 с.
12. Черный Г.Г. Газовая динамика. — М.: Наука, 1988. — 424 с.
13. Омельченко А.В., Усков В.Н. Оптимальные догоняющие скачки уплотнения с ограничениями на суммарный угол поворота потока // ПМТФ. — 1999. — Т. 40, № 4. — С. 99–108.
14. Боровой В.Я. Течение газа и теплообмен в зонах взаимодействия ударных волн с пограничным слоем. — М.: Машиностроение, 1983. — 144 с.
15. Основы газовой динамики / Под ред. Г. Эммонса. М.: Изд-во иностр. лит, 1963. — 702 с.
16. Повх И.Л. Техническая гидромеханика. — Л.: Машиностроение, 1976. — 504 с.
17. Глазнев В.Н., Запругаев В.И., Усков В.Н. и др. Струйные и нестационарные течения в газовой динамике. — Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2000. — 200 с.
18. Корнилов В.И. Пространственные пристенные турбулентные течения в угловых конфигурациях. — Новосибирск: Наука, 2000. — 399 с.
19. Brodetsky M.D., Kharitonov A.M., Krause E., Pavlov A.A., Nikiforov S.B., Shevchenko A.M. Supersonic leeside flow topology on delta wings revisited // Experiments in Fluids 29. — Springer-Verlag, 2000. — P. 592–604.

Статья поступила в редакцию 22 декабря 2004 г.

Filename: Запр-Локотко_cor.doc
Directory: D:\Digital Science Journals\T&A\NEB\1-05-doc
Template: D:\Documents and Settings\vosk\Application
Data\Microsoft\Templates\Normal.dot
Title: УДК
Subject:
Author: Lokotko
Keywords:
Comments:
Creation Date: 28.01.2006 12:12
Change Number: 3
Last Saved On: 28.01.2006 12:15
Last Saved By: webad
Total Editing Time: 12 Minutes
Last Printed On: 28.01.2006 12:15
As of Last Complete Printing
Number of Pages: 17
Number of Words: 5 044 (approx.)
Number of Characters: 31 125 (approx.)