

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ ЗА ГИПЕРЗВУКОВЫМ СОПЛОМ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

В. А. ВИНОГРАДОВ, М. Д. ПЕТРОВ

(Москва)

Представлены результаты экспериментального исследования потока разреженного газа плотностью $\sim 10^{-5}$ г/см³ за срезом гиперзвукового сопла ($M \approx 11$) методом электронного пучка с энергией до 43 кэв. На различных расстояниях от сопла и при разных давлениях в ресивере этим методом определены поля плотности и скорости, а также поля статического и полного давлений с помощью насадка. Проведен расчет параметров течения за соплом для двух предельных случаев: с равновесной конденсацией и при отсутствии конденсации; дано сравнение с результатами эксперимента.

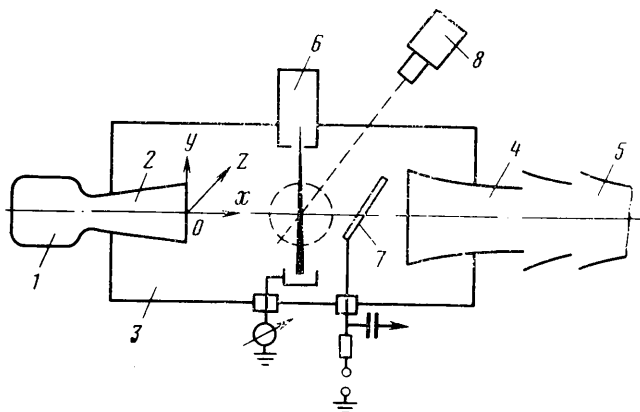
1. В настоящее время основной объем исследований течений с большими сверхзвуковыми скоростями ($M \geq 4-6$) проводится в аэродинамических трубах как непрерывного, так и кратковременного действия. Необходимые для этого из условия отсутствия конденсации параметры газа в ресивере, приведены в работе [1]. Например, для сопла с числом $M=10$ на выходе при давлении $p^*=100$ атм необходим подогрев газа до $T^*=1200^\circ$ К. Здесь и в дальнейшем индексом «*» обозначены параметры газа в ресивере. На практике обычно ограничиваются подогревом лишь до той величины, при которой конденсат отсутствует.

Однако в работе [2] показано, что характеристики обтекания конуса или клина потоком с необходимым подогревом газа мало отличаются от случая, когда такой подогрев отсутствует. Так, отличие в величинах коэффициента полного давления в гиперзвуковом диффузоре не превышает 10–15%. Действительно, согласно выводам работы [2], полное давление в случае конденсации воздуха в сопле и последующего испарения конденсата в прямом скачке уплотнения остается постоянным с точностью до 2–3% при числе $M=10$. Поэтому следует ожидать, что потери полного давления в скачках уплотнения на конусе или клине также будут сохранять свое значение по сравнению со случаем, когда нет конденсации воздуха.

Если воздух предварительно не подогревается, то течение в сопле и за ним является двухфазным и неравновесным. Анализ таких течений с применением только традиционных способов исследования, таких, как оптические методы или насадки для измерения давления, не дает полной информации об их свойствах. Поэтому в настоящее время разрабатываются другие методы исследования гиперзвуковых потоков, например методы, связанные с использованием электронных пучков [3] или излучения лазера [4].

В данной работе для исследования течения разреженного газа за срезом сопла был использован находящийся все большее распространение метод электронного пучка. Этот метод позволяет определять локальные значения таких важных параметров потока, как плотность и скорость, без внесения существенных возмущений в поток; при этом измерение скорости проводится прямым методом.

Сущность измерения плотности и скорости V электронным пучком состоит в следующем. Пучок электронов пропускается через исследуемую область потока. При столкновении электронов с молекулами газа происходит рассеяние электронов, возбуждение и ионизация газа, причем газ испускает свет, и это свечение не сносится потоком, так как возбуждаются уровни с малым временем жизни. Таким образом, поскольку возбуждение газа происходит только в объеме электронного пучка, а интенсивность излучения при определенных условиях пропорциональна местной



Фиг. 1

плотности газа, можно путем измерения свечения вдоль пути распространения пучка определить поле плотности, используя данные калибровки в статических условиях [5, 6].

В случае измерения скорости пучок электронов модулируется коротко-временными импульсами. Создаваемое при этом ионное облако (метка) сносится вместе с потоком и регистрируется зондом, установленным на некотором расстоянии (базе) от электронного пучка. Скорость потока определяется по времени пролета ионной меткой этого расстояния [7, 8].

2. В комплекс экспериментальной установки входили гиперзвуковая аэродинамическая труба и электронная пушка (фиг. 1). Аэродинамическая труба включала в себя ресивер 1 (p^* до 100 атм, $T^* \approx 290^\circ \text{K}$), сопло 2, камеру Эйфеля 3, диффузор 4 и двухступенчатый эжектор 5. Использовалось сопло 2 с начальным участком конической формы, за которым следовал спрямляющий участок. Диаметр критического сечения сопла 4 мм, выходной диаметр $d=130$ мм.

Пучок из электронной пушки 6, имеющей трехэлектродную схему, выводился в поток через газодинамическое окно. Катод пушки был изготовлен из танталовой полоски, согнутой в виде шпильки. Параметры пучка электронов были следующими: ускоряющее напряжение — до 43 кВ, фокусирующее напряжение — около 250 В, ток пучка на коллектор — до 0.1 мА, начальный диаметр пучка — 1 мм.

Камера Эйфеля перемещалась относительно сопла вдоль направления x . Электронная пушка с вакуумными магистралями, имеющими сильфонные соединения, была установлена на этой камере неподвижно. Пучок электронов пересекал исследуемый поток перпендикулярно, в направлении y . Зонд 7, регистрирующий ионную метку, размещался ниже по потоку перпендикулярно пучку в направлении z . Зонд был изготовлен из вольфрамовой проволоки диаметром 0,5 мм, натянутой в поддерживающей рамке так, что нить зонда пересекала весь поток. Рамка с нитью была

установлена на координатнике и могла плавно перемещаться в направлении y .

Для измерения интенсивности излучения пучка использовался фотоумножитель ФЭУ-29, сигнал с нагрузки которого регистрировался катодным вольтметром АЧ-2М. Оптическая система 8 состояла из кварцевой линзы, фильтра и щелевого устройства от спектрографа. Фотоумножитель и оптическая система были также установлены на координатнике.

При измерении скорости потока на фокусирующий электрод пушки подавалось отпирающее напряжение от генератора импульсов Г5-7А через усилитель с длительностью импульса 0.4—1 мксек. Сигнал с зонда регистрировался на осциллографе ИО-4 с усилительной приставкой.

3. Применимость метода электронного пучка ограничена величиной плотности газа. Это связано с тем, что часть энергии молекул газа, возбужденных при неупругих столкновениях с электронами, переходит в кинетическую энергию системы после столкновений с другими молекулами, что приводит к диссипации энергии пучка. При больших давлениях (плотностях) газа процесс диссипации становится преобладающим. Верхней границей применимости метода по оценкам [5, 6] можно считать уровень плотностей, соответствующий давлениям около 5 мм рт. ст. при комнатной температуре.

С учетом этого в настоящей работе приводятся измеренные профили плотности только при величине $p^* = 20$ атм, поскольку при этом плотность газа в потоке оказалась равной $\sim 5 \cdot 10^{-6}$ г/см³, что в статических условиях соответствует величине плотности газа при давлении ~ 3 мм рт. ст. В этих условиях пучок вследствие упругих соударений электронов с молекулами газа размывался значительно. С целью уменьшения влияния этого явления на измерения плотности величина ускоряющего напряжения устанавливалась максимально возможной для данной конструкции пушки (41—43 кВ), а измерения интенсивности свечения производились вдоль траектории пучка на длине не более 60—80 мм, т. е. до середины сопла, где ослабление и размытие пучка было невелико.

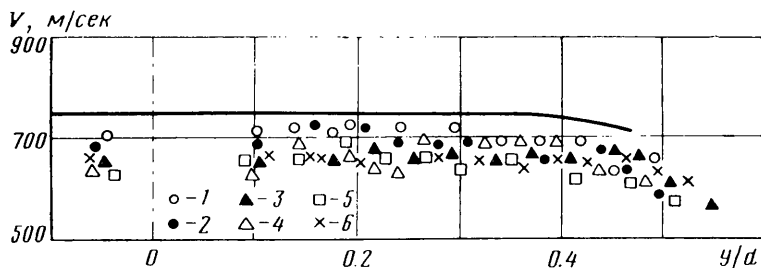
Калибровка интенсивности свечения пучка была проведена непосредственно в камере Эйфеля при отсутствии потока газа через сопло. Величина давления в камере регулировалась эжектором установки. Интенсивность свечения вдоль траектории пучка при этом изменялась не более чем на несколько процентов, что учитывалось в дальнейшем как систематическая погрешность. Зависимость величины интенсивности от плотности газа в пределах погрешности измерений была линейной до величины, соответствующей давлению ~ 3 мм рт. ст. Погрешность измерений плотности в потоке составляла 8%.

Анализ физических процессов в ионной метке, проведенный в работе [7], показал, что основное влияние на метку оказывает эффект электростатического расталкивания, вследствие чего радиус метки к моменту достижения ею зонда сильно увеличивается. Тем не менее, поскольку в метке сохраняется радиальная зависимость концентрации ионов, можно определить скорость потока, измеряя время прохождения базы меткой по максимуму сигнала [7, 8].

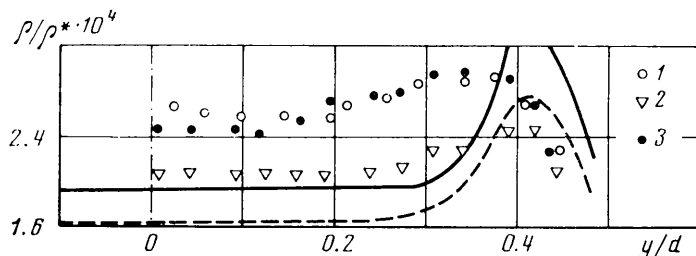
Исходя из имеющихся в литературе указаний по методике измерений скорости по пролету ионной метки, эксперименты проводили при длительности модулирующего импульса не более 1 мксек и напряжении на зонде не более 20 в. Форма сигнала оказалась аналогичной осциллограммам, приведенным в работах [7, 8]. Величина скорости вблизи оси сопла при изменении базы от 27 до 67 мм и прочих равных условиях практически не менялась, что свидетельствовало об отсутствии заметного градиента скорости на этом участке. В дальнейшем определение полей скорости про-

изводилось с базой 55 мм. Погрешность измерений скорости в данных условиях составляла 15%.

4. На фиг. 2 представлены профили скорости V за срезом исследуемого сопла при $p^*=20$ атм. Точки 1, 2, 3, 4, 5 и 6 соответствуют расстояниям $x/d=0.31, 0.46, 0.57, 0.69, 0.81$ и 0.92 соответственно. Величина ускоряющего напряжения в этих экспериментах была равна 27 кв. Можно заклю-



Фиг. 2



Фиг. 3

чить, что скорость потока в поперечном направлении до значений $y/d=0.4-0.45$ практически постоянна. Градиент скорости вдоль потока в пределах погрешности измерений незначителен. При увеличении давления в ресивере выше 20 атм величина скорости потока практически не менялась.

На фиг. 3 приведены безразмерные профили плотности ρ/ρ^* для $p^*=20$ атм и различных расстояниях от сопла: $x/d=0.46$ (точки 1); 0.69 (точки 2) и 0.92 (точки 3). Измерения плотности проводились при ускоряющем напряжении 41 кв, а некоторые методические эксперименты при 43 кв. Профили плотности для $x/d=0.46$ и 0.92 были сняты при одном и том же давлении в камере Эйфеля, в случае же профиля для $x/d=0.69$ давление в камере было несколько ниже. Плотность в поперечном направлении изменяется больше, чем скорость. В целом характер профилей плотности соответствует имеющимся представлениям о течении за срезом сверхзвукового сопла.

Безразмерные профили статического p/p_0 и полного p^*/p^* давлений в потоке при $p^*=20$ атм, полученные с помощью насадков, представлены на фиг. 4, а, б. Величина p_0 представляет статическое давление на оси потока, измеренное насадком, а p^* — давление торможения за прямым скачком. Точки 1 фиг. 4, а соответствуют измерениям на срезе сопла ($x/d=0$), точки 2 и 3 — значениям $x/d=0.46$ и 0.69 соответственно, точки 4 — измерениям на стенке у среза сопла, точки 1, 2, 3, 4 и 5 на фиг. 4, б соответствуют измерениям на расстояниях $x/d=0.023; 0.29; 0.45; 0.69$ и 1.08 соответственно.

Было определено также распределение давления на стенке сопла при

$p^*=20$ атм с использованием дренажных отверстий (фиг. 5, точки 1) и на оси потока с помощью насадков (фиг. 5, точки 2). Видно, что давление на стенке сопла значительно больше давления на оси потока. Одновременные измерения давления в камере Эйфеля показали, что давление на стенке сопла вблизи его среза превышает давление в камере примерно в 2.5—3.5 раза, т. е. истечение из сопла происходит с недорасширением. Поскольку поток на оси расширился, статическое давление на оси, а также полное давление по измерениям насадком до $x/d \approx 1.0$ уменьшалось с увеличением расстояния от среза сопла.

Следует отметить существенно двумерный характер течения в сопле и за его срезом, так как параметры p и ρ непостоянны по всему сечению. Из результатов определения профилей p , ρ и V можно сделать вывод, что в исследуемом потоке имеется ядро с примерно постоянными по сечению параметрами и зона в пристеночной области выравнивающего участка сопла и на границе струи, где статическое давление сильно возрастает.

5. Параметры потока в конической части сопла определялись по соотношениям для течения от сферического источника. Для определения всего поля течения был применен метод сквозного счета, разработанный для расчета плоских и осесимметричных потоков невязкого и нетеплопроводного газа с постоянной теплоемкостью в канале заданной геометрии. Необходимые расчетные формулы были взяты из работы [9].

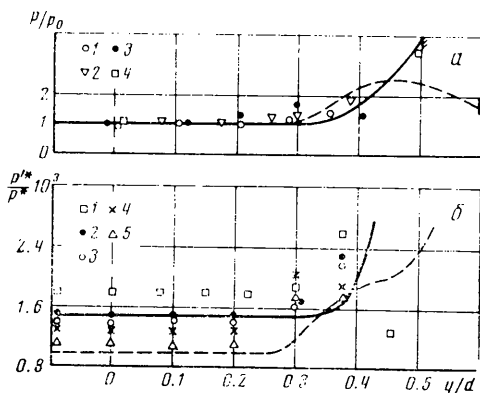
Этот способ расчета параметров потока применим в случае, когда конденсация отсутствует. Начальные данные задавались в сечении, где число M потока на оси равно 1.1. Распределение осевой и радиальной компонент скорости вычислялось для местного угла θ в предположении течения от источника, т. е. $u=u_0 \cos \theta$, $v=v_0 \sin \theta$, где u и v — нормальная и тангенциальная компоненты скорости, нижний индекс соответствует параметрам расчета в начальном сечении, $0 \leq \theta \leq \theta_c$ и θ_c — угол полураствора конуса. Остальные параметры вычислялись по соотношениям для совершенного газа. Учет пограничного слоя, образующегося в сопле, производился путем введения поправки в контур сопла на величину δ^* , значение которой рассчитывалось по формуле, предложенной в работе [10].

Результаты расчета параметров течения этим методом в поперечном сечении сопла для числа расчетных ячеек $N=20$ приведены на фиг. 2 (сплошная линия, $x/d=0$), на фиг. 3 (сплошная линия соответствует расстоянию $x/d=0.46$, штриховая — $x/d=0.92$), на фиг. 4, а (сплошная линия $x/d=0$, штриховая — $x/d=0.46$) и фиг. 4, б (сплошная линия $x/d=0.023$, штриховая — $x/d=1.08$). Распределение величины p/p^* , полученное в расчете методом [9], на оси потока показано на фиг. 5 сплошной линией, а на стенке сопла — штриховой линией. Распределения параметров p/p^* , ρ/ρ^* и V , полученные этим же методом, вдоль оси потока за срезом сопла представлены на фиг. 6 сплошными линиями; точками указаны экспериментальные значения соответствующих величин.

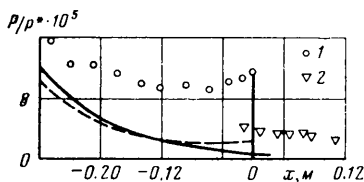
Сопоставление результатов расчета методом [9] и эксперимента на фиг. 2—6 указывает на их качественное соответствие. Следует отметить, что величины статического давления отличаются в 2—4 раза, что в основном может быть вызвано появлением конденсата в потоке. Отметим, что, поскольку градиент скорости вдоль потока как по расчету, так и по экспериментальным данным мал, можно считать измерение скорости по пролету ионной метки даже на относительно большой базе вполне корректным. Сравнительно небольшое отличие экспериментальных значений плотности и расчетных не противоречит предположению о наличии конденсата в потоке. Действительно, при конденсации повышается как температура, так и давление газа, и поэтому величина плотности может измениться несильно.

По измеренным значениям p^*/p^* , p/p^* , ρ/ρ^* и p/p^* можно определить число M на оси потока в предположении замороженности ($\kappa=1.4$) и изэнтропичности течения. На срезе сопла получаются соответственно следующие значения числа M : 11.46; 9.7; 11.5 и 6.54. Разница в значениях числа M указывает на наличие конденсата в потоке [2].

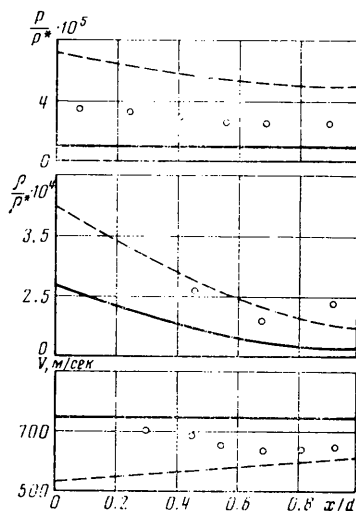
Другим возможным предельным случаем, для которого можно провести расчеты параметров потока, является течение с равновесной конденсацией,



Фиг. 4



Фиг. 5



Фиг. 6

когда при достижении в потоке условий, соответствующих конденсации, — T_c , p_c (или M_c) — воздух начинает выпадать в конденсат. Расчет величин p/p^* , ρ/ρ^* и V , согласно работе [2], был проведен для значения числа M конденсации $M_c=4.5$. Результаты этого расчета приведены на фиг. 6 штриховыми линиями.

Для выяснения степени приближения процесса конденсации в данном течении к равновесному были проведены дополнительные оценки. По измеренным значениям p и ρ в предположении совершенного газа определялась статическая температура потока на оси. Оказалось, что данные расчета зависимости $T=f(p)$ укладываются в области между линией максимального перенасыщения, приведенной в работе [1], и линией равновесного насыщения [2], что говорит о неравновесном характере процесса конденсации. При этом с увеличением давления p значения T смещаются к линии насыщения, что согласуется с представлениями о процессе конденсации [1, 11].

Было проведено сопоставление результатов расчета количества конденсата из уравнения энергии с использованием полученных значений T [11] и для течения с равновесной конденсацией. При этом использовались значения числа M , определенные по экспериментальным величинам p^*/p^* . Оказалось, что при $p^*=20$ атм количество конденсата в первом случае почти в 2 раза меньше, чем в случае равновесной конденсации. С увеличением давления в ресивере количество конденсата в потоке, вычисленное

использованием экспериментальных данных, приближается к равновесному значению.

Проведенное экспериментальное и расчетное исследование объясняет небольшое отличие результатов обтекания тел гиперзвуковым потоком с предварительным подогревом и без него, так как оказывается, что количество конденсата в потоке невелико из-за того, что процесс конденсации в данных условиях протекает неравновесно.

Авторы благодарят С. Н. Романенко за помощь в проведении экспериментов с электронным пучком.

Поступила 31 III 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Даум, Джайармати. Конденсация воздуха и азота в гиперзвуковых аэродинамических трубах. Ракетная техника и космонавтика, 1968, т. 6, № 3.
2. Вегенер П. П., Мак Л. М. Конденсация в сверхзвуковых и гиперзвуковых аэродинамических трубах. В кн.: Проблемы механики, вып. 3, М., Изд-во иностр. лит., 1961.
3. Ершов В. И., Жестков Б. Е., Трудаев Е. В. Измерение скорости разреженного газового потока с помощью ионной метки. Изв. АН СССР, МЖГ, 1974, № 6.
4. Ринкевичюс Б. С., Толкачев А. В., Харченко В. Н. Измерение полей скорости гиперзвукового потока лазерным доплеровским анемометром. Изв. АН СССР, МЖГ, 1974, № 4.
5. Schumacher B. W., Gadamer E. O. Electron beam fluorescence probe for measuring the local gas density in a wide field of observation. Canad. J. Phys., 1958, vol. 36, № 6.
6. Богдановский Г. А., Липин А. В., Малахов Л. Н., Семенов Г. В. Измерение распределения плотности и локальная визуализация течения разреженного газа с помощью электронного пучка. Тр. ЦАГИ, 1971, вып. 1260.
7. Волчков В. В., Калугин В. М. Об измерении скорости разреженных газовых потоков по следу ионной метки, образованной электронным пучком. ПМТФ, 1973, № 1.
8. Богдановский Г. А., Балаков А. В., Липин А. В., Семенов Г. В. Измерение скорости в сверхзвуковом потоке разреженного газа по времени пролета ионов при импульсной ионизации газа электронным пучком. Тр. ЦАГИ, 1973, вып. 1515.
9. Иванов М. Я., Крайко А. Н. Метод сквозного счета для двумерных и пространственных сверхзвуковых течений. 2. Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1972, т. 12, № 3.
10. Енкенус К. Р., Майер Е. Ф. Расчет осесимметричных сопел, работающих при высоких температурах воздушного потока. В сб.: Современная техника аэродинамических исследований при гиперзвуковых скоростях. М., Машиностроение, 1965.
11. Попов В. Е. Конденсация газа в гиперзвуковых соплах. Тр. ЦАГИ, 1971, вып. 1376.