

На фиг. 5 показаны реализации различных состояний пограничного слоя в зависимости от частоты акустического поля при постоянной амплитуде звука, равной 90 дБ: *a* — профили средней скорости при влиянии акустического поля (точки 2, т. е. когда происходит устранение отрыва, и точки 1 — нет никакого влияния); *b* — точки, характеризующие это влияние при прохождении частотного диапазона снизу вверх и обратно (измерения проводились при $x = 70$ мм, $y = 0,5$ мм). Видно, что при непрерывном движении от нижних частот при постоянном значении акустического поля к верхним такое влияние (устранение отрыва) начинается с частоты 200 Гц и заканчивается на частоте 1125 Гц, при движении в обратном порядке частотный диапазон значительно сужается, влияние начинается на частоте 600 Гц и заканчивается на частоте 200 Гц, т. е. существует гистерезис этого явления (оно существенно зависит от предыстории).

Таким образом, в работе получены характеристики глобального отрыва, когда он образуется на передней кромке профиля и занимает практически всю верхнюю поверхность профиля. Найдено, что при наличии акустического поля на определенных частотах в области передней кромки в начале отрыва возникает волна Толлмина — Шлихтинга той же частоты, приводящая к значительному изменению структуры среднего течения, т. е. присоединению пограничного слоя и устранению глобального отрыва. Показано, что существует гистерезис этого явления в зависимости от направления движения по частотам снизу вверх или обратно.

Автор выражает благодарность З. А. Корчагиной за помощь при обработке результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Уильямс Дж. Вихревые движения жидкости. — Сб. пер. Механика, № 21, 1979.
2. Довгаль А. В., Козлов В. В. и др. Влияние возмущений на структуру течения в области отрыва. — ДАН СССР, 1981, т. 258, № 1.
3. Довгаль А. В., Козлов В. В. Влияние акустических возмущений на структуру течения в пограничном слое с неблагоприятным градиентом давления. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1983, № 2.
4. Багаев Г. И., Голов В. К., Медведев Г. В., Поляков Н. Ф. Аэродинамическая труба малых скоростей Т-324 с пониженной степенью турбулентности. — В кн.: Аэрофизические исследования. Новосибирск, 1982.
5. Гупта А. К., Синха С. Н., Оберай М. М. Ламинарное отрывное обтекание уступов и каверн. Ч. 1. Течение за уступом. — РТК, 1981, т. 19, № 12.

Поступила 2/1 1984 г.

УДК 533.6.011.8

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ В ОБЛАСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕДОРАСШИРЕННОЙ РАЗРЕЖЕННОЙ СТРУИ С ПЛОСКОЙ ПРЕГРАДОЙ, ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОЙ ЕЕ ОСИ

И. В. Шаталов

(Ленинград)

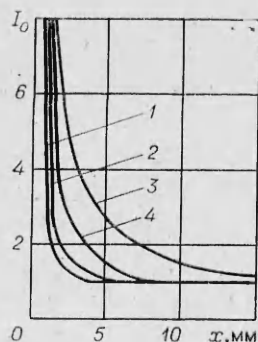
Изучение влияния разреженности на сверхзвуковые струйные течения базируется главным образом на результатах измерения плотности методом электронно-лучевой диагностики. Этот метод обеспечивает хорошую локальность измерения при достаточно высокой точности и практически не возмущает газовый поток. С его помощью было проведено широкое экспериментальное исследование недорасширенных струй, истекающих в разреженное пространство [1], на основании которого установлены параметры подобия изучаемых течений. В [2] по данным измерений плотности изучено влияние разреженности на толщину диска Маха в свободных недорасширенных струях.

Ниже приведены результаты исследования распределения плотности в ударном слое недорасширенной разреженной струи, натекающей на перпендикулярную плоскую преграду, проведенного методом электронно-лучевой диагностики в рентгеновском диапазоне. На основании экспериментальных данных сделаны оценки толщины центрального скачка и проведена классификация режимов течения в ударном слое по степени разреженности.

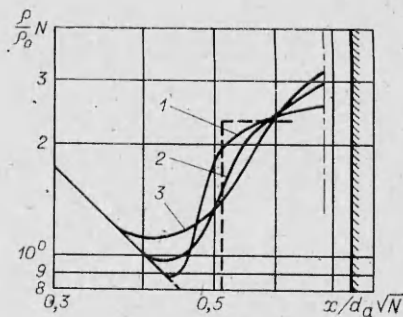
1. Для измерения локальной плотности использовалась серийная система электронной пушки ЭОСС-2 и регистрирующая аппаратура счетной стойки ССД. Питание электронной пушки обеспечивалось высоковольтным источником питания ВИП-2-50-60. Энергия электронов пучка составляла 20—25 кэВ, ток пучка 1—5 мА. Регистрация энергетического спектра рентгеновского излучения, возникающего при взаимодействии электронов пучка с молекулами газовой мишени, проводилась с помощью пропорциональных счетчиков СРПО-16, СИ-12Р. Методика позволила провести измерения плотности в диапазоне $10^{18} - 5 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$ с локальным разрешением 1 мм^3 . Суммарная погрешность измерений складывалась из погрешности аппаратного комплекса и градуировки и не превышала 15%.

Измерение плотности вблизи поверхности преграды значительно осложняется наличием фонового рентгеновского излучения, возникающего при взаимодействии рассеянных электронов пучка с материалом преграды. Локальные значения плотности при этом могут быть получены только при регистрации характеристического рентгеновского излучения. Методика таких измерений в свободных струях описана в [3]. Согласно проведенным исследованиям, величина фонового излучения зависит от степени рассеяния пучка в газе, расстояния от оси электронного пучка до поверхности преграды и материала преграды. Рассеяние электронного пучка, в свою очередь, определяется плотностью газа и расстоянием от инжектора электронов до поверхности преграды. Некоторые результаты измерений фонового излучения в сравнении с интенсивностью измеряемой в аргоне линии K_α приведены на фиг. 1, где $I_0 = I/I_\infty$, I — излучение, регистрируемое у поверхности преграды, I_∞ — излучение газовой мишени, x — расстояние от поверхности преграды. Кривые 1—3 получены для преград, изготовленных соответственно из графита, алюминия и меди, при плотности газа $5 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$, кривая 4 — для графитовой преграды при плотности газа 10^{22} м^{-3} . Снижение влияния фонового излучения достигалось за счет применения счетчиков с высокой разрешающей способностью и использования преград из графита и алюминия, эмиттирующих под действием электронов пучка мягкое рентгеновское излучение. По данным экспериментов определялась контрастность исследуемой линии $m_A = N_\pi/N_\phi$ (N_π — число квантов линии, регистрируемое счетчиком, N_ϕ — число квантов фона), и результаты с $m_A < 10$ из рассмотрения исключались.

2. Описанная методика применялась при исследованиях натекания на преграду струй аргона со следующими параметрами: температура торможения $T_0 = 290 \text{ К}$; число Маха на срезе сопла $M_a = 1$; диаметр среза сопла $d_a = 0,9; 4,2; 5 \text{ мм}$; степень расширения $N = p_0/p_\infty = 4 - 2 \cdot 10^4$, где p_0 и p_∞ — давление торможения и окружающей среды соответственно; число Рейнольдса, рассчитанное по параметрам в критическом сечении сопла, $Re_* = 10^2 - 10^3$; параметр, определяющий разреженность струи, $Re_L = Re_*/\sqrt{N} = 3 - 10^3$.



Фиг. 1



Фиг. 2

Типичные результаты измерений плотности, полученные при фиксированных величинах $N = 156$ и расстояния от среза сопла до преграды $h/d_a = 9,5$ и переменных значениях Re_L , приведены на фиг. 2. Кривые 1—3 соответствуют режиму с $Re_L = 96; 48; 24$, штриховая линия — распределение плотности в струе идеального газа, штрихпунктирная линия отделяет область измерений, в которой $m_A < 10$. За положение центрального скачка принимается точка перегиба кривой плотности. Хорошо заметны отличия в эволюции центрального скачка по сравнению с ударной волной перед затупленными телами, обтекаемыми равномерным потоком, — удаление центрального скачка от среза сопла и возрастание плотности на оси струи перед центральным скачком при увеличении разреженности струи (ср. кривые 1 и 3).

Толщина центрального скачка по данным измерений плотности определялась традиционно:

$$(2.1) \quad \tau = (\rho_s - \rho_c) \left(\frac{\partial \rho}{\partial x} \right)_{\max}^{-1},$$

где ρ_c — минимальная плотность на оси струи перед скачком; ρ_s — плотность за скачком.

Экспериментальные данные о толщине центрального скачка использовались для проверки оценок, проведенных на основе зависимости

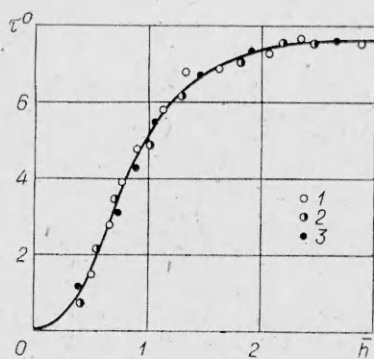
$$(2.2) \quad \tau = 9,5 l_s,$$

полученной в [4] при исследованиях формирования ударной волны перед затупленными телами, обтекаемыми гиперзвуковым потоком разреженного газа. В [2] показана справедливость этого выражения, связывающего толщину ударной волны с длиной свободного пробега за ней l_s , для определения толщины диска Маха в недорасширенных струях, истекающих в разреженное пространство. В рассматриваемом случае взаимодействия струи с преградой анализ течения в ударном слое и, в частности, определение l_s осложняются немонотонным характером зависимости положения центрального скачка от расстояния h [5].

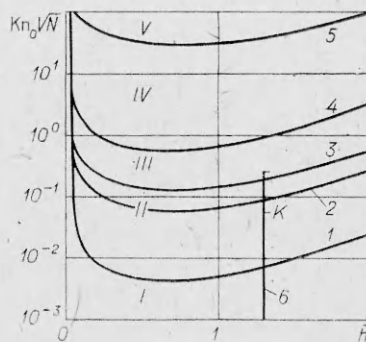
Согласно [5], процесс взаимодействия с перпендикулярной преградой плотных струй определяется комплексом $\bar{h} = h/d_a M_a \sqrt{\gamma n}$, где $n = p_a/p_\infty$ — нерасчетность струи, p_a — давление на срезе сопла, γ — отношение удельных теплоемкостей. В зависимости от \bar{h} можно выделить три основных типа взаимодействия: $\bar{h} > \bar{h}_2 = (0,003 M_a^2 + 1,88) M_a^{-0,5}$ — преграда не оказывает влияния на течение на начальном участке струи; $\bar{h}_1 < \bar{h} < \bar{h}_2$ — геометрия ударно-волновой структуры и параметры в ударном слое зависят от \bar{h} ($\bar{h}_1 = 0,32$); $\bar{h} < \bar{h}_1$ — течение в ударном слое не зависит от внешних условий. Для первого из указанных типов взаимодействия толщина центрального скачка может быть определена по формулам для диска Маха в свободной струе: $\tau = \tau/d_a M_a \sqrt{\gamma n} = 14/(20 + Re_L)$ [1] или $\tau = 7,6 Kn_0 \sqrt{N}$ [2], где Kn_0 — число Кнудсена, определенное по длине свободного пробега в форкамере и диаметру сопла. В случае $\bar{h} < \bar{h}_2$ выражение для оценки длины свободного пробега в ударном слое можно получить, исходя из условия $l_s/l_0 = \rho_0/\rho_s$ при $T_0/T_s = 1$, используя зависимости для изэнтропического течения в области свободного расширения и соотношения на прямом скачке. В результате получим

$$\tau = c_1 Kn_0 x_c^2,$$

где $c_1 = 9,5 c^{\frac{2}{\gamma-1}} \sqrt{q(M_a) \varepsilon^{\frac{1}{\gamma-1}}}$; $q(M)$ — газодинамическая функция расхода; $\varepsilon = \rho_c/\rho_s$ — сжатие газа на прямом скачке; постоянная c определяет закон изменения $M(x)$. Согласно [6], при $x \gg 1$ $M = cx^{\gamma-1}$ и коэффициент c определяется по параметрам в какой-либо точке течения. Расстояние



Ф и г. 3



Ф и г. 4

ние от среза сопла до центрального скачка в случае $\bar{h}_1 < \bar{h} < \bar{h}_2$ определяется по формуле [7] $x_c = 0,745 - 0,83 \exp(-1,73 \bar{h})$.

При $\bar{h} < \bar{h}_1$ положение центрального скачка определяется по формуле [8] для отхода скачка с нулевой геометрической кривизной. Для исследованных струй аргона, истекающих из сопла с $M_a = 1$, выражения для τ приобретают вид

$$(2.3) \quad \begin{aligned} \bar{h} > \bar{h}_2, \quad \tau^0 &= 7,6, \dots \\ \bar{h}_1 < \bar{h} < \bar{h}_2, \quad \tau^0 &= 14,4 [0,745 - 0,83 \exp(-1,73 \bar{h})]^2, \\ \bar{h} < \bar{h}_1, \quad \tau^0 &= 10,65 (\bar{h})^2. \end{aligned}$$

Комплекс $\tau^0 = \bar{\tau} / K n_0 \sqrt{N}$ имеет смысл отношения толщины центрального скачка к средней длине свободного пробега молекул в окружающем пространстве.

Из формул (2.3) следует, что толщина центрального скачка зависит от разреженности струи, которая определяется параметром $K n_0 \sqrt{N}$, и геометрии взаимодействия — значения \bar{h} .

Результаты расчетов толщины центрального скачка, проведенных по формулам (2.3) в исследованном диапазоне значений \bar{h} , представлены в виде сплошной линии на фиг. 3. Здесь же приведены экспериментальные данные, полученные при обработке кривых распределения плотности в струях с различными начальными параметрами $d_a, N, h, K n_0$ (точки 1—3 соответствуют $N = 106; 384; 2 \cdot 10^4$). Наблюдается хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных во всем диапазоне \bar{h} , что свидетельствует о применимости формулы (2.2) для рассматриваемого случая взаимодействия струи с преградой.

3. При взаимодействии недорасширенной струи с перпендикулярной преградой течение в ударном слое в зависимости от разреженности струи и геометрии взаимодействия может изменяться от континуального до свободномолекулярного. В переходной области по аналогии с классификацией [4] для течения в окрестности точки торможения перед затупленными телами в равномерном потоке можно выделить несколько характерных режимов течения. Для количественного определения границ этих режимов введем число Кнудсена в ударном слое перед преградой $K n_s = l_s / \Delta$.

Оценка влияния разреженности в ударном слое перед преградой производилась в диапазоне $0 < \bar{h} < \bar{h}_2$. Расстояние \bar{h}_2 определяется из условия, что газ за центральным скачком разгоняется до сверхзвуковой скорости, и перед преградой формируется вторая ударная волна. В этом случае ударный слой, определенный первоначально как область дозвукового течения между центральным скачком и преградой, разрушается, и для оценки влияния разреженности на течение в этой области требуется иной подход.

Используя связь величин τ и l_s , а также формулы (2.3) для определения τ , можно получить выражение для Kn_s в зависимости от начальных параметров взаимодействия. Так, для анализируемого случая $M_a = 1$, $\gamma = 1,67$ эти выражения принимают вид

$$\bar{h}_1 < \bar{h} < \bar{h}_2, \text{Kn}_s = 1,53 \text{Kn}_0 \sqrt{\bar{N}[(\bar{h} - \bar{\Delta})^2/\bar{\Delta}]}, \Delta = h - x_c,$$

$$\bar{h} < \bar{h}_1, \text{Kn}_s = 1,12 \text{Kn}_0 \sqrt{\bar{N}[(\bar{h})^2/\bar{\Delta}]}.$$

Отсюда, задавая характерными значениями Kn_s или τ , можно получить область параметров взаимодействия, в которой реализуется тот или иной режим течения, выделенный в соответствии с классификацией [4].

Вторым параметром, определяющим выбор расчетной модели течения в ударном слое, является толщина пограничного слоя на преграде, которая определяется выражением [4] $\delta = 2 \sqrt{\langle v \rangle / \beta}$.

Здесь $\langle v \rangle$ — среднее по толщине пограничного слоя значение коэффициента кинематической вязкости; β — градиент скорости невязкого течения в точке торможения.

Используя для определения градиента в ударном слое за центральным скачком аналитическое решение [8], в результате получаем выражение для относительной толщины пограничного слоя:

$$(3.1) \quad \eta = \frac{\delta}{\Delta} = 2 \sqrt{\frac{(T_w/T_0)^\alpha}{(1-q) \text{Re}_s}},$$

где q — параметр, определяющий течение в ударном слое и рассчитываемый по формуле (2.2) из [8]; T_w — температура стенки. Так как $\text{Re}_s \sim \sim 1/\text{Kn}_s$, $\eta \sim \sqrt{\text{Kn}_s}$ и, следовательно, $\tau \sim \delta^2$, то и в этом случае, как при обтекании затупленных тел, с увеличением разреженности толщина центрального скачка возрастает быстрее толщины пограничного слоя.

Определив таким образом характерные размеры ударной волны и пограничного слоя, перейдем непосредственно к оценке границ режимов течения. Примем в качестве границы существования континуального режима при увеличении разреженности условие $\tau/\Delta = 0,1$ ($\Delta \sim 100 l_s$). При этом большая часть ударного слоя между сравнительно тонкими ударной волной и пограничным слоем будет занята течением с равновесными параметрами. Область начальных параметров взаимодействия, обеспечивающих выполнение принятого условия, определяется подстановкой τ в формулу (2.3). Результаты расчетов представлены на фиг. 4 (кривая 1). Относительная толщина пограничного слоя, рассчитанная по формуле (3.1), при этом равна 0,09.

Увеличение разреженности приводит к утолщению центрального скачка и пограничного слоя на преграде и сокращению зоны невязкого течения в ударном слое. Следуя [4], будем считать, что зона невязкого течения в ударном слое исчезает при условии $0,5\tau + \delta = \Delta$. При этом положение центрального скачка в первом приближении принимаем неизменным. Расчеты показали, что в случае $M_a = 1$, $\gamma = 1,67$ это условие выполняется при $\text{Kn}_s = 0,15$, чему соответствуют значения $0,5 \tau/\Delta = 0,7$ и $\delta/\Delta = 0,3$. Таким образом, в момент смыкания центрального скачка и пограничного слоя толщина центрального скачка почти в 5 раз больше толщины пограничного слоя. Это подтверждается и данными экспериментальных исследований (см. фиг. 2).

На фиг. 4 граница исчезновения невязкого течения представлена в виде линии $\text{Kn}_s = 0,15$ (кривая 2).

С ростом разреженности центральный скачок и пограничный слой перекрываются и изменяют свою структуру. За начало распада центрального скачка примем по аналогии с [4] условие $0,5\tau = \Delta$. Границы полноты исчезновения центрального скачка перед преградой будем определять из условия $l_s = \Delta$ или $\text{Kn}_s = 1$. Этим границам соответствуют кривые 3 и 4 на фиг. 4. Нижняя граница свободногомолекулярного режима определяется в [9] из условия, что число Кнудсена, вычисленное по средней

длине свободного пробега отраженных от тела молекул, должно быть много больше единицы, что в условиях проведенного эксперимента эквивалентно условию $Kn_0 = 100\epsilon \sqrt{2\gamma/(\gamma - 1)}$. На фиг. 4 эта граница представлена в виде кривой 5. При $\bar{h} < 0,05$ границы режимов показаны условно. В результате вся область начальных параметров взаимодействия на фиг. 4 подразделяется на ряд зон, соответствующих характерным режимам течения в ударном слое, реализующимся при увеличении разреженности. Зона I соответствует режиму почти непрерывного обтекания, где эффекты вязкости сосредоточены в тонком пристеночном пограничном слое. Режим вязкого ударного слоя реализуется в зоне II. Зона III соответствует режиму «исчезающего ударного слоя». Между режимом «исчезающего ударного слоя» и свободномолекулярным режимом лежит ряд переходных течений, где необходимо одновременно учитывать как столкновения молекул между собой, так и их взаимодействие с поверхностью преграды (зона IV). Зона V соответствует режиму свободномолекулярного обтекания.

В [10] приведены результаты экспериментального исследования влияния вязкости на течение в циркуляционной зоне при взаимодействии недорасширенных струй с перпендикулярной преградой. Показано, что с увеличением разреженности течение в циркуляционной зоне видоизменяется, проходя ряд стадий, и перед преградой формируется радиальное растекание.

На фиг. 4 показано соответствие перестройки картины течения в ударном слое, описанной в [10], изменениям в структуре ударной волны перед преградой при увеличении разреженности. Диапазон исследований [10] представлен в виде линии 6. Деформация циркуляционной зоны начинается при $Kn_0 \sqrt{N} = 10^{-3}$ и заканчивается при $Kn_0 \sqrt{N} = (6-8) \cdot 10^{-2}$ (на линии 6 это отмечено точкой K). Таким образом, вся перестройка картины течения, описанная в [10], происходит в зонах I и II, когда ударную волну перед преградой еще можно считать изолированной.

ЛИТЕРАТУРА

1. Волчков В. В., Иванов А. В. и др. Струи низкой плотности за звуковым соплом при больших перепадах давления. — ПМТФ, 1973, № 2.
2. Волчков В. В., Иванов А. В. Толщина и внутренняя структура прямого скачка уплотнения, образующегося при истечении сильно недорасширенной струи в пространство с малой плотностью. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1969, № 3.
3. Кузнецов Л. И., Ярыгин В. И. Применение тормозного и характеристического рентгеновского излучения, возбуждаемого электронным пучком, для измерения локальной плотности разреженного газа и плазмы. — В кн.: Экспериментальные методы в динамике разреженных газов. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1974.
4. Авдучевский В. С., Иванов А. В. Течение разреженного газа вблизи передней критической точки затупленного тела при гиперзвуковых скоростях. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1968, № 3.
5. Гинзбург И. П., Соколов Е. И., Усков В. Н. Типы волновой структуры при взаимодействии недорасширенной струи с безграничной плоской преградой. — ПМТФ, 1976, № 1.
6. Ладьяженский М. Д. Пространственные гиперзвуковые течения газа. М.: Машиностроение, 1968.
7. Семилетенко Б. Г., Усков В. Н. Экспериментальные зависимости, определяющие положение ударных волн в струе, натекающей на преграду, перпендикулярную ее оси. — Инж.-физ. журн., 1972, т. 23, № 3.
8. Соколов Е. И. Исследование параметров приосевого течения в ударном слое при взаимодействии сверхзвуковой струи с преградой. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1978, № 5.
9. Хейз У. Д., Пробетин Р. Ф. Теория гиперзвуковых течений. М.: ИЛ, 1962.
10. Соколов Е. И., Шаталов И. В. Влияние вязкости на течение в циркуляционной зоне перед плоской преградой, перпендикулярной оси сверхзвуковой недорасширенной струи. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1983, № 3.

Поступила 13/II 1984 г.