

УДК 532.525.6.001.24:533.6.011.8:519.6

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ «БОКОВОГО» ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИСТЕКАЮЩЕЙ В ВАКУУМ ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ СТРУИ С ПРЕГРАДОЙ

МИРОНЧУК Н. С., ХРАМОВ Н. Е.

Задача о взаимодействии сильно недорасширенной осесимметричной струи с преградой, нормаль к поверхности которой составляет с осью струи угол близкий к $\pi/2$, является достаточно трудоемкой для численного решения из-за большой неравномерности газодинамических параметров в периферийной части струи и пространственного характера течения в области взаимодействия. Поэтому имеющиеся в настоящее время результаты получены в основном экспериментальным путем [1, 2]. Из теоретических работ, выполненных в этом направлении, необходимо отметить работу [3], где представлены результаты численного исследования «бокового» взаимодействия струи с преградами различной формы для случая малых значений нерасчетности струи, когда течение в области взаимодействия всюду сверхзвуковое.

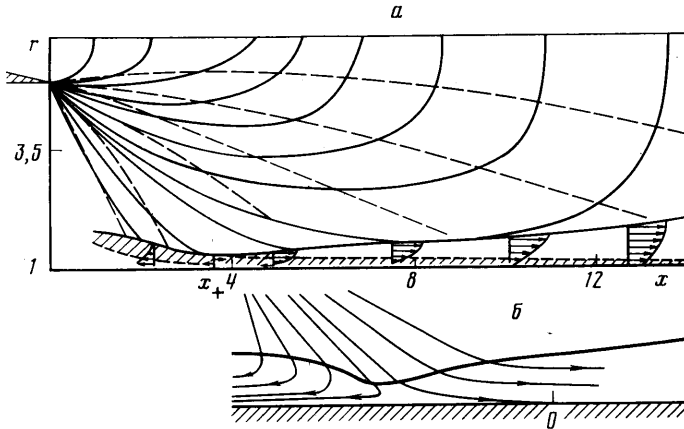
В настоящей работе рассмотрен случай, когда струя истекает в вакуум и перед преградой реализуется отошедшая ударная волна, за которой имеет место смешанное до- и сверхзвуковое пространственное течение.

При численном решении задача «бокового» взаимодействия истекающей в вакуум струи с преградой распадается на две самостоятельные задачи: 1^о — нахождение параметров невозмущенной струи, истекающей в вакуум, и 2^о — определение течения в области ее взаимодействия с преградой. Для решения первой задачи использовался метод сеток, применение которого к истечению струй описано в [4]. На фиг. 1 в качестве примера сплошными и штриховыми линиями показаны соответственно изомахи и изоклины течения струи в вакууме.

Течение в области взаимодействия описывается системой уравнений движения невязкого совершенного газа, которая записывалась в цилиндрической системе координат x, r, φ , связанной с телом (фиг. 1). Граничные условия задавались на ударной волне (соотношения Ренкина — Гюгонио) и на поверхности преграды (условие непротекания). Другими границами рассматриваемой области являлись плоскость симметрии течения и произвольно выбранные поверхности $x = \text{const}$, расположенные в сверхзвуковой части течения.

Задача решается методом установления с использованием численной схемы, построенной на основе характеристических соотношений [5], а именно соотношений вдоль нестационарных характеристик, связывающих значения функций на новом временном слое с их значениями на старом в точках пересечения координатных и характеристических поверхностей. Применялась схема первого порядка аппроксимации, когда значения функций в точках пересечения находились с помощью линейной интерполяции по значениям в соседних узлах. Шаг интегрирования по времени находился из выполнения условий Куранта — Фридрихса — Леви. Указанная схема ранее применялась для решения взаимодействия с преградами однофазных и двухфазных струй в [6, 7].

Ниже подробно рассматривается случай, когда струя набегаёт на плоскую (цилиндрическую) поверхность. Основными определяющими параметрами задачи помимо параметров, характеризующих струю на срезе



Фиг. 1

сопла, являются h — расстояние от оси струи до поверхности преграды (в плоскости среза сопла), α — угол наклона поверхности преграды к оси струи в плоскости симметрии течения, а также радиус цилиндрической поверхности R . Линейные размеры всюду, где специально не будет оговорено, отнесены к радиусу среза сопла r_a .

Остановимся на некоторых особенностях газодинамической картины течения в области взаимодействия, характерных для указанного случая расположения преграды в поле струи.

На фиг. 1 представлена картина течения в плоскости симметрии для следующих исходных данных: число Маха на срезе сопла $M_a=3$, угол полураствора сопла $\varphi_a=10^\circ$, показатель адиабаты $\kappa=1,25$; $h=5$; $\alpha=0$, $R=\infty$. Отошедшая ударная волна, реализующаяся перед преградой и отделяющая сжатый слой газа от течения в невозмущенной струе, имеет сложную пространственную форму. На указанной фигуре точкой x_+ обозначена точка минимальной толщины сжатого слоя. На участке от среза сопла до точки x_+ ударная волна сильно выпукла в сторону преграды. За точкой x_+ наблюдается небольшой волнообразный перегиб, правее которого поверхность ударной волны в рассмотренной области выравнивается и становится практически плоскостью, наклоненной под некоторым углом к поверхности преграды.

Распределение вектора скорости на поверхности преграды, а также его составляющей на ось x поперек ударного слоя в плоскости симметрии течения указывает на то, что на поверхности преграды реализуется точка торможения потока (критическая точка), от которой поток растекается во все стороны, причем растекание происходит по прямым лучам и напоминает течение от источника.

Образование критической точки на поверхности преграды обусловлено характером неравномерности набегающего потока. Действительно, в плоскости симметрии течения распределение параметров в невозмущенной струе вдоль прямых, параллельных поверхности преграды, таково, что с приближением к срезу сопла скорость V стремится к предельной, а плотность ρ интенсивно уменьшается, поэтому составляющая скоростного напора на нормаль к поверхности преграды имеет точку максимума. Это определяет характер распределения давления на поверхности преграды, которое также имеет точку максимума. Имеется некоторая критическая линия тока, вошедшая в ударный слой выше по потоку, давление торможения на которой сравнивается со статическим давлением в точке мак-

симула. Скорость газа на ней обращается в нуль, т. е. реализуется точка растекания. Линии тока, вошедшие в ударный слой ближе к срезу сопла, чем критическая линия, разворачиваются в сторону сопла. Схематически картина течения в плоскости симметрии течения в окрестности точки минимальной толщины ударного слоя показана на фиг. 1, б.

Точка растекания потока реализуется значительно дальше от среза сопла, чем точка минимальной толщины сжатого слоя. Для приведенного на фиг. 1 случая безразмерное расстояние между указанными точками составляет величину порядка 2,8.

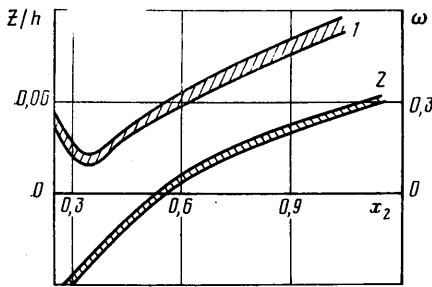
Особенностью течения в ударном слое является то, что в сторону среза сопла от точки x_+ дозвуковая область узкой полосой прилегает к поверхности ударной волны, а в направлении от среза — к поверхности преграды (на фиг. 1 указанная область представлена в виде заштрихованной части ударного слоя). Положение линии нулевой скорости показывает, что приходящая на поверхность критическая линия тока входит в ударный слой значительно выше по потоку, чем реализуется точка растекания, и вся пристеночная область заполняется линиями тока, пришедшими также издалека. Поэтому структура ударного слоя является существенно неоднородной. Распределение параметров потока (плотности, скорости, энтальпии) поперек ударного слоя в пристеночной области обладает большими градиентами, т. е. течение имеет сильно завихренный характер. В реальных случаях рассматриваемого взаимодействия струи с преградой картина течения может отличаться от полученной путем расчета в рамках теории идеальной жидкости из-за проявления вязкости, поскольку тонкий пристеночный слой с низконапорными трубками тока может быть поглощен вязким пограничным слоем. Вопрос этот до конца не исследован, хотя отдельные экспериментальные результаты, подтверждающие сказанное, в литературе имеются [2].

Поворот пластины на заданный угол $\alpha \leq 20^\circ$ или уменьшение радиуса кривизны цилиндрической поверхности до значения $R=10$ не меняет качественной картины течения в ударном слое. При этом следует отметить, что изменение параметра R в диапазоне от ∞ до 10 слабо влияет на течение в плоскости симметрии области взаимодействия. Сравнение эпюр давления на поверхности преграды показывает, что величина его изменяется меньше чем на 10%. То же самое можно сказать про величину скорости и положение ударной волны.

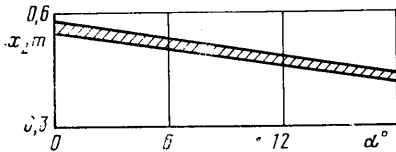
Ниже для случая плоской преграды представим некоторые результаты расчета, обработанные в параметрах подобия, полученных на основе обобщения результатов [8—10].

Особенностью течения расширяющейся в сильно разреженную среду струи является то, что на некотором расстоянии от среза сопла распределение параметров вдоль линий тока подчиняется закону источника с переменной интенсивностью, зависящей от угла наклона линий тока к оси симметрии струи. Указанная особенность течения в невозмущенной струе позволяет характеризовать его на достаточно большом расстоянии от среза сопла величинами J , Q , w_m , κ (J — импульс газа на срезе сопла, Q — расход газа через сопло, w_m — максимальная скорость истечения в вакуум). На этой основе с использованием результатов работы [9] можно получить для случая пространственного взаимодействия струи с преградой переменные подобия, учитывающие положение преграды относительно оси струи и, следовательно, особенности течения газа в различных ее областях. Для случая, когда поверхность преграды расположена к оси струи под углом близким к $\pi/2$, параметры подобия рассмотрены в [7].

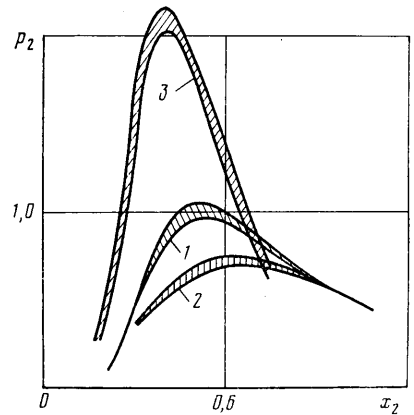
Ниже обсуждается случай, когда поверхность преграды расположена параллельно оси струи или под малым ($\alpha \leq \pi/4$) углом к ней.



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

Введем прямоугольную систему координат $x_1=x$, $x_2=y$, $x_3=z$ с началом на линии пересечения плоскостей, проходящих через срез сопла и ось струи и отстоящем на расстоянии h от оси струи. Пусть ось z совпадает с указанной линией пересечения, а направление оси x совпадает с направлением оси струи. Тогда положение помещенной в струю пластины, проходящей через ось, будет характеризоваться параметрами и углом ее наклона α к оси x .

Для координат точек области взаимодействия (например, ударной волны, звуковой линии) можно записать соотношения

$$x_i/h = f_i(J_1, \kappa, \varphi_a, \alpha, r_a/h); \quad i=1, 2, 3 \quad (1)$$

$$J_1 = \frac{J}{Qw_m} = \left(1 + \frac{1}{\kappa M^2}\right) \left[1 + \frac{2}{\kappa+1} M_a^{-2}\right]^{-1/2}$$

в которых, согласно отмеченному выше свойству течения в невозмущенной струе, функции f_i должны слабо зависеть от r_a/h .

Обработка результатов по форме и положению ударной волны для различных исходных параметров подтверждает сказанное, при этом существенно зависимость указанных функций от J_1 .

Для одиночной невозмущенной сильно недорасширенной струи между продольным R_1 и поперечным R_2 масштабами существует соотношение [9]

$$R_2 \approx R_1 \sqrt{1 - J_1} \quad (2)$$

Предположив, что между масштабом h и масштабами линейных размеров в направлении x в области взаимодействия справедлива зависимость, аналогичная (2) [10], первое соотношение (1) можно переписать в виде

$$x \sqrt{1 - J_1} / h = \psi(J_1, \kappa, \varphi_a, \alpha, r_a/h) \quad (3)$$

Причем при больших значениях h , M_a и заданном α функция ψ должна зависеть только от κ .

Построенные в переменных $z_1 = z/h$, $x_2 = x \sqrt{1 - J_1} / h$ ударные волны для исходных параметров $M=3$ и 4 ; $\kappa=1,25$; $h=5,0 \div 8,86$ стягиваются в узкую полосу (фиг. 2, кривая 1).

На фиг. 3 для указанных исходных параметров приведено также положение точки максимума давления на поверхности преграды в зависимости от α .

Перепишем формулу Ньютона $p = \rho V^2 \sin \gamma$, где ρ , V — плотность и скорость в набегающем потоке, а γ — угол встречи потока с поверхностью преграды, в виде [10]

$$p h^2 / J \approx \sin^2 \gamma \quad (4)$$

При $\alpha = 0$ на основе допущения о малости угла γ , которое позволяет заменить $\sin \gamma$ на h/x , и использования соотношений типа (3) для распределения в плоскости симметрии течения можно получить выражение

$$\frac{p_1 h_1^2}{(1 + \kappa M_a^2)(1 - J_1)} = \Phi \left(J_1, \kappa, \varphi_a, \frac{x}{x_m}, \frac{r_a}{h} \right), \quad p_1 = \frac{p}{p_a}, \quad h_1 = \frac{h}{r_a} \quad (5)$$

Здесь p_a — давление на срезе сопла, x_m — координата точки максимума давления на поверхности преграды; функция Φ при больших значениях h_1 и фиксированном значении x/x_m и κ слабо зависит от остальных параметров.

В общем случае функцию $\sin \gamma$ в любой точке поверхности можно выразить через x , y , h и α , а формулу (4) переписать в виде

$$p h^2 / J = \varphi_1(x/h, y/h, \alpha)$$

Тогда, используя соотношения (1) при $i = 1, 2$, для давления в любой точке поверхности можно получить равенство

$$p_2 = \frac{p_1 h_1^2}{(1 + \kappa M_a^2)(1 - J_1)} = \varphi_2 \left(J_1, \kappa, \varphi_a, \alpha, \frac{r_a}{h} \right) \quad (6)$$

Обработка результатов расчета в соответствии с (6) показывает, что если линейные размеры в направлении y и x отнести к h и $h/\sqrt{1 - J_1}$ соответственно, то функция φ_2 при больших значениях h_1 и заданных κ , α слабо зависит от остальных своих параметров. В подтверждение сказанного на фиг. 4 приводится распределение давления p_2 от $x_2 = x\sqrt{1 - J_1}/h$ для значений исходных параметров $M = 3$ и 4 ; $h = 5,0 \div 8,86$; $y = 0$ (кривые 1 и 2 соответствуют значениям $\alpha = 0$, $\kappa = 1,4$ и $\kappa = 1,18$, кривая 3 — $\alpha = 20^\circ$, $\kappa = 1,25$).

Приведенные данные показывают также на то, что величина давления в точке максимума сильно зависит от α и κ .

На фиг. 2 (полоса 2) показано распределение скорости на поверхности преграды, построенное в зависимости от x_2 для исходных параметров $M = 3$ и 4 ; $\kappa = 1,25$, $R = 10 \div \infty$; $\alpha = 0$; $h = 5 \div 8,86$.

На основе приведенных результатов можно сделать вывод о том, что если линейные размеры в направлении x отнести к $h/\sqrt{1 - J_1}$, а в направлении y и z — к h , то форма и положение области взаимодействия и поля параметров (например, V , θ , p_2 в области взаимодействия) слабо зависят для заданных значений α и κ от отношения h_1 при достаточно больших его значениях.

Указанные переменные подобия, очевидно, будут верны и при взаимодействии струи с преградой другой формы при аналогичном рассмотренном в работе расположении ее поверхности относительно оси струи.

В заключение авторы выражают благодарность Ускову В. И. за помощь при выполнении настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Piesik E. T., Koppang R. R., Simkin D. J.* Rocket-exhaust impingement on a flat plate at high vacuum.— AIAA Paper, 1966, М-46.
2. *Лейтес Е. А.* Исследование течения в области взаимодействия двух и четырех струй.— Тр. ЦАГИ, 1974, вып. 1575, с. 3–20.
3. *Иванов М. Я., Назаров В. П.* Исследование «бокового» взаимодействия сверхзвуковой недорасширенной струи идеального газа с поверхностями различной формы.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1974, № 6, с. 3–8.
4. *Дьяконов Ю. Н., Усков В. И.* Расчет сверхзвуковых струй идеального газа методом сеток.— Научн. тр. Ин-та мех. МГУ, 1970, № 5, с. 73–87.
5. *Магомедов К. М., Холодов А. С.* О построении разностных схем для уравнений гиперболического типа на основе характеристических соотношений.— Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1969, № 2, т. 9, с. 373–386.
6. *Игнатов С. Ф., Мирончук Н. С., Храмов Н. Е.* Обтекание сферы двухфазной сверхзвуковой струей.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1978, № 6, с. 171–176.
7. *Мирончук Н. С., Никулин А. Н., Храмов Н. Е.* О расчете взаимодействия истекающей в вакуум сверхзвуковой струи с преградой.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, № 4, с. 157–161.
8. *Лебедев М. Г., Савинов К. Г.* Удар неравномерного сверхзвукового потока газа в плоскую преграду.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1969, № 3, с. 164–171.
9. *Мурзинов И. Н.* Параметры подобия при истечении сильно недорасширенных струй в затопленное пространство.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1971, № 4, с. 143–149.
10. *Лейтес Е. А.* Моделирование силового воздействия сильно недорасширенной струи на плоскую поверхность, параллельную ее оси.— Уч. зап. ЦАГИ, 1975, № 1, с. 113–116.

Москва

Поступила в редакцию
27.IV.1981