

4. Рябинков Г. М., Рябинков А. Г. Экспериментальное исследование обтекания цилиндра с плоским торцом. В сб.: Проблемы прикладной математики и механики. М., «Наука», 1971.
5. Андреев Г. Н., Глаголев А. И., Зубков А. И., Лягушкин Б. Е., Миносцев В. Б. О структуре течения вблизи боковой поверхности и о формировании отрывных зон на телах сегментально-конической формы. Докл. АН СССР, 1976, т. 230, № 3.
6. Мышенков В. И. Отрывные течения около цилиндра с плоским торцом. Изв. АН СССР, МЖГ, 1979, № 2.
7. Авдучевский В. С. Приближенный метод расчета трехмерного ламинарного пограничного слоя. Изв. АН СССР, ОТН, Механ. и машиностр., 1962, № 2.

УДК 533.6.011.5

О РАСЧЕТЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИСТЕКАЮЩЕЙ В ВАКУУМ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ С ПРЕГРАДОЙ

Н. С. МИРОНЧУК, А. Н. НИКУЛИН, Н. Е. ХРАМОВ

(Москва)

Численному расчету взаимодействия сверхзвуковых недорасширенных струй с преградами различной формы посвящено в настоящее время достаточно много работ. Наиболее полно изучен двухмерный случай, для которого получены основные закономерности как при истечении струй в вакуум, когда течение в области взаимодействия определяется только неравномерностью по углу наклона и модулю вектора скорости набегающего потока [1, 2, 3], так и при малых значениях нерасчетности, когда кроме указанной неравномерности набегающего потока на течении в дозвуковой области сказываются граничные эффекты струи [4]. Трехмерный случай рассмотрен в [5], где получено решение для струй малой нерасчетности, когда течение во всей рассматриваемой области сверхзвуковое.

В настоящей работе рассматривается набегание истекающей в вакуум осесимметричной сверхзвуковой струи на преграду достаточно сложной конфигурации и расположенную относительно сопла так, что в области взаимодействия за отошедшей ударной волной имеет место пространственное течение, обладающее плоскостью симметрии. Течение в области взаимодействия описывается системой уравнений движения невязкого совершенного газа с граничными условиями на ударной волне (соотношение Ренкина – Гюнио) и на поверхности преграды (условие непротекания). Другими границами рассматриваемой области являются плоскость симметрии течения и какая-то произвольно выбранная поверхность, расположенная в сверхзвуковой части течения.

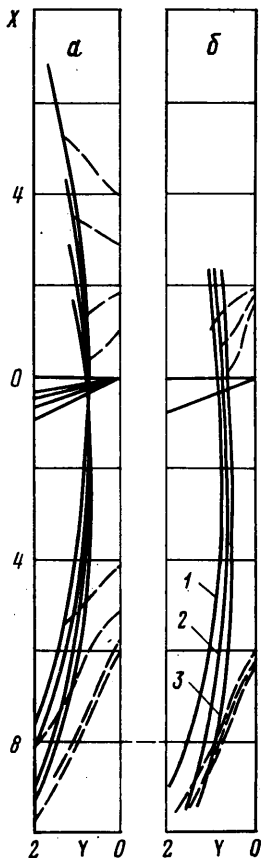
Задача решается методом установления с использованием численной схемы, построенной на основе характеристических соотношений [6], а именно соотношений вдоль нестационарных характеристик, связывающих значения функций на новом временном слое с их значениями на старом в точках пересечения координатных и 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 условия Куранта – Фридрихса – Леви.

Параметры невозмущенной струи определяются либо численно методом сеток [7], либо, для случая больших расстояний между срезом сопла и преградой по аппроксимирующим формулам.

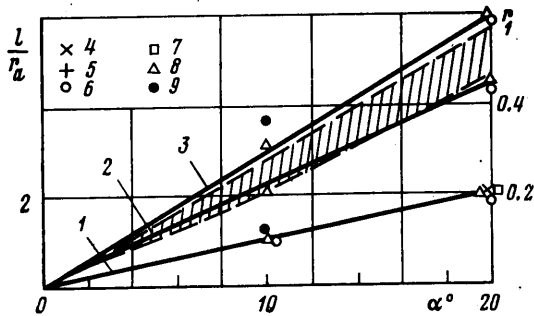
Рассмотрим натекание струи на плоскую поверхность. Результаты расчета для двухмерного случая достаточно полно представлены в [1–4]. Отметим некоторые особенности течения в области взаимодействия для случая, когда значение угла α между осью струи и нормалью к поверхности преграды в плоскости симметрии течения отлично от нуля. С увеличением указанного угла область дозвукового течения в ударном слое смещается относительно оси струи в сторону максимальных углов встречи линий тока невозмущенной струи с поверхностью преграды. В указанном направлении смещается и точка максимального статического давления на поверхности преграды. На фиг. 1, а приведены форма и положение ударных волн и звуковых линий в плоскости симметрии течения для исходных параметров числа Маха на срезе сопла $M_a=3$, угла полураствора конического сопла $\varphi_a=10^\circ$, показателя адиабаты $\kappa=1.4$, расстояния по оси струи от среза сопла до поверхности преграды $h_1=h/r_a=10$

(r_a — радиус выходного сечения сопла, $X=x/r_a$, $Y=y/r_a$), $\alpha=0-25^\circ$. При значении $\alpha=25^\circ$ дозвуковая область практически полностью расположена ниже оси струи.

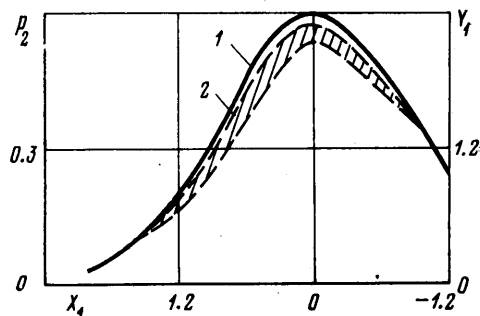
Смещение l/r_a точки максимума давления на поверхности преграды относительно оси струи в зависимости от α для различных исходных параметров показано на фиг. 2. Кривые 1-3 соответствуют значениям $h_1=10, 20, 30$. Точки 4-6 получены для значения $M_a=3$, $\kappa=1.15, 1.25, 1.4$ соответственно, точки 7-8 — $M_a=4$, $\kappa=1.15, 1.25$,



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

точки 9 — $M_a=5$, $\kappa=1.25$. В рассмотренном диапазоне указанная зависимость носит линейный характер. Наблюдается слабое влияние параметров M_a и κ .

На фиг. 1, б приведены форма и положение ударных волн для значений $\kappa=1.4, 1.25, 1.15$ (кривые 1-3 соответственно).

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 струи. Решение двухмерной задачи об обтекании преграды потоком от пространственного источника или истекающей в вакуум сверхзвуковой струей при $h/R \gg 1$ не зависит от h/R , т. е. является автомодельным [3] со следующими переменными подобия: $V(x, y)$, $\theta(x, y)$, $p(h, R) \cdot \rho(h/R)^2$, $\rho(h/R)^2$; V, θ — абсолютная величина и угол наклона вектора скорости к оси в ударном слое, p, ρ — давление и плотность соответственно, R — радиус источника, а для струи — эквивалентного источника, определение которого осуществляется по различным приближенным методам.

Указанные переменные являются переменными подобия и для случая обтекания преграды сверхзвуковой струей при $\alpha \neq 0$ в диапазоне $\alpha=0-20^\circ$. Для больших значений чисел Маха на срезе сопла выход течения в струе на режим источника осуществляется [8] по крайней мере при $h_1 \geq 100$. Однако обработка результатов расчета, полученных для $M_a=3-5$, $\kappa=1.15-1.4$ при $\alpha \neq 0$, в частности по геометрии течения и

давлению на поверхности преграды, показывает на то, что решение для каждой конкретной струи выходит на автоподобность уже при $h_1 \geq 20$. Радиус эквивалентного источника определяется по предложенному в [8] методу.

Отмеченная выше особенность течения в струе позволяет характеризовать его на достаточно большом расстоянии от среза сопла величинами I, Q, V_m, κ (I — импульс газа на срезе сопла, Q — расход газа через сопло, V_m — максимальная скорость истечения в пустоте). На этой основе были получены [9] параметры подобия при истечении сильно недорасширенных струй в затопленное пространство, распространяющиеся в некоторых случаях и на течение при взаимодействии струй с преградами. В частности, используя соотношение

$$(1) \quad R_2 \sim R_1 \sqrt{1-I_1}, \quad I_1 = \frac{I}{QV_m} = \left(1 + \frac{1}{\kappa M_a^2}\right) \left(1 + \frac{2}{(\kappa-1)M_a^2}\right)^{-1/2}$$

между продольным R_1 и поперечным R_2 масштабами, справедливое для одиночной невозмущенной струи, была построена [10] в переменных подобия универсальная зависимость для определения распределения давления на поверхности преграды в случае $\alpha = \pi/2$.

Применяя аналогичный подход, можно указать переменные подобия и для случая углов α , близких к нулю.

Введем в плоскости симметрии течения ортогональную систему xu координат с началом в точке максимума давления на поверхности преграды и такую, что ось u совпадает с нормалью к поверхности.

Обозначим через $r = x \cos \alpha$, тогда для расстояния от точки максимума давления на поверхности преграды до оси струи будем иметь $r_0 = l \cos \alpha$.

Для больших значений h_1 можно записать соотношение $r_0/h = f(I_1, \kappa, \alpha, r_a/h)$ которое с использованием (1) переписывается в виде

$$(2) \quad r_1 = r_0/h \sqrt{1-I_1} = f_1(I_1, \kappa, \alpha, r_a/h).$$

Для заданного α при больших значениях M_a функция f_1 должна слабо зависеть от остальных аргументов. Данные обработки результатов расчета, приведенные на фиг. 2 (заштрихованная полоса), подтверждают сказанное.

Используя 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, для давления на поверхности преграды в плоскости симметрии течения запишем

$$(3) \quad p_2 = \frac{p_1 h_1^2 (1-I_1)}{(1+\kappa M_a^2)} = \varphi \left(I_1, \kappa, \alpha, \frac{r}{r_0}, \frac{r_a}{h} \right)$$

где $p_1 = p/p_a$ (формула (3) получается, если в формуле Ньютона сделать замену $\rho V^2 \sim I/h^2$ и выразить $\sin \gamma$ через h и u с использованием соотношения (2), p_a — давление на срезе сопла).

Обработка результатов расчета в соответствии с формулой (3) показывает не то, что для фиксированных значений α и r/r_0 функция φ слабо зависит от остальных аргументов. В подтверждение сказанного на фиг. 3 построена зависимость p от $x_1 = x/h \sqrt{1-I_1}$ в диапазоне $h_1 = 10-30$.

Кривая 1 соответствует исходным данным $M_a = 4, 5, \kappa = 1.15-1.25, \alpha = 10^\circ$, кривая 2 — $M_a = 3, 4, \kappa = 1.25-1.4, \alpha = 20^\circ$.

Необходимо отметить, что при $h_1 \geq 20$ все результаты ложатся практически на одну кривую, а полоса разброса для значения $\alpha = 20^\circ$ получается из-за данных, соответствующих расстоянию $h_1 = 10$, при котором сказывается влияние близости сопла, в частности течения в волне разрежения.

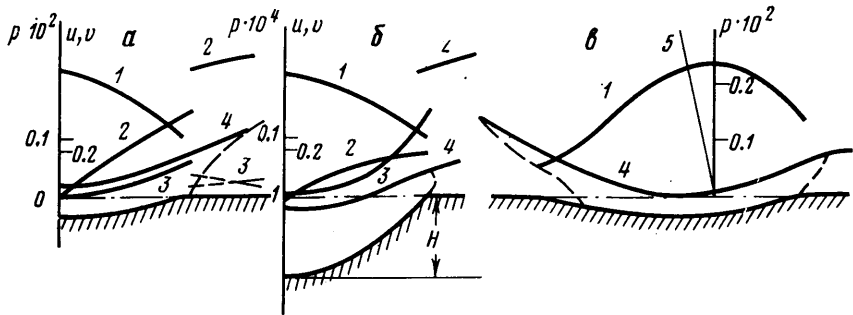
В качестве примера расчета более сложного течения рассмотрен случай набегающего истекающей в вакуум струи на плоскую поверхность со сферической выемкой. Поверхность располагалась на расстоянии $h_1 = 10$, диаметр выемки $d/r_a = 12$, глубина $H_1 = H/r_a = 1, 2, 3.6, \alpha = 0, 10^\circ$. Расчет проводился на разностной сетке, содержащей 11×21 точек для случая $\alpha = 0$ и $11 \times 11 \times 11$ точек для случая $\alpha = 10^\circ$, сквозным образом без выделения особенности (угловая точка, из которой выходит веер волн разрежения).

Приведенные на фиг. 4 данные получены через 500 шагов по времени, когда качественная картина течения в области взаимодействия практически установилась. Результаты иллюстрируют изменение формы и положения ударной волны и звуковой линии, а также газодинамических параметров на поверхности преграды в зависимости от глубины выемки H_1 и угла α .

Представленные на фиг. 4, а, б данные соответствуют случаю $\alpha = 0, H_1 = 1$ и 3.6, на фиг. 4, в — $\alpha = 10^\circ, H_1 = 1$, кривая 1 — распределение давления p , отнесенного к $\rho_0 V_m^2, \rho_0$ — плотность адiabатически заторможенного потока, кривые 2 и 3 — распределение составляющих u и v скорости, отнесенной к V_m , на оси сферической

системы координат, кривая 4 — ударная волна, пунктиром обозначены звуковые линии, 5 — ось струи. Звуковая скорость на поверхности преграды при $\alpha=0$ достигается в точке излома контура. Это косвенно показывает на то, что численная схема правильно реагирует на имеющуюся особенность.

Звуковые линии для значений $N_1=1$ и 2 качественно совпадают, хотя для $N_1=2$ звуковая точка на ударной волне достигается несколько дальше от оси струи и трансзвуковая область имеет форму узкой полосы, прилегающей к ударной волне. При $N_1=3.6$ картина течения в выемке заметно меняется — разгон пото-



Фиг. 4

ка от критической точки становится менее интенсивным, а звуковые точки на поверхности преграды и ударной волне располагаются практически на одном расстоянии от оси струи.

Отметим, что расчеты проводились в сферической системе координат, начало которой при $\alpha=0$ располагалось на оси струи на расстоянии $L/r_a=70$ от среза сопла.

Для контроля точности расчетов вычислялась энтропийная функция на поверхности преграды, разброс ее значений для случая обтекания плоской стенки составлял 2–5%. Проводилось также сравнение результатов расчета взаимодействия струи с плоской преградой для случая $M_a=3$, $\kappa=1.4$, $\varphi_a=10^\circ$, $h_1=10$, $\alpha=0$ по методу работы [3] и по методу настоящей работы. Расчет проводился в том и другом случаях на разностной сетке, содержащей 11×21 точек. Сравнение распределения давления на поверхности преграды, формы и положения ударной волны показало на хорошее согласование результатов. Некоторое различие наблюдалось в форме звуковой линии.

Поступила 15 V 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Eastman D. W., Bonnetta J. P. Flowfield of highly underexpanded jet impinging on a surface. *AJAA Journal*, 1966, vol. 4, No. 7 (рус. перев.: Истмен, Боннета. Поле течения при взаимодействии сильно недорасширенной струи с поверхностью. *Ракетная техника и космонавтика*, 1966, т. 4, № 7).
2. Храмов Н. Е. Расчет взаимодействия осесимметричной сверхзвуковой недорасширенной струи с преградой. *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1966, № 5.
3. Лебедев М. Г., Савинов К. Г. Удар неравномерного сверхзвукового потока газа в плоскую преграду. *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1969, № 3.
4. Дубинская Н. В., Иванов М. Я. Численное исследование стационарных режимов взаимодействия сверхзвуковой недорасширенной струи с плоской преградой, расположенной перпендикулярно к ее оси. *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1976, № 5.
5. Иванов М. Я., Назаров В. П. Исследование «бокового» взаимодействия сверхзвуковой недорасширенной струи идеального газа с поверхностями различной формы. *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1974, № 6.
6. 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, т. 9, № 2.
7. Дьяконов Ю. Н., Усков В. И. Расчет сверхзвуковых струй идеального газа методом сеток. *Тр. НИИ мех. МГУ*, 1970, № 5.
8. Аверенкова Г. И., Ашратов Э. А. Истечение сверхзвуковой струи в вакуум. В сб.: *Вычислительные методы и программирование*, вып. 7. М., Изд-во МГУ, 1967.

9. Мурзинов И. Н. Параметры подобия при истечении сильно недорасширенных струй в затопленное пространство. Изв. АН СССР. МЖГ, 1971, № 4.
10. Лейтес Е. А. Моделирование силового воздействия сильно недорасширенной струи на плоскую поверхность, параллельную ее оси. Уч. зап. ЦАГИ, 1975, т. 6, № 1.

УДК 532.525.2

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ В СЛОЕ СМЕШЕНИЯ НАЧАЛЬНОГО УЧАСТКА СПУТНОЙ НЕДОРАСШИРЕННОЙ СТРУИ

И. М. КАРПМАН, В. Д. ТРАСКОВСКИЙ

(Москва)

Представлены результаты экспериментального исследования течения на начальном участке турбулентной недорасширенной струи, вытекающей из профилированного сопла с числом Маха на срезе $M_a=2.56$ в спутный поток с числом Маха $M_\infty=3.1$.

На основании анализа результатов измерения полей полного напора p_0 , температуры торможения T_0 и результатов расчета струи идеального газа получен профиль скорости в слое смешения недорасширенной струи в спутном сверхзвуковом потоке.

Важное свойство широкого класса турбулентных струйных течений вдали от источника возмущения состоит в приближенной автомодельности и универсальности безразмерного профиля продольной составляющей избыточной скорости [1, 2]. В число экспериментально исследованных случаев не входит, однако, случай истечения недорасширенной сверхзвуковой струи в спутный сверхзвуковой поток. В работе [3] для турбулентных недорасширенных струй, вытекающих в спутный сверхзвуковой поток, в широком диапазоне параметров экспериментально установлена автомодельность по степени нерасчетности струй полей полного напора и температуры торможения. Установленная автомодельность полей может быть использована при построении приближенных методов расчета недорасширенных струй. Для этих же целей полезно знать вид профиля скорости в вязком слое недорасширенной струи.

Схема течения на начальном участке спутной недорасширенной струи при степени нерасчетности $n=p_a/p_\infty=16$ приведена на фиг. 1 в координатах $y-x$, отнесенных здесь и ниже к радиусу сопла. Линии 1-3 обозначают висчий, отраженный и внешний скачки уплотнения, линии 4-6 - «границы» струи, определенные по значениям безразмерной избыточной температуры торможения $T=(T_0-T_{0\infty})/(T_{0a}-T_{0\infty})$, соответственно равным 0.05, 0.5 и 0.95. Здесь P_a и P_∞ - статические давления на срезе сопла и во внешнем потоке, T_{0a} и $T_{0\infty}$ - температуры торможения струи и внешнего потока, T_0 - температура торможения газа в точке измерения.

Расширение струи у кромки сопла приводит к увеличению ее поперечного размера и отклонению слоя смешения, развивающегося на границе струи, в сторону спутного потока. Слой смешения постепенно поглощает пограничный слой, который образуется на наружной поверхности сопла. Взаимодействие расширяющейся струи с внешним потоком приводит вначале к некоторому поджатию слоя смешения. От места поджатия слоя смешения до отраженного скачка уплотнения ширина слоя растет примерно линейно (линия 7 на фиг. 1). При пересечении отраженного скачка уплотнения слой смешения претерпевает новое поджатие, связанное, в частности, с тем, что в точках пересечения с отраженным скачком внутренней ($T=0.05$) и внешней ($T=0.95$) границ слоя смешения интенсивность скачка различна. Одновременно отметим, что при степени нерасчетности $n=5.3$ внутренняя граница слоя смешения за отраженным скачком уплотнения приближенно параллельна оси струи до расстояния $x/R_a \approx 24$, которое почти в 3 раза превышает расстояние от среза сопла до центрального скачка уплотнения.

Результаты измерения полей полного напора $p_{01}=p_0/p_{0\infty}$ (здесь p_0 - полный напор в текущей точке, $p_{0\infty}$ - то же в спутном потоке) и безразмерной избыточной температуры торможения T приведены на фиг. 2-3. На фиг. 2 приведены «начальные» профили давления p_{01} и температуры T в сечении $x=0.1$ для $n=16$; 26 (кривые 1, 3 и 2, 4 соответственно). Существенным является наличие на внешней и внутренней поверхностях сопла пограничных слоев с развитым профилем температуры торможения, образованным за счет теплообмена через стенку сопла между внутренним и внешним потоками. Толщина внешнего динамического пограничного слоя, определенная по профилю p_{01} , равна примерно радиусу сопла, а толщина теплового слоя, определенная по профилю T , равна пример-