

01;03

Модель ударного запуска клиновидного сопла с учетом отрыва течения

© В.Г. Масленников, В.А. Сахаров

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 30 декабря 1995 г. В окончательной редакции 12 ноября 1996 г.)

В рамках решения задачи о распаде произвольного разрыва на скачке площади сечения канала рассматривается движение стартовых газодинамических разрывов и отрывного течения, возникающего при ударном запуске клиновидного сопла. Проводится сравнение результатов расчета с данными экспериментальных измерений пространственно-временных зависимостей стартовых разрывов при ударном запуске затопленных струй в широком диапазоне изменения определяющих параметров течения: отношений давлений $100 < \bar{p} < 1700$ и скоростей звука $0.21 < \bar{a} < 2.4$ истекающего и затопляющего газов, сорта истекающего газа $1.16 < \gamma < 1.67$ и их сочетания. Анализируется возможность использования этой модели для определения времени установления безотрывного сверхзвукового течения в клиновидном сопле при ударном запуске слабо недорасширенных и перерасширенных струйных течений.

Для описания процессов, сопровождающих ударный запуск гиперзвуковых сопел и сильно недорасширенных струй, создана модель радиального внезапно включенного стационарного источника [1]. Здесь, как и в численных расчетах [2,3], описывающих процесс ударного запуска затопленных струй, установление сверхзвукового течения в сопле связывается с приходом в заданное сечение волны торможения, представляющей собой поверхность, нормальную к линиям тока. В реальности время установления течения в сопле при запуске слабо недорасширенных и перерасширенных струй определяется динамикой отрывного течения внутри сопла, одним из элементов ударно-волновой структуры которого является косой скачок уплотнения, разделяющий сверхзвуковой поток в сопле и отрывное струйное течение.

Исследования теневых картин и интерферограмм течения, реализующегося при запуске клиновидных сопел, а также их сравнение с картинками стационарного отрывного течения в таких соплах [4] показали, что струйное течение за точкой отрыва представляет собой плоский поток, движущийся на некотором удалении вниз по потоку от точки отрыва почти параллельно плоскости симметрии сопла. На основании этого факта рассмотрим упрощенную газодинамическую структуру течения, возникающего при ударном запуске клиновидного сопла. Пусть в некотором сечении сопла реализуется отрывное течение, в результате которого поток истекающего газа при переходе через косой скачок поворачивается на угол, равный углу полураствора сопла. При этом за точкой отрыва образуется область одномерного течения. Вследствие отражения косой волны от плоскости симметрии сопла одномерность течения в центральной части нарушается. В дальнейшем будем пренебрегать влиянием этой части потока на общую картину течения. Сверхзвуковое течение перед косым скачком предполагается радиальным. В области за стартовой ударной волной и в окрестности фронта истекающего газа реализуется пространственное течение.

Как показали экспериментальные исследования запуска затопленных струй различных газов [5], скорость движения сечения отрыва в сопле в значительной степени определяется скоростью перемещения предшествующих ему газодинамических разрывов. Этот экспериментальный факт, а также результаты исследования [6] определили направление поиска решения этой задачи в несколько отличной от традиционных подходов постановке.

Определим скорости стартовой волны и контактной поверхности из решения задачи о распаде разрыва в канале со скачкообразным изменением площади сечения. В этом случае число Маха ударной волны M_1 за скачком площади сечения определяется соотношением

$$\bar{p} = \frac{2\gamma_1 M_1^2 - (\gamma_1 - 1)}{(\gamma_1 + 1)g} \times \left[1 - \frac{\gamma - 1}{\gamma_1 + 1} \frac{g^{-\frac{\gamma-1}{2\gamma}}}{\bar{a}} (M_1 - 1/M_1) \right]^{-\frac{2\gamma}{\gamma-1}}, \quad (1)$$

где $\bar{p} = P_0/P_1$ и $\bar{a} = a_0/a_1$ — отношение давлений и скоростей звука газов по разные стороны от разрыва; γ и γ_1 — показатели адиабаты этих газов.

Применительно к ударному запуску сверхзвукового сопла эти параметры определяются начальными условиями истечения. Поскольку в рассматриваемых режимах в горловине сопла всегда достигаются критические значения параметров потока, то в этом случае параметр g является однозначной функцией величины относительного изменения площади сечения канала. Так, для дозвуковой части сопла g определяется отношением площадей сечения канала ударной трубы и критического сечения сопла. Скорости ударной волны и контактной поверхности в критическом сечении сопла, которые являются одновременно входными параметрами для его сверхзвуковой части, выражаются соответственно

$$V_1 = M_1 a_1, \quad V_2 = \frac{2a_1}{\gamma_1 + 1} (M_1 - 1/M_1). \quad (2), (3)$$

Воспользуемся решением (1)–(3) при расчете скорости стартовой волны и контактной поверхности в сверхзвуковой части сопла, определив значение параметра g как функцию отношения площади критического сечения к площади сечения сопла, где в данный момент времени находится граница области стационарного течения. Для режимов истечения газа в разреженное пространство (вакуум) эта граница представляет собой поверхность слабого разрыва газодинамических параметров, при пересечении которой вектор скорости потока не изменяет своего направления. При запуске затопленных струй возникает система интенсивных вторичных ударных волн, вызывающая отрыв потока. Сечение сопла, проходящее через точку отрыва потока, — сечение отрыва будем полагать совпадающим с границей области стационарного течения. Вычисленные в этом случае значения скоростей стартовых газодинамических разрывов соответствуют истечению в прямой канал, площадь сечения которого равно площади сечения отрыва. Пространственный характер течения в области между стартовой волной и контактной поверхностью способствует уменьшению скорости этих разрывов. Для учета этого полученные значения V_1 и V_2 должны быть скорректированы в соответствии с их положением в сопле. Используя соотношение Чизнелла, где по известному отношению площадей сечения отрыва и сечения, в котором в данный момент находится стартовая волна, определяется скорость последней, а по соотношению (3) — скорость контактной поверхности.

Анализ интерферограмм течения показал, что максимум интенсивности косоугольного скачка реализуется вблизи точки отрыва. Это позволяет предположить, что движение косоугольного скачка определяется течением вблизи этой точки и вследствие этого может быть рассмотрено как движение плоской косоугольной волны в установившемся сверхзвуковом однородном потоке идеального газа. Изменение нормальных составляющих скоростей при переходе через косоугольный скачок дается соотношением

$$\frac{U_1 \sin(\alpha) - W \sin(\alpha - \theta)}{(U_2 - W) \sin(\alpha - \theta)} = \bar{\rho}_{21}, \quad (4)$$

где α — угол между вектором скорости набегающего потока U_1 и плоскостью косоугольного скачка, θ — угол отклонения потока, W — скорость косоугольной ударной волны в направлении вектора скорости потока U_2 за скачком, $\bar{\rho}_{21}$ — отношение плотностей справа и слева от скачка.

Взяв в качестве масштаба скорости сечения отрыва значение скорости потока за ним, разделим числитель и знаменатель левой части (4) на $U_2 \sin(\alpha - \theta)$ и с учетом равенства тангенциальных составляющих скоростей $U_1 \cos(\alpha) = U_2 \cos(\alpha - \theta)$ получим

$$\frac{\tau - w}{1 - w} = \bar{\rho}_{21}. \quad (5)$$

Здесь введены обозначения $\tau = \operatorname{tg}(\alpha) / \operatorname{tg}(\alpha - \theta)$ и $w = W / U_2$. Поделив правую и левую части (5) на w ,

потребуем экстремума полученного соотношения

$$\frac{\tau/w - 1}{1 - w} = \frac{\bar{\rho}_{21}}{w}. \quad (6)$$

Так как течение по обе стороны скачка предполагается установившимся, то дифференцирование левой части проводится только по переменной w . В этом случае экстремум (6) будет достигнут при выполнении условия

$$w = \tau - (\tau^2 - \tau)^{1/2}. \quad (7)$$

С учетом выбора знака перед круглой скобкой, продиктованного физическими соображениями, можно утверждать, что условие (7) реализует максимум отношения $\bar{\rho}_{21}/w$.

Физический смысл последнего условия, принятого нами в качестве постулата, становится понятным при рассмотрении этого отношения в размерных величинах. Входящие в числитель этого отношения ρ_2 и U_2 монотонно возрастают и убывают соответственно при уменьшении скорости волны W . В этом случае их произведение $\rho_2 U_2$ имеет экстремум и его реализация соответствует течению с максимальным удельным расходом газа за сечением отрыва.

Подстановка (7) в (5) позволяет выразить скорость сечения отрыва w через отношение плотностей $\bar{\rho}_{21}$

$$w = \frac{1}{2 - 1/\bar{\rho}_{21}}. \quad (8)$$

Величина w принимает значение 1 при вырождении ударной волны в звуковое возмущение и асимптотически приближается к значению 0.5 при увеличении $\bar{\rho}_{21}$. Наиболее сильная зависимость w от $\bar{\rho}_{21}$ реализуется для значений $\bar{\rho}_{21}$, близких к 1. Заметим, что соотношение (8) не зависит от характера течения и может быть получено при рассмотрении движения прямого скачка уплотнения.

Очевидно, что выбор зависимости $\bar{\rho}_{21}(t, x)$ определяет движение сечения отрыва. Будем считать, что интенсивность косоугольного скачка является функцией только его положения в сопле. Тогда поворот потока на заданный угол θ возможен при значениях числа Маха набегающего потока, больших некоторого минимального M_m . Соответствующее этому случаю значение отношения плотностей $\bar{\rho}_m$ в выражении (5) реализуется при минимуме τ , который достигается при максимальном значении угла

$$\alpha_m = \operatorname{arctg}(\operatorname{tg}(\theta) + 1/\cos(\theta)). \quad (9)$$

Максимальное значение отношения плотностей определяется сортом газа и равно $\bar{\rho}_{\max} = (\gamma + 1)/(\gamma - 1)$. Так для угла отклонения потока $\theta = 15^\circ$ и значения $\gamma = 1.16$ диапазон изменения отношения плотностей составляет $2.79 < \bar{\rho}_{21} < 13.5$, что соответствует изменению скорости движения сечения отрыва в пределах $0.609 < w < 0.519$. Заметим, что приведенная оценка скорости удовлетворительно согласуется с результатами

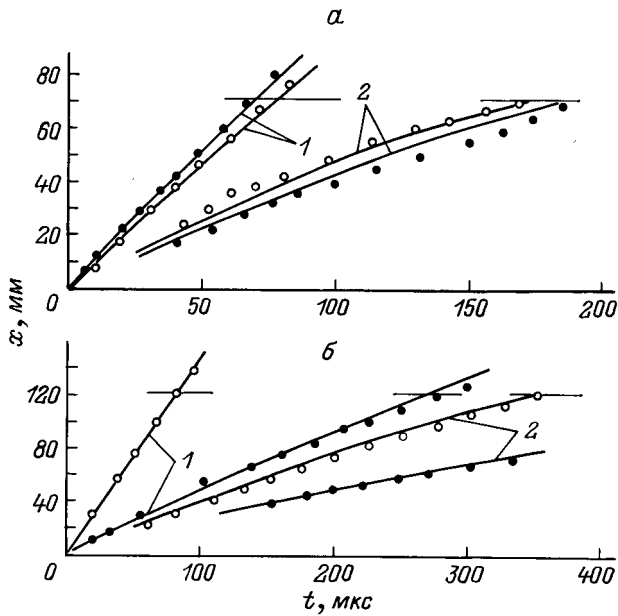


Рис. 1.

измерения начальной скорости точки отрыва [5]. Отношение плотностей по обе стороны от скачка равно

$$\bar{\rho}_{21} = \frac{(\gamma + 1)[M \sin(\alpha)]^2}{(\gamma - 1)[M \sin(\alpha)]^2 + 2}, \quad (10)$$

где M — число Маха потока перед сечением отрыва.

В общем случае число Маха определяется разностью скоростей сверхзвукового потока и сечения отрыва. Однако незначительная зависимость величины w от значения $\bar{\rho}_{21}$ в соотношении (8) дает некоторую свободу в выборе последней. Для простоты нахождения решения положим число M в выражении (10) равным числу Маха стационарного потока в сопле.

Итак, решение задачи о запуске сопла строится следующим образом. По начальным условиям истечения рассчитываются значения скоростей стартовой волны и контактной поверхности в критическом сечении сопла, которые определяют положение этих разрывов на первом временном шаге. В последующие моменты времени решение системы (5), (7), (9), (10) дает значения углов α и θ , а также скорости косога скачка w при известном положении его в сопле до момента равенства угла поворота потока θ заданному, например, углу полураствора сопла. При этом значение плотности $\bar{\rho}_{21}$ изменяется от 1 до $\bar{\rho}_m$ с увеличением M . С учетом характера зависимости (8) при малых значениях $\bar{\rho}_{21}$ и допущений, сделанных относительно этой же величины в соотношении (10), можно ожидать появления большой ошибки в определении w в начальные моменты времени. Однако размер этого участка сопла порядка высоты критического сечения, что составляет незначительную долю от общей его длины. Как показал расчет, это не оказывает заметного влияния на определение времени запуска

сопла. Далее движения сечения отрыва определяются решением (5), (7), (10) при постоянном угле отклонения потока. По известному положению в сопле сечения отрыва вычисляются скорости стартовой ударной волны и контактной поверхности. Численное интегрирование по времени позволяет построить траектории движения в сопле стартовых разрывов и определить время его запуска.

На рис. 1 показаны рассчитанные траектории движения стартовой волны (1) и точки отрыва (2), а также данные эксперимента (значки), соответствующие запуску двух сопел различной степени расширения с углом $\theta = 15^\circ$. Горизонтальная линия на графике обозначает выходное сечение сопла. На рис. 1, а показано сравнение расчетных данных с экспериментом при истечении струй аргона (темные кружки — $\bar{p} = 114$, $\bar{a} = 2.38$) и углекислого газа (светлые — $\bar{p} = 100$, $\bar{a} = 2.39$) из сопла с относительным расширением 10 в пространство, заполненное газом того же сорта. На рис. 1, б сравниваются результаты расчета и эксперимента при формировании струи тетрафторметана, истекающей из сопла с относительным расширением 31 в пространство, заполненное тем же газом (темные кружки — $\bar{p} = 157$, $\bar{a} = 1.49$) и газом другого сорта — водородом (светлые $\bar{p} = 184$, $\bar{a} = 0.21$). Результаты расчета выполнены при значении $\theta = 15^\circ$ и находятся в хорошем соответствии с данными эксперимента. Отличие расчетного времени запуска сопла от измеренного в эксперименте для этих режимов не превышает 5%. Расчетные значения угла наклона скачка α к образующей сопла также соответствуют результатам экспериментальных измерений.

Увеличение начального перепада давления \bar{p} при прочих равных условиях приводит к уменьшению интенсивности вторичной ударной волны и вырождению ее в звуковую при истечении в вакуум. В последнем случае реализуется безотрывное течение в сопле. Очевидно, что для режимов истечения с достаточно большим отношением начальных давлений угол отклонения потока будет меньше угла полураствора сопла. Одним из основных параметров задачи, определяющих динамику стартового процесса, является число M_1 в соотношении (1). Кажется целесообразным связать значение угла отклонения потока θ со значением этого параметра в критическом сечении сопла. Так, для режимов истечения в разреженное пространство при стремлении значения \bar{p} к бесконечности, а числа Маха к своему предельному

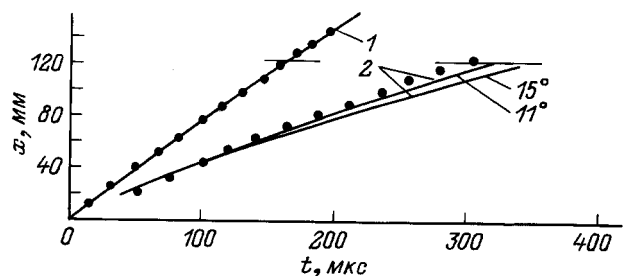


Рис. 2.

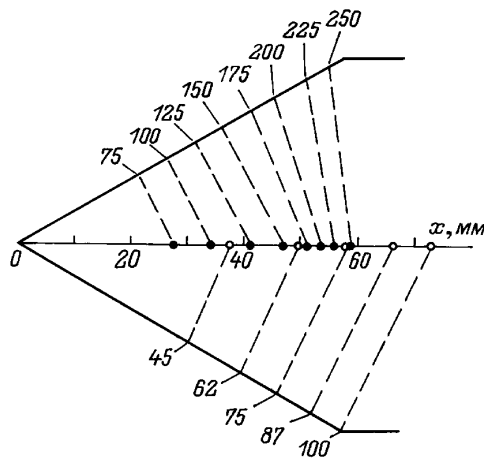


Рис. 3.

значению M_m угол отклонения потока θ становится равным нулю. При уменьшении \bar{p} и соответственно значения M_1 угол θ принимает значения, близкие к значению угла полураствора сопла θ_0 . В качестве аппроксимирующей зависимости может быть взята, например, следующая:

$$\theta/\theta_0 = 1 - M_1/M_m. \quad (11)$$

На рис. 2 значками показаны полученные в эксперименте траектории стартовых разрывов, соответствующих истечению тетрафторметана в тот же газ при $\bar{p} = 1717$, $\bar{a} = 1.53$ из сопла с относительным расширением 31, а также результаты расчета (кривые расчета 1, 2), выполненного при различных углах отклонения потока. Видно, что траектория сечения отрыва, рассчитанная при значении $\theta = 11^\circ$, определенного из (11), находится в лучшем соответствии с экспериментом, чем траектория, построенная при значении $\theta = 15^\circ$.

Используя соотношение (11), был произведен расчет траекторий движения стартовых газодинамических разрывов при ударном запуске клиновидного сопла с углом полураствора $\theta = 15^\circ$ для режимов истечения различных газов $1.16 < \gamma < 1.67$ в затопленное пространство, заполненное либо тем же газом, либо водородом. При этом отношение начальных давлений и скоростей звука на входе в сопло изменялось в диапазоне $100 < \bar{p} < 1700$ и $0.21 < \bar{a} < 2.4$ соответственно. Во всем рассматриваемом диапазоне изменения определяющих параметров истечения расхождение расчетного времени запуска сопла от экспериментального не превышало 10%.

В изложенном подходе к решению задачи о запуске сопла предполагается, что пространственное течение в области между стартовой волной и контактной поверхностью не влияет на параметры течения за точкой отрыва. Это условие будет нарушено при дозвуковых скоростях истекающего газа за сечением отрыва или спутного потока затопляющего газа за ударной волной. Реализация дозвуковых значений скорости потока за точкой отрыва свидетельствует о достижении границы применимости

данной модели в области малых отношений начальных давлений. Как показали эксперименты, наибольшее влияние на процесс запуска области пространственного течения обнаруживается при резком изменении формы канала, например при выходе стартовых разрывов из сопла. На рис. 3 значками показаны взятые из эксперимента [7] положения точки пересечения косых ударных волн вдоль плоскости симметрии клиновидного сопла, переходящего в канал постоянного сечения, в последовательные моменты времени (на графике показаны цифры в мкс). Вдоль образующей сопла (угол полураствора $\theta = 30^\circ$) отложены координаты точки отрыва потока, полученные в результате расчета по соотношениям (5), (7), (9), (10). Точки на оси и на образующей сопла, соответствующие одинаковым моментам времени от начала истечения, соединены штриховыми линиями. Для режима истечения азота при значениях $\bar{p} = 170$, $\bar{a} = 3.12$ (светлые кружки) реализуется сверхзвуковой поток за сечением отрыва. В этом случае наблюдается равенство скоростей точки отрыва и точки пересечения косых скачков по всей длине сопла, что выражается в сохранении параллельности линий. Для режима с дозвуковым отрывным течением $\bar{p} = 20$, $\bar{a} = 1.62$ (темные кружки в верхней части рисунка) параллельность линий нарушается к моменту времени, равному примерно 175 мкс. Сравнение с экспериментом показало, что для таких режимов расчетная скорость точки отрыва превышает реализуемую в эксперименте, начиная с момента выхода контактной поверхности из сопла. Эта тенденция сохраняется как при переходе сопла в канал постоянного сечения, так и при его выходе в неограниченное пространство. Для сопла с углом полураствора 5° были получены аналогичные результаты.

Влияние спутного дозвукового потока на движение сечения отрыва также наиболее сильно проявляется при изменении формы канала. Как показали эксперименты, при выходе стартовых разрывов из сопла в неограниченное пространство скорость сечения отрыва может изменяться как в сторону увеличения, так и уменьшения в зависимости от параметров течения за стартовой ударной волной. Заметим, что подобные эффекты уже отмечались в работе [5].

Список литературы

- [1] Чекмарев С.Ф., Станкус Н.В. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 8. С. 1576–1583.
- [2] Британ А.Б. // Тр. Института механики МГУ. 1976. № 43. С. 48–57.
- [3] Григоренко В.Л. // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1980. № 1. С. 120–127.
- [4] Добрынин Б.М., Масленников В.Г., Сахаров В.А. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 12. С. 2390–2392.
- [5] Масленников В.Г., Сахаров В.А. // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 8. С. 190–194.
- [6] Добрынин Б.М., Масленников В.Г., Сахаров В.А. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 1. С. 118–124.
- [7] Баженова Т.В., Гвоздева Л.Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн. М.: Наука, 1977. С. 274.