

УДК 532.526

РЕЖИМЫ ОБТЕКАНИЯ, ФОРМИРУЕМЫЕ ПРОТИВОТОЧНОЙ СТРУЕЙ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

В. М. Фомин, А. А. Маслов, А. П. Шашкин,
Т. А. Коротаева, Н. Д. Малмус*

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск
*Научный центр "Роквелл", Саузенд Оукс, Калифорния, США

Представлены результаты исследования влияния напора, числа Маха и температуры струи, выдуваемой из обтекаемого тела навстречу свободному сверхзвуковому течению, на формирование режимов обтекания. Указаны режимы обтекания, обеспечивающие наибольшее уменьшение сопротивления тела, дано описание механизма формирования структуры потока в режиме LPM, найден приближенный критерий, позволяющий определить диапазон существования различных режимов проникновения струи в поток.

В настоящее время проявляется значительный интерес к исследованию нетрадиционных методов управления суммарными аэродинамическими характеристиками аппарата. В ряде работ (см., например, [1–11]) рассматриваются способы изменения структуры течения перед телом, что оказывает влияние на силы и моменты, действующие на аппарат. При этом вопросы эффективности и возможности технической реализации этих методов зачастую остаются нерешенными.

Одним из реальных способов воздействия на поток может быть струя, выдуваемая из обтекаемого тела навстречу свободному течению. Встречная струя формирует различные структуры потока, которые сильно зависят от параметров набегающего потока и таких параметров истекающей струи, как давление, число Маха на выходе из сопла и температура. Структура потока зависит также от геометрии тела и соотношения диаметров выходного отверстия и затупления.

Изучению воздействия встречных струй на структуру потока посвящен ряд экспериментальных работ [3–9], в которых показано, что струя, выдуваемая из передней части тела, вызывает перераспределение давления на боковой поверхности и существенно меняет аэродинамические характеристики обтекаемого аппарата.

В работе [4] исследованы возможные режимы проникновения сверхзвуковой "холодной" струи в набегающий поток. В [3, 5–8] рассматривались плазменные противоточные звуковые струи. Как правило, рассматривалось истечение сверхзвуковых струй в сверхзвуковой поток [3–7]. Отмечено, что в зависимости от определяющих задачу параметров глубина проникновения струи в набегающий поток может быть малой (short penetration mode (SPM)) или большой (long penetration mode (LPM)). Если структура SPM достаточно хорошо изучена [9], то структура LPM не определена достаточно четко. По этой причине в некоторых работах режимы, являющиеся, по сути, режимами SPM, отнесены к режимам LPM.

Работа выполнена при финансовой поддержке Научного центра "Роквелл" (США) (контракт № B8S413840).

Существует две гипотезы, объясняющие уменьшение сопротивления тела с истекающей струей:

1. Возникающие в струе высокочастотные возмущения, в том числе за счет неустойчивости в сдвиговом слое, разрушают головной скачок и тем самым уменьшают сопротивление истекающей струе [6].

2. Основную роль в происходящих явлениях играют массорасходные процессы, формирующие новую газодинамическую структуру обтекания тела [8].

Проведенные расчеты, удовлетворительно согласующиеся с данными экспериментов, позволяют сделать вывод о том, что более предпочтительна вторая гипотеза.

В настоящей работе предпринята попытка обобщить разрозненные экспериментальные данные с помощью численного моделирования, указать режимы обтекания, наиболее эффективно влияющие на сопротивление тела, описать механизм формирования структуры потока в режиме LPM, найти приближенный критерий, позволяющий определить диапазон существования различных режимов обтекания.

Исследование проводилось в рамках модели невязкого газа с помощью метода конечных объемов. Применялась центрально-разностная неявная расчетная схема второго порядка аппроксимации. Методом сквозного счета решалась нестационарная задача установлением по времени. В качестве начальных данных использовалось предварительное решение без струи. На границах внешней области ставились условия в набегающем потоке, на выходной границе расчетной области принимались условия равенства нулю второй производной от параметров потока по направлению скорости. На теле выполнялось условие непротекания. На выходе струи параметры определялись из решения одномерной изэнтропической задачи истечения газа из сосуда при известных параметрах (считались известными число Маха на выходе, температура торможения и давление торможения).

Структура потока при различных режимах обтекания. Если удельный импульс струи не превышает удельного импульса в потоке между головной ударной волной и телом, то истечение струи происходит в режиме SPM. Детальное описание схемы такого течения дано в [9], где также отмечается, что струя с коротким проникновением действует в области между затуплением и ударной волной. Она оттесняет головной скачок и, сносимая встречным потоком, образует над боковой поверхностью аппарата некоторую достаточно разреженную зону возвратного течения (рис. 1).

Если удельный импульс струи превосходит удельный импульс набегающего на струю потока, то формируется сверхзвуковое течение со стабильной многоблочной структурой (LPM). В таком режиме струя выходит за пределы головного скачка уплотнения. Перед затуплением формируется зона возвратного течения. Возникает тороидальный вихрь с мало изменяющимся давлением внутри области возвратного течения. В рамках невязкого приближения, используемого в настоящей работе, этот вихрь чисто динамический и образуется вследствие того, что часть струи течет по боковой поверхности тела, а часть, стекая по торцу, течет внутрь возвратной зоны. Расчеты показали, что для стабильности такого режима необходимо, чтобы точка присоединения возвратного течения струи находилась на затупленной части. С течением времени точка присоединения перемещается по торцу. В момент ее перехода на боковую поверхность давление вне струи падает. Это приводит к уменьшению рециркуляционной зоны и соответственно к возврату точки присоединения на торец. Как правило, колебание положения точки присоединения у края торца приводит к периодическим изменениям структуры и длины струи. Если струя становится сильно недорасширенной, течение может перейти в режим SPM.

На рис. 2 представлена структура потока в режиме LPM, полученная с помощью численного моделирования. Показано поле изобар для одного из расчетных вариантов.

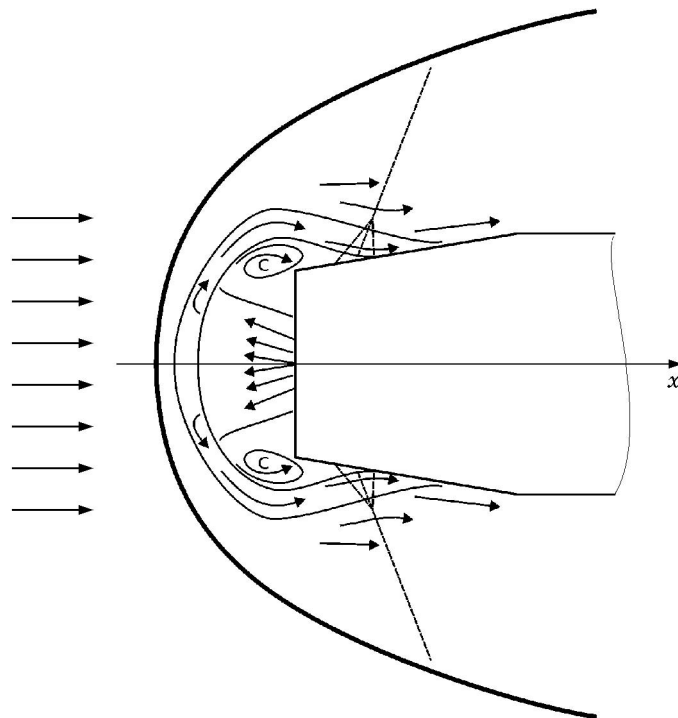


Рис. 1. Схема течения в режиме SPM

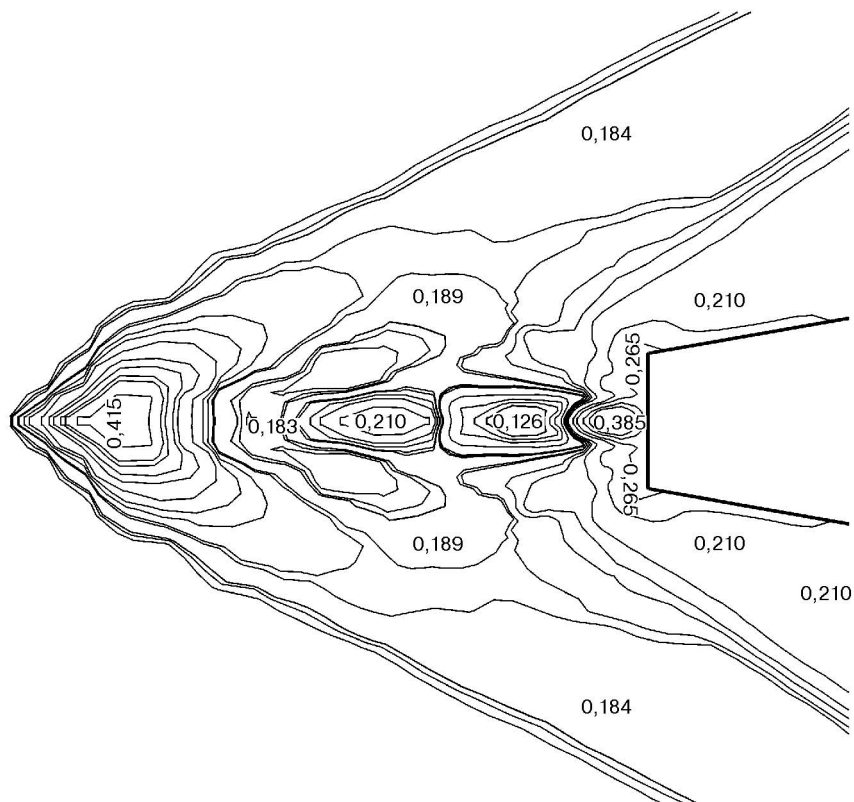


Рис. 2. Изобары p/p_∞ в режиме LPM

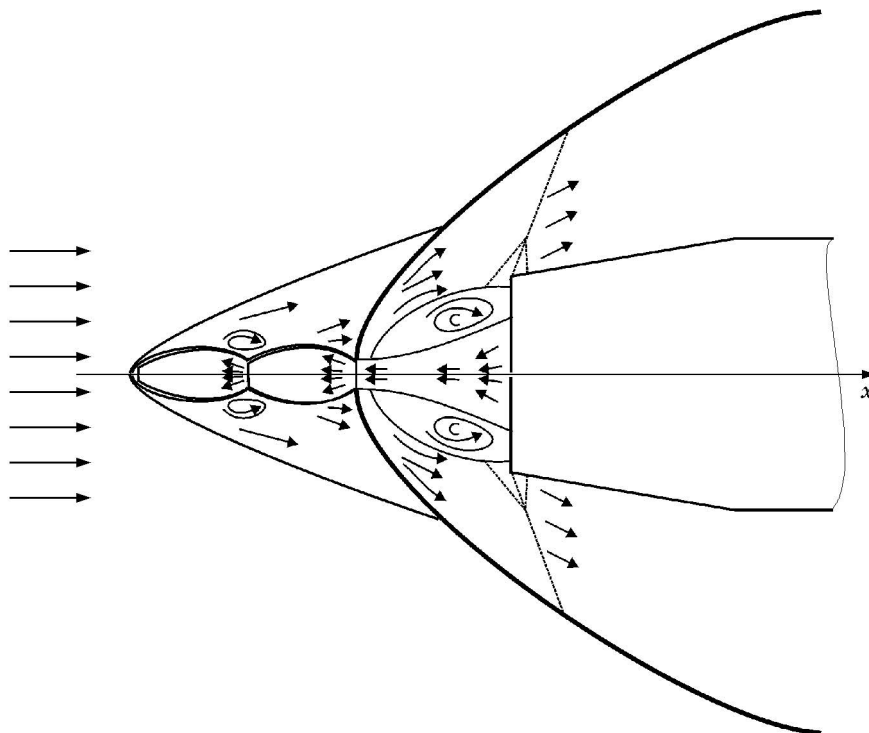


Рис. 3. Схема течения в режиме LPM

Схема LPM, полученная на основе анализа поведения линий тока при численном решении, показана на рис. 3.

Сопротивление затупленного тела в режимах SPM и LPM. Исследовалось влияние напора струи на режим течения и сопротивление тела при фиксированных параметрах истекающей струи, таких как число Маха на выходе из сопла, температура, соотношение диаметров выходного отверстия и торца.

Расчеты проводились для конфигурации конус-цилиндр. Конус с полууглом раствора $\theta_c = 10^\circ$ имеет затупление в виде плоского торца диаметром d . На торце расположено выходное отверстие сопла диаметром d_j . Число Маха набегающего потока $M_\infty = 2,04$, угол атаки $\alpha = 0$, $\bar{d} = d/d_j = 3,08$, число Маха на срезе сопла $M_a = 3,8$, относительный напор струи варьировался в диапазоне $3 \leq P = p_{0j}/p'_{0f} < 90$, где p'_{0f} — давление торможения в свободном потоке за скачком; p_{0j} — давление торможения в струе. Температура торможения в струе принималась равной температуре торможения свободного потока.

Решение задачи о проникновении встречной струи в сверхзвуковой поток при обтекании затупленного тела позволило получить два основных режима течения (SPM и LPM) и переходные режимы, при которых возможны пульсирующие (неустойчивые) режимы проникновения.

На рис. 4 представлена зависимость длины противоточной струи L/d (L — длина струи, d — диаметр торца) от P . Результаты расчета хорошо согласуются с данными эксперимента [10]. Здесь же приведены результаты расчета относительного сопротивления модели затупленного конуса $C_d/C_{d,c}$ (C_d , $C_{d,c}$ — сопротивление затупленного конуса со струей и без струи соответственно). Расчеты выполнены с учетом реактивной составляющей струи. Видно, что противоточная струя уменьшает сопротивление конуса. При этом в переходном режиме SPM \rightarrow LPM (область II) уменьшение сопротивления по сравнению с конусом без струи составляет около 30 %. В области II конус и жидкий контур перед ним образуют поверхность, близкую к поверхности минимального сопротивления,

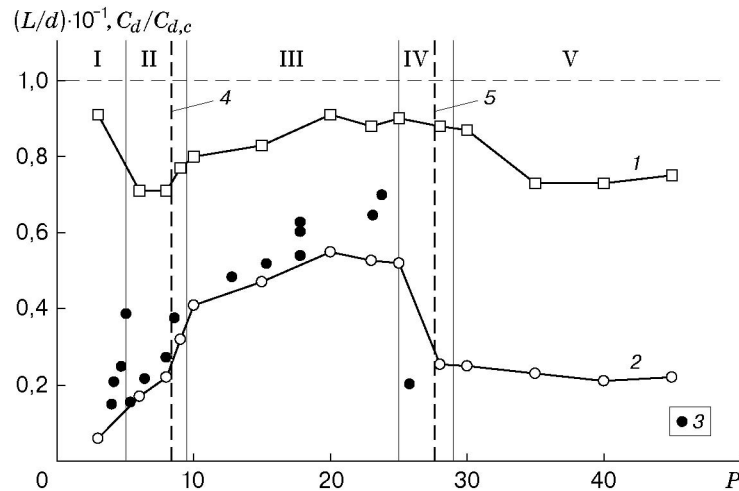


Рис. 4. Зависимости сопротивления затупленного конуса с выдуваемой навстречу потоку струей (1) и длины проникновения струи (2, 3) от параметра P :
 1, 2 — расчет, 3 — эксперимент, 4 — P_{\min} (расчет по (7)), 5 — P_{\max} (расчет по (7)); I — режим SPM, II — переходный режим SPM → LPM, III — режим LPM, IV — переходный режим LPM → SPM, V — режим SPM

при этом достигается минимум полного сопротивления (сумма волнового сопротивления и обратной тяги струи). Увеличение напора приводит к удлинению струи, форма жидкого контура минимального сопротивления нарушается, и сопротивление тела растет. С дальнейшим увеличением напора струя становится сильнонедорасширенной. Структура LPM разрушается, и формируется структура SPM (область V). В области V полное сопротивление тела может превосходить сопротивление тела без струи. Зона возвратного течения переходит на боковую поверхность, давление в области присоединения потока велико, хотя носовая часть находится в области разрежения. Велика также реактивная составляющая струи. Уменьшение сопротивления конуса в области V в этом случае объясняется тем, что для данной модели с короткой конической частью зона присоединения возвратного течения расположена на цилиндрической части тела.

Влияние числа Маха на выходе из сопла. Струя при $M_a > 1$ на срезе сопла. Если противоточная струя на выходе из сопла сверхзвуковая и слабонедорасширенная или слабоперерасширенная, то возможно формирование многоблочной периодической структуры.

При истечении слабонедорасширенной струи в поток ее площадь поперечного сечения незначительно увеличивается, число Маха растет, давление в струе уменьшается до значений, меньших, чем в потоке, в результате чего струя начинает сжиматься. Это приводит к росту удельного импульса в струе, струя проходит вперед, за головную ударную волну.

Если струя сильнонедорасширенная, то значительное увеличение ее площади поперечного сечения при истечении в поток приводит к уменьшению удельного импульса и торможению струи, перед струей возникает прямой скачок. За прямым скачком в струе импульс уменьшается еще больше, и течение переходит в режим SPM.

Если сверхзвуковая струя слабоперерасширенная, то ее площадь поперечного сечения уменьшается, удельный импульс увеличивается и образуется режим LPM.

В сильноперерасширенных струях при выходе из сопла возникает прямой скачок уплотнения, вследствие чего удельный импульс уменьшается и формируется режим SPM.

Струя при $M_a = 1$ на срезе сопла. Для струй со звуковой скоростью истечения на срезе сопла аналогично течению в сопле Лавала возможны два решения:

1. Слабонедорасширенная струя начинает расширяться, число Маха становится больше единицы. Далее течение происходит по сценарию для сверхзвуковой струи, в результате возможен переход к режиму LPM.

2. В сильнонедорасширенной или перерасширенной струе возникает прямой скачок уплотнения, число Маха становится меньше единицы, формируется режим SPM.

Струя при $M_a < 1$ на срезе сопла. Теоретически существует возможность разгона дозвуковой на начальном участке струи до сверхзвуковой скорости, если линии тока образуют сопло Лавала в воздухе [12]. Выполненные в настоящей работе расчеты подтверждают это предположение. Получен режим LPM для конвергентных струй. В этом случае на выходе из сопла линии тока сходятся и число Маха растет до критического $M = 1$, затем линии тока расходятся, струя, расширяясь, разгоняется до сверхзвуковой скорости, и развиваются процессы, характерные для сверхзвуковой струи. В расчетах такое решение наблюдалось только при высоких температурах струи.

Таким образом, в расчетах многоблочные периодические структуры имели место, когда имелись условия для перехода струи на сверхзвуковой режим и интегрально по длине струя была слабонерасширенной. Кроме того, перед затуплением должна располагаться зона возвратного течения, стабилизирующая структуру LPM в целом.

Влияние температуры струи. *Горячие струи.* Особенность горячих струй состоит в том, что они обладают бóльшим импульсом при фиксированном значении числа Маха на выходе из сопла. Кроме того, горячие струи, остывая, сужаются, что также приводит к росту удельного импульса. На рис. 5 показаны поля давлений при различной температуре истекающей струи. Как показали расчеты, длина проникновения струй горячего газа значительно больше длины проникновения “холодных” струй.

Плазменная струя в гиперзвуковом потоке. Результаты расчета при малых числах Маха ($M_\infty = 2$) для “холодных” и горячих струй хорошо соответствуют экспериментальным данным [8, 10]. Видимо, в этом случае влияние физико-химических процессов в струе несущественно. При $M_\infty = 6$ результаты расчетов, в которых моделировалось истечение горячей струи идеального газа [11], и экспериментов с истечением плазменной струи [7] согласуются только качественно.

Расчеты проводились для кругового конуса с полууглом раствора $\theta_c = 15^\circ$ и затуплением в виде плоского торца с выходным отверстием сопла диаметром d_j . Число Маха набегающего потока $M_\infty = 6$, $\alpha = 0$, $\bar{d} = d/d_j = 3,5$, $M_a = 2,5$, $1,3 \leq P < 21,5$, относительная температура торможения $T = T_{0j}/T_{0f} = 15$. Расчеты показали, что для этих параметров также возможно существование режима LPM.

Однако при гиперзвуковой скорости набегающего потока ударная волна близка к поверхности тела, давление и температура высоки, возбуждены колебательные степени свободы. В этом случае большую роль играют внутренняя структура струи и процессы, влияющие на физико-химические свойства потока. Возможно, неучет этих факторов является причиной того, что в эксперименте [7] протяженность LPM-струи больше, чем в расчетах с горячими струями [11], в которых длина проникновения во встречный поток не превышает диаметра торца.

В то же время закономерности формирования режимов SPM и LPM те же, что для струй при меньших значениях M_∞ . На рис. 6 представлены зависимости сопротивления и длины проникновения от P . Сопротивление конуса рассчитано с учетом реактивной силы струи. На рис. 6 показаны сопротивление затупленного конуса без встречной струи ($C_{d,t}$) и со струей ($C_{d,j}$), а также сопротивление острого конуса с полууглом раствора 15° ($C_{d,c}$). Все зависимости отнесены к сопротивлению острого конуса с полууглом раствора $\theta_c = 15^\circ$. Значительное уменьшение сопротивления тела происходит в режиме LPM. Однако в ги-

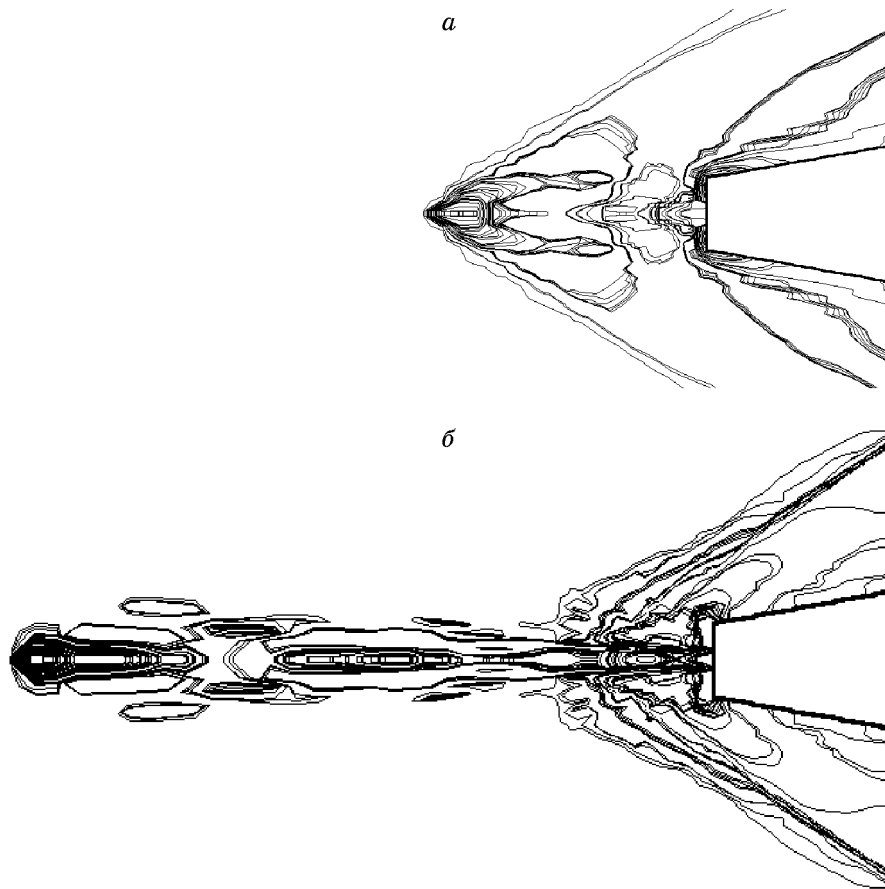


Рис. 5. Влияние температуры на длину проникновения и структуру струи ($M_\infty = 2,04$, $M_a = 3,8$, $P = 26,6$):

a — изобары при $T_j = 300$ К; *б* — изобары при $T_j = 5000$ К

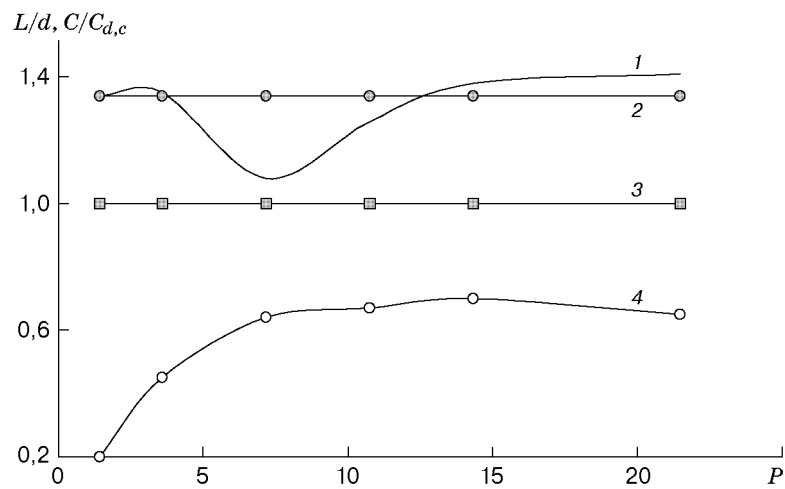


Рис. 6. Зависимости сопротивления затупленного конуса с выдуваемой навстречу потоку струей и длины проникновения струи от параметра P :

1 — $C_{d,j}/C_{d,c}$; 2 — $C_{d,t}/C_{d,c}$; 3 — $C_{d,c}/C_{d,c}$; 4 — L/d

перзвучковом потоке длина проникновения струи и ее влияние на сопротивление меньше, чем при меньших числах Маха.

Приближенный критерий для определения режима проникновения. Взаимодействие встречной струи и сверхзвукового потока — сложное явление. Для приближенной оценки процесса проникновения проводился анализ модельной задачи. Основные допущения этой модели: струя, истекающая из сопла, окружена тороидальным вихрем; течение невязкое; границу струи можно выделить; течение в струе слабонедорасширенное или слабоперерасширенное; угол наклона вектора скорости струи на выходе из сопла мал. В оценках полагаем, что число Маха в струе равно числу Маха на выходе из сопла ($M_a > 1$).

Рассматриваются тела с плоским торцом, для которых отношение диаметра затупления к диаметру струи равно $3 \div 5$.

Для того чтобы струя вышла из сопла и проникла за ударную волну, необходимо выполнение условия [4]

$$0,3 < n = p_a/p_\infty < 1,5, \quad (1)$$

где n — нерасчетность струи; p_a — статическое давление на срезе сопла; p_∞ — статическое давление в набегающем потоке. В противном случае в струе возникает прямой скачок, и вместо p_{0j} необходимо рассматривать p'_{0j} . Если средние давления в струе и на ее границе обозначить через \tilde{p}_j , \tilde{p}_n , то условие (1), усилив, можно записать в виде

$$0,3 < \tilde{n} = \tilde{p}_j/\tilde{p}_n < 1,0. \quad (2)$$

Определим средние давления \tilde{p}_j , \tilde{p}_n . Среднее давление в струе

$$\tilde{p}_j = p_{0j}/[\varphi(T)(1 + M_a^2(\gamma - 1)/2)^{\gamma/(\gamma-1)}], \quad (3)$$

где T — статическая температура; $\varphi(T)$ — зависимость площади струи от температуры; γ — показатель адиабаты. Предполагая, что в струе происходит изобарический приток (отток) тепла, имеем [13]

$$\varphi(T) = (1 + T_a/T_2)/2. \quad (4)$$

Здесь и далее индекс 2 соответствует параметрам за скачком. Для определения осредненного давления на границе струи \tilde{p}_n примем:

1) давление за головной ударной волной

$$p_2 = p'_{0f}/(1 + M_2^2(\gamma - 1)/2)^{\gamma/(\gamma-1)}; \quad (5)$$

2) вблизи затупления давление почти постоянно: $dp/dx \approx 0$. На теле, за исключением среза сопла, давление равно донному давлению p_b , что следует из экспериментов и расчетов;

3) вдоль внешней границы струи давление p_n меняется по квадратичному закону в диапазоне $p_2 \div p_b$, тогда среднее давление вдоль внешней границы струи

$$\tilde{p}_n = \int_0^1 p_n dt = \frac{p_2 - 2p_b}{3}. \quad (6)$$

Окончательно, используя формулы (1)–(6) и переходя от статического давления к давлению торможения, получим выражение для параметра P

$$P = \frac{\tilde{n}}{2} \frac{1 + T_a/T_2}{3 - (\tilde{n}/n)(1 + T_a/T_2)} \frac{(1 + M_a^2(\gamma - 1)/2)^{\gamma/(\gamma-1)}}{(1 + M_2^2(\gamma - 1)/2)^{\gamma/(\gamma-1)}}. \quad (7)$$

Подставляя в формулу (7) значения $\tilde{n} = 0,3$ или $\tilde{n} = 1$, можно получить соответственно минимальное или максимальное значение параметра P , при котором возможно формирование режима LPM.

Выделим три основных режима проникновения струи в свободный поток: SPM_{\min} ($P < P_{\min}$), SPM_{\max} ($P > P_{\max}$), LPM ($P_{\min} < P < P_{\max}$).

В соответствии с критерием (7) выбраны условия для экспериментов [7] в гиперзвуковом потоке. Существование предсказанных в расчетах режимов течения подтвердилось. Этот критерий справедлив и для других экспериментов, в том числе на “холодных” струях. На рис. 4 вертикальными штриховыми линиями показаны границы существования основных режимов течения, определенные по формуле (7). Это позволяет утверждать, что основная роль в механизме образования режима течения принадлежит газодинамическим процессам, по крайней мере, для “холодных струй” либо струй, истекающих в поток, с умеренным значением числа Маха.

Таким образом, численное решение задачи о проникновении встречной струи в сверхзвуковой поток при обтекании затупленного тела показало, что существует два основных режима течения: SPM и LPM. Режим LPM может быть реализован при сверхзвуковой или звуковой скорости струи, истекающей в сверхзвуковой набегающий поток. Формирование многоблочной периодической структуры возможно также при околозвуковой скорости истечения струи в сверхзвуковой набегающий поток, но при этом струя должна быть конвергентной и горячей.

Противоточные струи при всех режимах истечения могут влиять на сопротивление тела. Наиболее эффективными с точки зрения уменьшения сопротивления тел являются области переходных режимов $SPM \rightarrow LPM$ и режимы LPM с относительно небольшой длиной проникновения струи в набегающий поток.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Tretyakov P. K., Fomin V. M., Yakovlev V. I.** New principles of control of aerophysical processes research development // Proc. of the Intern. conf. on the methods aerophys. res., Novosibirsk, 29 June — 3 July, 1996. Novosibirsk: Inst. Theoret. and Appl. Mech., 1996. Pt 2. P. 210–220.
2. **Chernyi G. G.** The impact of electromagnetic energy addition to air near the flying body on its aerodynamic characteristics // Proc. of the 2nd Workshop on weakly ionized gases, Norfolk, 27–30 Apr., 1998. Norfolk, 1998. P. 1–20.
3. **Leonov S.** Experiments on influence of plasma jet lift and drag of wing // Proc. of the 1st Workshop on weakly ionized gases, Colorado, 9–13 June, 1997. S. l., 1997. V. 1. P. J1–J24.
4. **Юдинцев Ю. Н., Чиркашенко В. Ф.** Режимы взаимодействия встречной струи с набегающим сверхзвуковым потоком // Газодинамика и акустика струйных течений. Новосибирск: Ин-т теорет. и прикл. механики СО АН СССР, 1979. С. 75–106.
5. **Ganiev Y. C., Gordeev V. P., Krasilnikov A. V., et al.** Aerodynamic drag reduction by plasma and hot-gass injection // J. Thermophys. Heat Trans. 2000. V. 14, N 1. P. 10–17.
6. **Shang J. S., Ganguly B., Umstattd R., et al.** Developing a facility for magneto-aerodynamic experiments. N. Y., 2000. (Paper / AIAA; N 0447).
7. **Fomin V. M., Maslov A. A., Malmuth N. D., et al.** Experimental investigation of counterflow plasma jet in front of blunted body for high Mach numbers flows flow // Proc. of the 2nd Workshop on magneto-plasma-aerodynamics in aerospace applications, Moscow, 5–7 Apr., 2000. M.: Inst. of High Temperatures of RAS, 2000. P. 112–116.
8. **Malmuth N. D., Fomin V. M., Maslov A. A., et al.** Influence of a counterflow plasma jet on supersonic blunt body pressures. N. Y., 1999. (Paper / AIAA; N 4883).

9. **Finley P. J.** The flow of a jet from a body opposing a supersonic free stream // J. Fluid Mech. 1966. V. 26, N 2. P. 337–368.
10. **Фомин В. М., Малмус Н. Д., Маслов А. А. и др.** Численное исследование влияния встречной набегающему сверхзвуковому потоку холодной струи на суммарные аэродинамические характеристики затупленного тела // Докл. РАН. 2000. Т. 374, № 1. С. 55–57.
11. **Fomin V. M., Maslov A. A., Malmuth N. D., et al.** Numerical investigation of counterflow jet penetration in hypersonic flow // Proc. of the 2nd Workshop on magneto-plasma-aerodynamics in aerospace applications, Moscow, 5–7 Apr., 2000. M.: Inst. of High Temperatures of RAS, 2000. P. 116–121.
12. **Дейч М. Е.** Техническая газодинамика. М.: Госэнергоиздат, 1961.
13. **Черный Г. Г.** Газовая динамика. М.: Наука, 1988.

Поступила в редакцию 28/V 2001 г.
