

УДК 533.6.011

© 1995 г. В. И. МЫШЕНКОВ, Е. В. МЫШЕНКОВ

О ФОРМИРОВАНИИ ЛАМИНАРНОГО БОКОВОГО ОТРЫВА, ВЫЗВАННОГО СТРУЕЙ МАРШЕВОГО ДВИГАТЕЛЯ

На основе полных нестационарных уравнений Навье — Стокса, уравнения энергии и уравнения переноса и диффузии газа выхлопной струи численно исследуется начальный период процесса формирования отрывного течения на поверхности цилиндра сразу после начала истечения струи из донного среза при различных степенях нерасчетности. Получены зависимости геометрических и газодинамических параметров отрывной области от времени для разных режимов течения. Обнаружено, что процесс имеет периодический характер перехода от режима с открытой отрывной зоной к режиму с закрытой и обратно до тех пор, пока не сформируется конечный режим течения: закрытый, открытый или периодический.

Исследованию отрыва потока на боковой поверхности летательного аппарата, вызванного истекающей из его кормовой части струей маршевого двигателя при полете на больших высотах, посвящено значительное число экспериментальных и теоретических работ [1—6]. В частности, изучено влияние отдельных определяющих параметров набегающего потока и струйного течения на геометрические и газодинамические характеристики отрывного течения при небольших степенях нерасчетности струи n , для которых оказалась характерной замкнутая (закрытая) форма отрывной области ($n = p_a/p_s$ — отношение давления на срезе сопла к давлению в спутном потоке).

В [7] при больших степенях нерасчетности обнаружено существование трех режимов течения в отрывной области: 1) закрытого режима, при котором отрывная область изолирована от струйного течения задним вихрем, 2) открытого режима, при котором существует канал конвективного обмена между отрывной областью и струей, 3) периодического режима, при котором фаза закрытой отрывной области чередуется с фазой открытой области.

Проведенные ранее исследования касались в основном сформировавшихся отрывных течений. Начальный период образования отрывной области не изучался, хотя и представляет интерес с точки зрения моделирования процесса обтекания аппарата при запуске двигателей второй и третьей ступеней.

Численное исследование процесса формирования отрывного течения сразу после начала истечения хвостовой струи проводится на основе полных нестационарных уравнений Навье — Стокса, уравнения энергии и уравнения переноса и диффузии концентрации газа выхлопной струи

$$\frac{\partial}{\partial t} (YU) + \frac{\partial}{\partial x} (Y(E + E')) + \frac{\partial}{\partial y} (Y(F + F')) + G + G' = 0$$

$$U = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{pmatrix}, \quad E = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (e + p) u \end{pmatrix}, \quad F = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (e + p) v \end{pmatrix}, \quad G = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -p\delta \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$E' = \frac{-1}{\text{Re}} \begin{pmatrix} 0 \\ 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} + \lambda \text{div } V \\ \mu \sigma \\ 2\mu u \frac{\partial u}{\partial x} + \mu v \sigma + \lambda u \text{div } V + k \frac{\partial T}{\partial x} \end{pmatrix}, \quad G = \frac{-\delta}{\text{Re}} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 2\mu \frac{v}{Y} + \lambda \text{div } V \\ 2\lambda \text{div } V \end{pmatrix}$$

$$F' = \frac{-1}{\text{Re}} \begin{pmatrix} 0 \\ \mu \sigma \\ 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} + \lambda \text{div } V \\ 2\mu v \frac{\partial v}{\partial y} + \mu u \sigma + \lambda v \text{div } V + k \frac{\partial T}{\partial y} \end{pmatrix}$$

$$\text{div } V = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{Y} \frac{\partial}{\partial y} Yv, \quad \sigma = \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (Y\rho C) + \frac{\partial}{\partial x} \left(Y \left(\rho u C_i - d \frac{\partial C_i}{\partial x} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(Y \left(\rho v C_i - d \frac{\partial C_i}{\partial y} \right) \right) = 0, \quad i = 1, 2$$

$$p = (\gamma - 1) \left(e - \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2) \right) = (\gamma - 1) \rho c_v T,$$

$$\gamma = \sum_{i=1}^2 c_{p,i} C_i \left(\sum_{i=1}^2 c_{v,i} C_i \right)^{-1}, \quad C_1 + C_2 = 1$$

Здесь U — вектор зависимых переменных, E и F — конвективные потоки, E' и F' — диссипативные, G и G' — источниковые члены, ρ — плотность, u и v — компоненты вектора скорости в ортогональной системе координат x и y , e — полная энергия, p — давление. Для плоской геометрии $\delta = 0$; $Y = 1$; для цилиндрической $\delta = 1$; $Y = y$; $k = \mu c_p / \text{Pr}$ — коэффициент теплопроводности, Re — число Рейнольдса, $d = \mu / (\text{Sc} \cdot \text{Re})$ — коэффициент диффузии, $\text{Pr} = \text{Sc} = 0,71$ — числа Прандтля и Шмидта, T — температура газа, γ — отношение теплоемкостей при постоянном давлении c_p и при постоянном объеме c_v смеси газов, C_1, C_2 — концентрации газа выхлопной струи и газа набегающего потока. Коэффициент вязкости μ вычисляется по формуле Сазерленда, $\lambda = -2/3\mu$. Рассматриваются только ламинарные течения газов, соответствующие обтеканию аппарата на больших высотах.

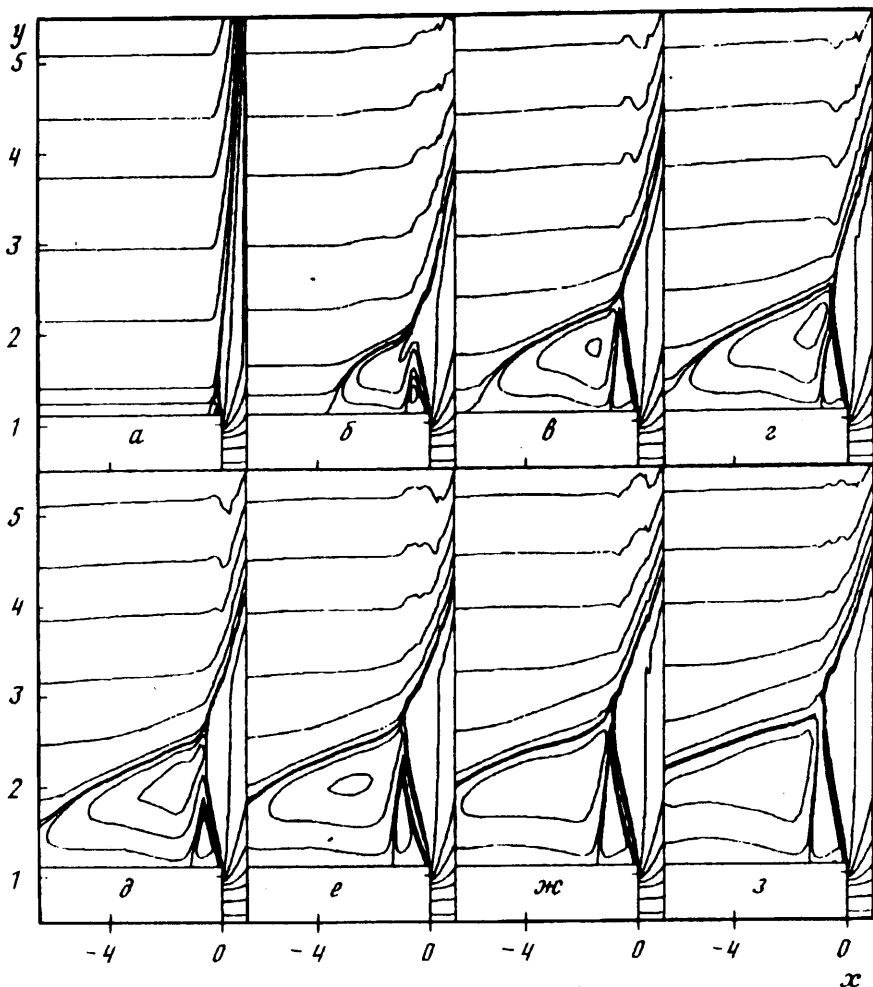
Система дифференциальных уравнений решается численно с помощью конечно-разностной схемы, в которой для аппроксимации конвективных членов используется схема Пандольфи (вариант схемы Ошера) [8] второго порядка точности с использованием ограничителей потоков [9], конвективные члены аппроксимируются центральными разностями.

Нестационарная задача о взаимодействии обтекающего цилиндра газа с истекающей из его донного среза струей рассматривается при следующих предположениях. Газы спутного потока и струи считаются вязкими совершенными теплопроводными с различными показателями адиабаты $\gamma_s = 1,4$ и $\gamma_a = 1,17$ теплоемкостями при постоянном давлении $c_{p,s} = 1,84$ кДж/(кг·град) и $c_{p,a} = 1,004$ кДж/(кг·град), температурами $T_s = 256$, $T_a = 1880$ К. Нижние индексы s, a обозначают параметры спутного потока и струи на срезе сопла. Числа Маха спутного потока $4 \leq M_s \leq 10$, струи $2 \leq M_a \leq 3,8$; число Рейнольдса спутного потока $\text{Re}_s = 3300$.

В качестве определяющих параметров задачи принимаются параметры газа на срезе сопла и радиус среза сопла r_a , радиус тела равен $1,17r_a$. Параметры набегающего потока определяются из выражений

$$\rho_s^* = \rho_s / \rho_a = ((\gamma_a - 1) c_{w,a} T_a) ((\gamma_s - 1) c_{w,s} T_s n)^{-1}$$

$$e_s^* = e_s / u_a^2 = \rho_s^* n (\gamma_a M_a (\gamma_a - 1))^{-1}, \quad C_{1s} = 0$$



Фиг. 1

Далее безразмерные параметры, включая безразмерное время $t^0 = tu_a/r_a$, употребляются без верхних индексов «градус».

Решение задачи ищется в прямоугольной области в верхней части меридионального сечения плоскости x, y . На наветренной (левой) границе расчетной области, удаленной от донного среза корпуса вверх по потоку на расстояние $\approx 32r_a$, задаются входные параметры потока, обтекающего тело с вязким пристеночным слоем с синусоидальным профилем продольной компоненты скорости u_s толщиной $0,2r_a$ и поперечной компонентой скорости $v_s = 0$.

Область решения справа и сверху ограничивается поверхностями, достаточно удаленными от среза сопла и от поверхности тела, чтобы возмущения от них не искажали течения в области взаимодействия струи со спутным потоком. На правой границе, удаленной на расстояние $8r_a$ от донного среза, задаются условия сопряжения течения $df/dx = \partial(\rho, u, v, e, C_i)/\partial x = 0$, на верхней границе, отдаленной на расстояние $13r_a$ от поверхности тела, $df/du = 0$. Снизу область интегрирования ограничивается осью симметрии, где задаются условия симметрии течения, и боковой поверхностью тела, на которой задаются условия прилипания потока, теплоизоляции стенки и отсутствия потоков газовых компонентов к стенке. Такие же условия задаются на донной стенке, на срезе сопла заданы

параметры струи с вязким пристеночным слоем с синусоидальным профилем u_0 толщиной $0,1r_0$ и $v_0 = 0$.

В качестве начальных данных задачи используется поле течения, моделирующее условия запуска двигателя — над телом задаются параметры спутного потока во входном сечении, в донной области от кормы тела до правой границы задаются параметры спутного потока ρ_s, e_s, p_s, C_{1s} и $u = v = 0$. Данные условия приближенно моделируют застойное течение в донной области.

Расчеты проводились на существенно неравномерных сетках, имеющих до 12 000 расчетных точек: $36 \times 31, 72 \times 62, 134 \times 109$. Сетки имели сгущения узлов у боковой поверхности тела, в области возникающего отрывного течения и в окрестности кормовой части тела, т. е. в областях наибольшего изменения параметров течения и действия диссипации. С удалением от поверхности тела и среза сопла шаги сетки по x и y увеличивались, что позволяло достаточно корректно выбирать границы области решения с учетом областей влияния.

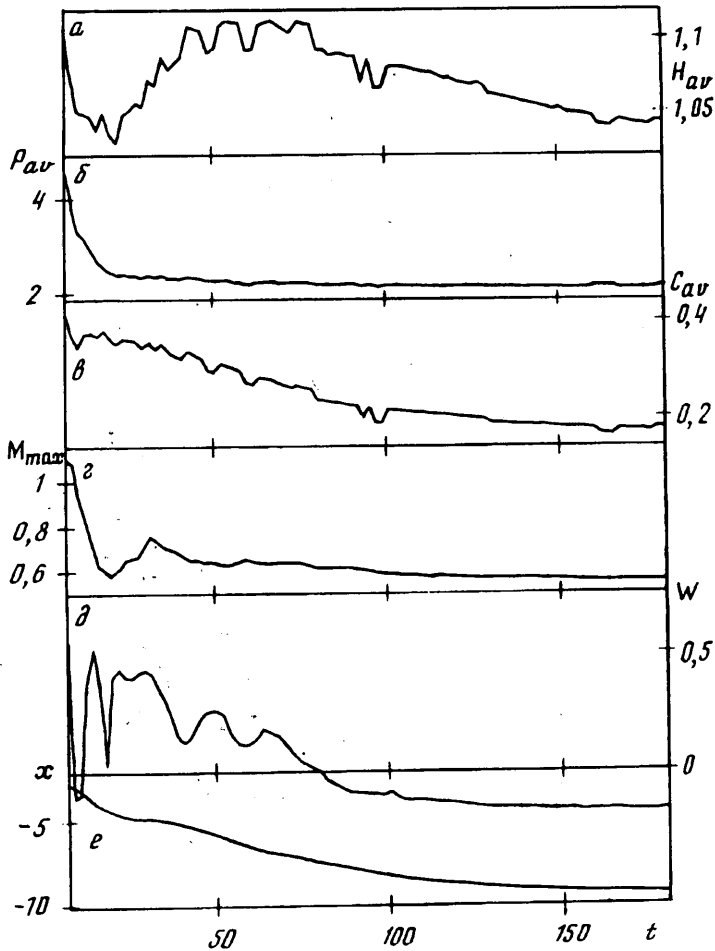
Задачей настоящего исследования было определение механизма возникновения и развития отрывной зоны, образующейся на боковой поверхности цилиндра.

На фиг. 1—4 приведены основные результаты расчетов, относящиеся к $M_s = 6$ и $M_a = 3,8$. Для других значений M_s и M_a получены качественно аналогичные данные, только границы между режимами сформировавшегося течения смещаются.

Результаты расчетов показывают, что закономерности формирования отрывной области одинаковы при всех рассмотренных вариациях параметров. На фиг. 1, $a - z$ приведены мгновенные линии тока в последовательные моменты времени для $n = 10^4$. На начальном этапе решения при заданных выше начальных данных, моделирующих условия запуска двигателя, на боковой поверхности тела у донного среза образуется небольшая отрывная зона, полностью заполненная газом струйного течения. Такую отрывную зону можно назвать открытой, поскольку в нее открыт доступ газу струйного течения. К моменту $t = 1,6$ (фиг. 1, a) струйное течение уже в основном сформировалось, тогда как формирование зоны смещения еще продолжается, а зоны отрыва — только началось. Поскольку большую часть времени отрывная область формируется при уже сформировавшемся струйном течении, а вместе с ним формируется и зона смещения, можно считать, что на дальнейшую эволюцию течения детали задания начальных условий влияния не оказывают.

Со временем отрывная область увеличивается в размерах, точка отрыва перемещается вдоль поверхности тела вверх по набегающему потоку, внутри отрывной области вблизи донного среза тела образуется дополнительно малая отрывная область, в которой газ вращается в направлении, противоположном направлению вращения газа в передней отрывной зоне (фиг. 1, $b, t = 12,3$). Малая отрывная область, увеличиваясь вдоль оси y , в некоторый момент времени перекрывает поток струйного течения в отрывную зону, превращая боковую отрывную зону в закрытую, состоящую из двух отрывных образований: переднего и заднего вихрей (фиг. 1, $b, t = 19,7$). Затем заднее вихревое образование раскрывается в верхней своей части, и туда поступает уже газ из оторвавшегося слоя спутного потока (фиг. 1, $z, t = 23,4$). Спустя некоторое время задняя вихревая зона закрывается, размеры ее уменьшаются, что приводит к размыканию переднего вихря, куда вновь направляется газ струйного потока (фиг. 1, $\partial - z, t = 27,1, 32,7, 36,4, 42,0$ соответственно). При этом на начальном этапе развития отрывного течения размеры отрывной зоны монотонно увеличиваются.

Дальнейшее развитие бокового отрывного течения сопровождается попеременным замыканием и размыканием переднего и заднего вихрей вплоть до установления определенного режима течения, соответствующего конкретной степени нерасчетности: закрытого, открытого или периодического. При этом передний вихрь размыкается для поступления туда газа из струйного течения, а задний — для газа из вязкого слоя спутного потока. Частота этих перестроек, очевидно, определяется частотой собственных колебаний объемов взаимодействующих от-

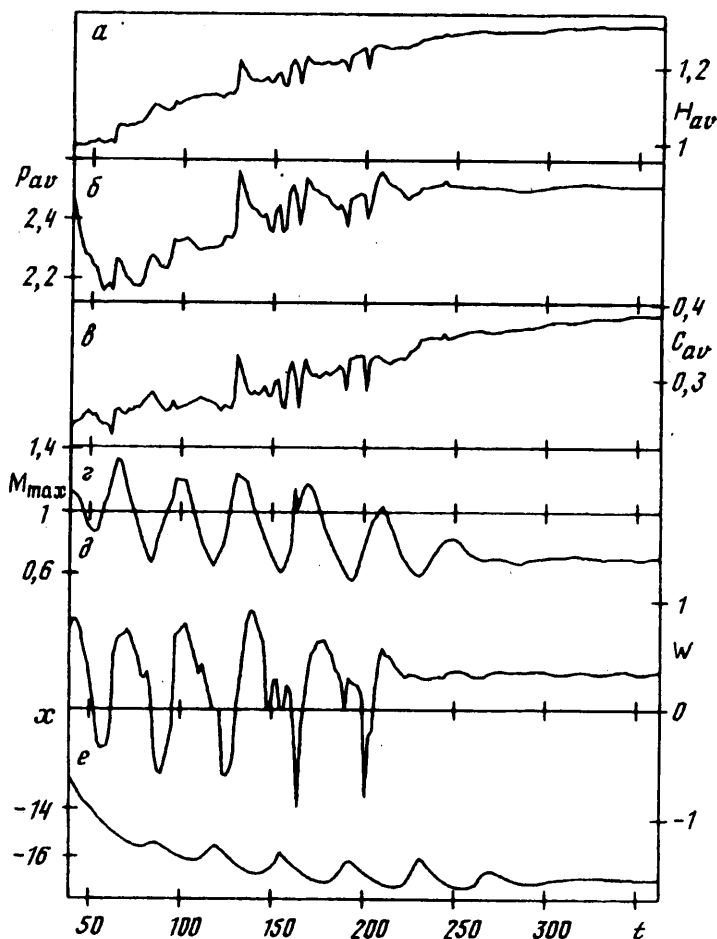


Фиг. 2

рывных областей и обратно пропорциональна размерам отрывной зоны. Поэтому при увеличении размеров отрывной зоны с течением времени частота ее перестроек уменьшается.

В процессе развития отрывного течения, когда оно достигает близких к предельным размеров, в переднем вихревом образовании у поверхности в зоне максимума давления возникает еще один небольшой центральный вихрь, изолированный от внешнего спутного потока, с почти постоянным давлением во всей занимаемой им области. С течением времени этот вихрь также пульсирует, причем максимальных размеров он достигает, когда передний вихрь имеет минимальную длину, а минимальных размеров — когда отрывная зона открыта и ее длина максимальна. Это объясняется воздействием на центральный вихрь струйного течения, проникающего в отрывную область в этот момент.

Для наглядного представления процесса развития отрывного течения на фиг. 2—4 приведено изменение по времени отдельных характерных параметров течения для различных степеней нерасчетности струи: *a* — средней энтальпии газа в отрывной зоне H_{av} , *б* — среднего по отрывной области давления p_{av} , отнесенного к давлению в спутном потоке p_s , *в* — средней массовой концентрации газа струи в отрывной зоне C_{av} , *г* — максимального числа Маха в отрывной зоне M_{max} , *д* — ширины «горла» канала конвективного обмена массой W (при $W > 0$ — переднего



Фиг. 3

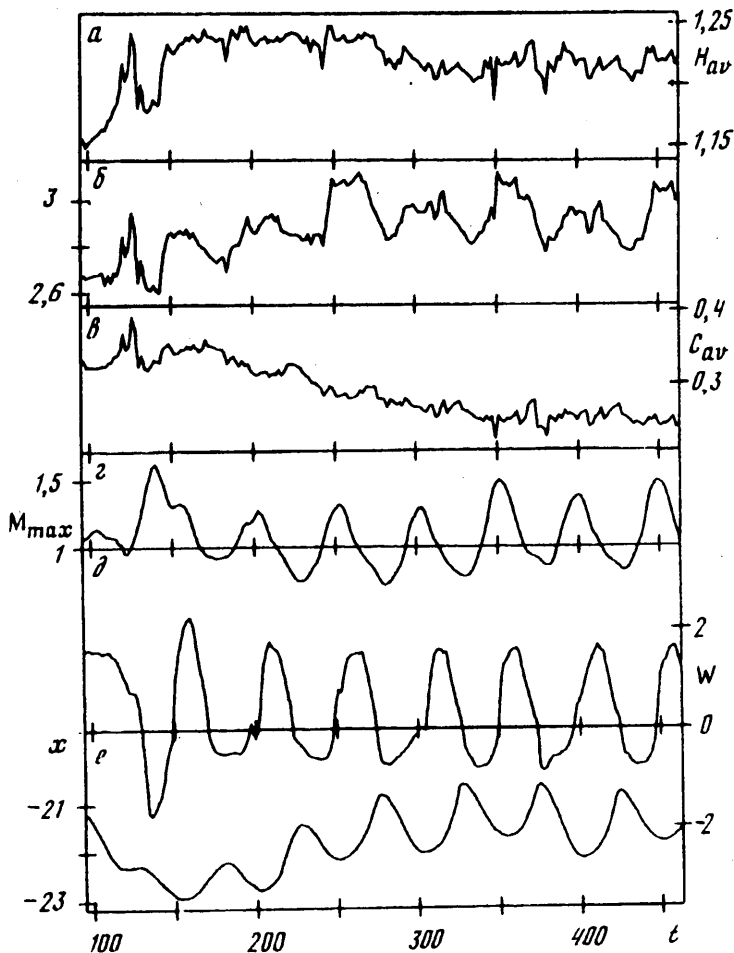
вихря со струйным течением, при $W < 0$ — заднего вихря со спутным потоком), e — координаты точки отрыва потока X относительно среза сопла.

Фигура 2 относится к формированию закрытого режима отрывного течения при $n = 10^3$, фиг. 3 — к процессу образования открытой отрывной области при $n = 5000$, фиг. 4 — к формированию периодического режима при $n = 10^4$.

Как видно из фиг. 2, б, 3, в, 4, в, среднее давление в отрывной зоне p_{av} при всех рассмотренных степенях нерасчетности n имеет максимальное значение в начальные моменты образования отрывной области после запуска двигателя. При степенях нерасчетности $n < 3000$ с течением времени оно уменьшается почти монотонно, достигая некоторого постоянного значения, соответствующего стационарному режиму течения с закрытой отрывной зоной (фиг. 2, б). При $3000 < n < 6000$ среднее давление вначале также уменьшается, а затем при выходе на стационарный открытый режим увеличивается примерно на 11% (фиг. 3, в).

При $n > 6000$ изменение среднего давления в отрывной зоне уже не является монотонным и с некоторого момента времени становится периодическим (фиг. 4, в). Это связано с периодичностью отрывного течения при больших степенях нерасчетности $n > 6000$. Причем максимальное среднее давление в отрывной зоне имеет место в случае открытой передней отрывной зоны, минимальное — при закрытой отрывной зоне.

Локальное давление внутри отрывной области существенно неоднородно, что



Фиг. 4

вызывает образование сложной структуры вихревых течений. Однако в поперечном направлении имеются области в передней отрывной зоне, где давление почти постоянно. На большей части отрывной зоны давление в 2—3 раза выше значения давления в набегающем потоке. Максимальные градиенты давления, а также ударные волны возникают у задней части отрывной зоны и в области взаимодействия расширяющегося струйного течения с деформированным спутным потоком. Причем поле давления и структура ударных волн меняются при перестройках течения от открытой к закрытой форме и наоборот.

Средняя концентрация газа струи в отрывной зоне C_{av} принимает максимальные значения в моменты закрытия передней отрывной зоны и минимальные значения — в моменты ее раскрытия, что особенно заметно при сравнении фиг. 4, в и д. В зависимости от величины степени нерасчетности n , определяющей режим установившегося отрывного течения, изменение по времени C_{av} различно.

При $n < 3000$, для которых характерно стационарное отрывное течение с закрытой передней отрывной зоной при $t \rightarrow \infty$, средняя концентрация газа струи постепенно уменьшается со временем и достигает минимального значения при установлении стационарного режима течения (фиг. 2, в). При этом ее величина определяется лишь процессом диффузии.

При $3000 < n < 6000$ (фиг. 3, в), когда в конечном счете возникает стационарное течение с открытой передней отрывной зоной, средняя концентрация газа струи

также достигает своего постоянного значения. Его величина определяется как диффузией, так и непосредственным поступлением газа струи в переднюю отрывную область.

При степенях нерасчетности $n > 6000$, для которых характерно образование со временем периодического режима отрывного течения с раскрытием и закрытием передней и задней отрывных зон, средняя концентрация газа струи постепенно уменьшается, пульсируя около некоторого среднего значения с амплитудой до 3% от своей величины (фиг. 4, а).

Минимальное значение средней концентрации газа струи наблюдается в отрывных зонах закрытого типа, максимальное — в зонах открытого типа. Средняя концентрация газа струи в отрывных зонах периодического типа имеет промежуточное значение.

Локальная концентрация газа струи в отрывной зоне максимальна у боковой поверхности тела и вблизи кормовой части. В средней части отрывной зоны локальная концентрация газа струи достигает величин $C_1 = 0,5-0,6$. Максимальные градиенты концентрации имеют место в верхней части отрывной зоны над кормой в области заднего вихря.

Средняя энтальпия газа в отрывной области H_{av} при больших t имеет в основном примерно ту же зависимость от времени (фиг. 2, а, 3, а, 4, а), что и средняя концентрация газа струи C_{av} . Это объясняется тем, что полная температура струи несколько выше, чем спутного потока, и увеличение C_{av} приводит к увеличению H_{av} .

Длина отрывной зоны при $n < 3000$ растет со временем почти монотонно (фиг. 2, е), а при $n = 5000$ ее увеличение сопровождается периодическими сокращениями (фиг. 3, е), что связано с попеременным раскрыванием и закрытием передней отрывной зоны. Наконец, спустя некоторое время течение стабилизируется, и длина отрывной зоны принимает окончательные размеры.

При $n > 6000$ длина отрывной зоны увеличивается со временем вначале почти монотонно. Начиная с $t \cong 130$, наблюдаются ее периодические сокращения и увеличения до установления периодического режима отрывного течения с постоянной частотой, определяемой размерами отрывной области (фиг. 4, е). Угол отрывной зоны в начальные моменты времени достигает максимального значения, превышающего 50° . Затем с течением времени он уменьшается до величины порядка 11° при $t \geq 30$.

Для определения типа отрывного течения на фиг. 2, д, 3, д, 4, д выше оси t приведено изменение ширины «горла» канала обмена передней отрывной зоны со струйным течением, а ниже оси t — изменение ширины «горла» канала обмена задней отрывной зоны (заднего вихря) со спутным потоком W . Если $W > 0$, то передняя отрывная зона открыта, а задняя — закрыта, а если $W < 0$, то, наоборот, передняя зона закрыта, а задняя открыта.

Таким образом, по фиг. 2, д, 3, д, 4, д легко судить о режиме отрывного течения в любой момент времени. Например, в начале процесса при всех степенях нерасчетности сразу реализуется открытая форма отрывного течения. Затем она сменяется закрытой отрывной зоной. В зависимости от степени нерасчетности струи такие перестройки отрывного течения продолжаются различное время. При $n = 1000$ отрывное течение становится стабильно закрытым уже после $t = 80$, тогда как при $n = 5000$ (фиг. 3, д) оно стабилизируется лишь после $t = 250$, принимая форму открытого отрывного течения. При $n = 10^4$, как видно из фиг. 4, д, течение вообще не стабилизируется, а имеет периодический характер, перестраиваясь от открытой к закрытой форме и наоборот. Интересно отметить некоторое смещение по фазе колебаний длины отрывной области с колебаниями ширины «горла» каналов обмена отрывных зон W .

В процессе развития отрывного течения и изменения градиентов давления в отрывных зонах меняются и скорости потоков в них. В начальный момент при всех n в отрывной зоне возникает область сверхзвукового течения. В дальнейшем

в зависимости от степени нерасчетности перестройка течения происходит поразному. При $n \leq 1000$ после $t = 10$ течение в отрывной зоне всегда дозвуковое, что характерно для закрытого отрывного течения (фиг. 2, з). При $3000 < n < 6000$ в процессе установления отрывного течения еще несколько раз появляются области со сверхзвуковыми скоростями в зоне отрыва до установления полностью дозвукового течения с отрывной зоной открытого типа (фиг. 3, з).

При $n > 6000$, когда формируется отрывное течение периодического типа, скорости потоков в отрывной области также меняются от частично сверхзвуковых к полностью дозвуковым (фиг. 4, з). Максимальные скорости в отрывной области появляются в моменты раскрытия передней отрывной зоны благодаря возникновению там больших градиентов давления в этот момент.

В целом на основе проведенных расчетов можно сделать общий вывод, что с увеличением степени нерасчетности скорости течения газа в отрывной области монотонно возрастают от дозвуковых значений при закрытом режиме отрывного течения к сверхзвуковым при периодическом режиме течения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Carriere P., Sirivix M.* Effets aerodynamique de l'eclatement d'un jet de fusée//Rech. aeronaut. 1962. № 89. P. 3—30.
2. *Alpinieri L., Adams R.* Flow separation due to Jet pluming//AIAA J. 1966. V. 4. № 10. P. 1865—1866.
3. *Adams R.* Wind tunnel testing techniques for gas-particle flows in rocket exhaust plumes//AIAA Paper. 1966. № 66—767. 24 p.
4. *Шлягун А. Н.* Взаимодействие сильно недорасширенной сверхзвуковой струи со спутным гиперзвуковым потоком//Уч. зап. ЦАГИ. 1979. Т. 10. № 3. С. 37—47.
5. *Mace A. C. H., Markatos N. S., Spalding D. B., Tatchell D. G.* Analysis of combustion in recirculating flow for rocket exhaust in supersonic streams//J. Spacecraft and Rockets. 1982. V. 19. № 6. P. 557—563.
6. *Klineberg J. M., Kubota T., Lees L.* Theory of exhaust-plume/boundary layer interactions at supersonic speeds//AIAA Journal. 1972. V. 10. № 5. P. 581—588.
7. *Мышенков Е. В., Мышенков В. И.* Режимы ламинарного бокового отрыва, вызванного выхлопной струей//Изв. РАН. МЖГ. 1994. № 1. С. 132—138.
8. *Engquist B., Osher S.* One-sided difference approximations for non-linear conservation laws//Math. Comput. 1981. V. 36. № 154. P. 321—352.
9. *Sweby P. K.* High resolution schemes using flux limiters for hyperbolic conservation laws//SIAM J. Numer. Anal. 1984. V. 21. № 5. P. 995—1011.

Москва

Поступила в редакцию
6.IV.1994