

УДК 533.6.011.5:532.517:518.5

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОТРЫВНЫХ ЛАМИНАРНЫХ ТЕЧЕНИЙ ВЯЗКОГО ГАЗА ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ ТЕЛ С ПЕРЕДНИМИ ИГЛАМИ

ПАСКОНОВ В. М., ЧЕРАНЕВА Н. А.

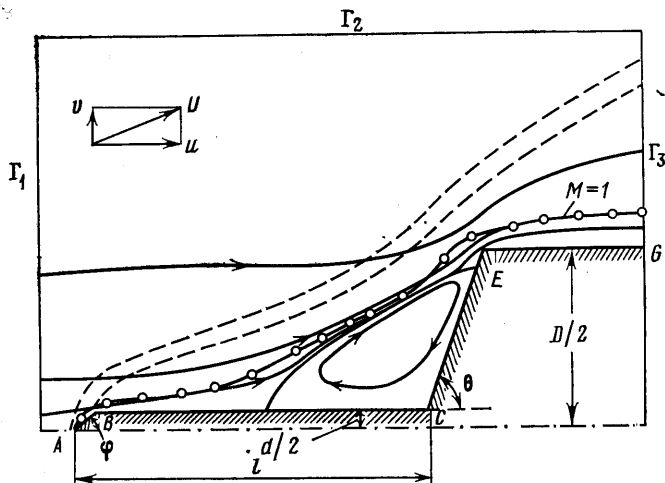
На основе полных уравнений Навье — Стокса для сжимаемого вязкого совершенного теплопроводного газа проведено численное исследование отрывных ламинарных течений при сверхзвуковом осесимметричном обтекании цилиндров с коническим носком и передней иглой конечной толщины. Изучена структура течения в зависимости от длины иглы и угла полураствора конического носка цилиндра. Для рассмотренных параметров набегающего потока ($2 \leq M_\infty \leq 6$, $100 \leq Re_\infty \leq 500$) и длин игл, не превышающих диаметра цилиндра, установлено существование стационарных режимов течения и показано, что наличие иглы перед телом понижает его полное сопротивление и тепловой поток к поверхности.

Возникновение присоединенного отрывного течения около головной части затупленного тела с передней тонкой иглой было установлено экспериментально [1]. Экспериментальные исследования [1–7], проведенные при больших числах Рейнольдса набегающего потока ($Re_\infty \sim 10^5 - 10^7$), показали существование стационарных и нестационарных режимов отрывных течений в зависимости от отношения длины иглы к диаметру затупленного тела. Основное внимание в работах [2–7] уделено изучению пульсаций отрывных зон, возникающих при обтекании конусов и игл конечной толщины, установленных перед торцом цилиндра или коническим щитком. Экспериментальные данные для подобных течений при умеренных и низких числах Рейнольдса в литературе отсутствуют. Теоретически на основе уравнений Навье — Стокса численно исследовано отрывное течение у цилиндра с плоским торцом, вызванное установленной перед ним бесконечно тонкой иглой [8].

1. Рассматривалось сверхзвуковое продольное осесимметричное обтекание цилиндра с коническим носком и передней иглой. Обтекающий тело газ предполагался вязким сжимаемым совершенным. Расчет течений проводился путем численного интегрирования полной системы уравнений Навье — Стокса для сжимаемого газа. При переходе к безразмерным переменным все величины относились к величинам набегающего равномерного потока. В качестве характерного размера был выбран диаметр цилиндра D (фиг. 1). На этой же фигуре указаны обозначения основных геометрических параметров обтекаемого тела: θ — угол полураствора конуса, l — длина иглы, d — диаметр иглы, φ — угол полураствора конуса заострения иглы. Решение задачи находилось в области, ограниченной поверхностью тела, на которой ставились условия прилипания $u_w = v_w = 0$ и постоянства температуры $T_w = \text{const}$, осью симметрии, на которой задавались условия симметрии потока, и прямолинейными границами Γ_1 , Γ_2 и Γ_3 . На левой границе Γ_1 и верхней границе Γ_2 задавались условия набегающего невозмущенного потока, а их местоположение выбиралось в процессе расчета так, чтобы возмущения от тела не доходили до них. На правой границе Γ_3 вниз по потоку задавались «мягкие» граничные условия для всех искомых функций: продольной и поперечной компонент скорости u и v , температуры T и плотности ρ [9].

Решение нестационарных уравнений Навье — Стокса находилось с помощью неявной разностной схемы метода переменных направлений, реализуемой на регулярной неравномерной сетке [10]. Методика решения задачи допускала получение нестационарных режимов. В случае выхода на стационарное решение оно считалось установившимся, если $|\rho^{n+n_0} - \rho^n| \leq \varepsilon$ для всех точек разностной сетки (здесь n — индекс временного слоя, $n_0 = 100 - 200$, $\varepsilon = 10^{-3} - 10^{-4}$). Основная трудность численного решения заключалась в расчете совместного обтекания двух тел с существенно различными характерными размерами d и D . Расчеты проведены на существенно неравномерных сетках. Количество расчетных точек изменялось в зависимости от длины выступающей иглы, чисел Маха и Рейнольдса. Максимальная сетка была 81×47 . Сетки имели наибольшую плотность у поверхности обтекаемого тела, у угловых кромок тела.

2. Изучение структуры течения около цилиндра с коническим носком ($\theta=70^\circ$) и выступающей бесконечно тонкой иглой ($d=0$) показало, что отрывная зона перед телом не образуется. Эти расчеты были проведены для коротких игл ($0 \leq l \leq 0,33$) при следующих параметрах: $M_\infty=4$, $Re_\infty=100$, $Pr=0,72$, $\gamma=1,4$, $T_w=3,0$. При этом общая картина течения мало отличалась от картины течения около такого же тела без иглы. Различие в структуре течения наблюдалось лишь в небольшой зоне около иглы для тех l , когда игла протыкает зону ударной волны. Отметим также незначи-



Фиг. 1

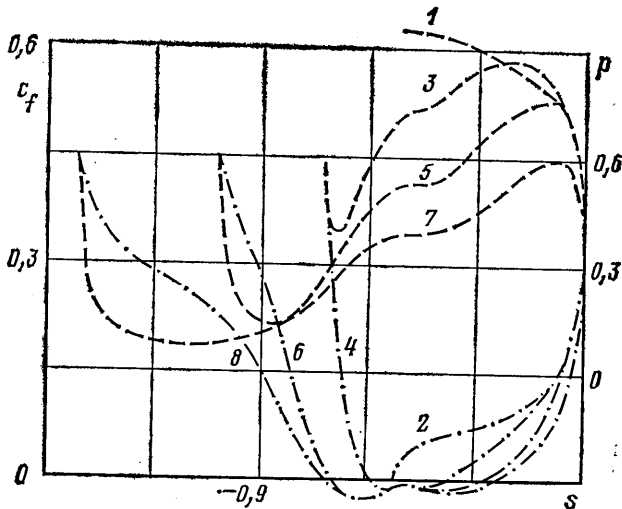
тельное уменьшение сопротивления лобовой поверхности (порядка 3% для $l=0,33$).

3. Отрывные течения были исследованы для тел с иглами конечной толщины $d=0,1$ и $\phi=39^\circ 48'$ для следующих параметров: $2 \leq M_\infty \leq 6$, $100 \leq Re_\infty \leq 500$, $Pr=0,72$, $\gamma=1,4$, $T_w=3,0$, $0 \leq l \leq 1$ и при линейной зависимости вязкости и теплопроводности от температуры. Для рассмотренных условий обтекания нестационарных режимов не было обнаружено. Вероятно, это является особенностью подобных течений при умеренных числах Рейнольдса, так как, например в [4], для таких же определяющих параметров, но для $Re_\infty=10^6$, экспериментально показано, что максимальные нестационарные пульсации достигаются, когда длина иглы равна диаметру торца ($l=1$), перед которым она установлена.

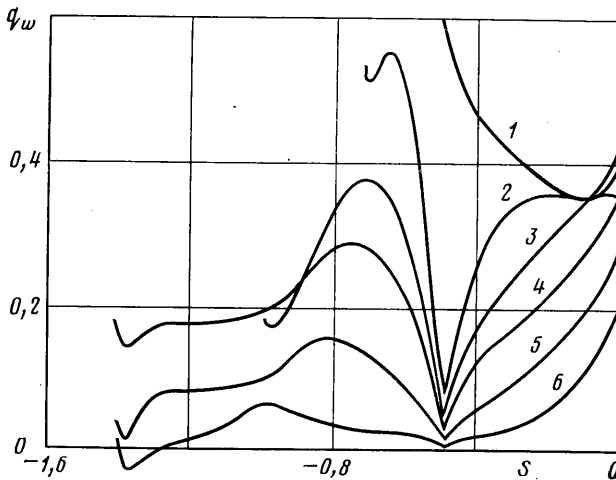
На фиг. 1 приведена общая картина стационарного обтекания цилиндра с коническим носком ($\theta=70^\circ$) и иглой длины $l=1,0$ для $M_\infty=4$, $Re_\infty=500$. Здесь даны линии тока, звуковая линия $M=1$, отмечена зона утолщенной головной ударной волны. Зона ударной волны определялась по профилям давления, при этом в качестве центра размытой ударной волны выбиралась точка, где достигался максимум градиента давления. Толщина волны определялась как разность координат центра волны и точки выхода давления на значение в набегающем потоке. Волна присоединена к носику иглы и имеет две точки перегиба. Такая форма волны есть результат взаимодействия двух волн: волны, образующейся перед иглой, и волны, образующейся перед конической поверхностью тела при отсутствии иглы.

При уменьшении Re_∞ волна, оставаясь присоединенной к носику иглы, дальше отходит от поверхности обтекаемого тела, ширина ее размытия увеличивается. Звуковая линия при этом также дальше отходит от тела и тем самым увеличивается область дозвукового течения около тела. Уменьшение M_∞ приводит к таким же эффектам. С ростом M_∞ зона ударной волны и звуковая линия ближе подходят к поверхности.

Область отрывного течения ограничена разделяющей линией тока (фиг. 1). Для всех параметров задачи, при которых в расчетах наблюдалось отрывное течение, точка отрыва находилась на боковой поверхности иглы BC , а точка присоединения потока — на лобовой конической поверхности CE (фиг. 1) ниже угловой точки E . Местоположение точек отрыва и присоединения в зависимости от длины иглы для $M_\infty=4$, $Re_\infty=100$,



Фиг. 2



Фиг. 3

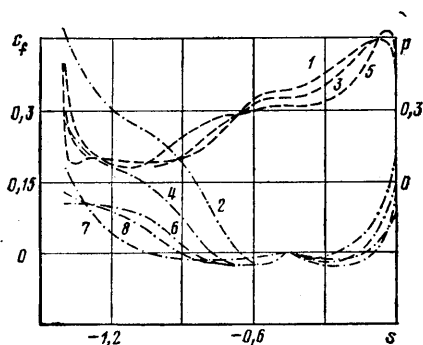
$\theta=70^\circ$ можно проследить по изменению знака коэффициента трения c_f на фиг. 2 (кривые с четными номерами). Кривые с нечетными номерами дают распределение давления вдоль поверхности BCE . По оси абсцисс отложена координата s , отсчитываемая вдоль поверхности тела; $s=0$ соответствует угловой точке E сопряжения боковой и лобовой поверхностей тела. Кривая 1 дает распределение давления p , а кривая 2 — c_f вдоль поверхности цилиндра с коническим носком ($\theta=70^\circ$) без передней иглы ($l=0$). В этом случае реализуется безотрывное обтекание с отошедшей ударной волной (величина отхода — расстояние от центра волны до тела — на оси равна 0,17). Для игл с $l>0,17$ возникает область отрывного течения, размеры которой с ростом l увеличиваются и для $l=1,0$ практически стабилизируются.

На фиг. 2 кривые 3 и 4 соответствуют $l=0,325$, кривые 5, 6 — $l=0,6$, кривые 7, 8 — $l=1,0$. В области отрыва распределение c_f имеет два минимума. Отметим также, что на конической поверхности у тел с иглами коэффициент трения меньше, чем при $l=0$, и с увеличением l падает.

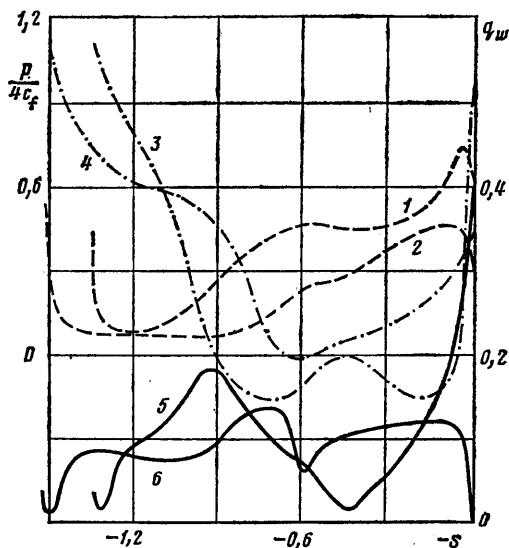
Давление на игле имеет два максимума: на конце иглы, где садится присоединенный скачок, вызывающий локальное повышение давления, и на стыке иглы с конической поверхностью (в точке C). Величина давления на конце иглы практически не зависит от длины иглы, а давление в точке C с увеличением длины иглы уменьшается. При $l=1,0$ перед отрывной зоной существует область постоянного давления ($-1,25 < s < -0,95$), которая с уменьшением длины иглы уменьшается ($-0,92 < s < -0,85$ при $l=0,6$) и постепенно превращается в точку локального минимума ($s \approx -0,7$ при $l=0,325$). Давление в этих зонах минимума с уменьшением длины иглы увеличивается.

Распределение давления на лобовой поверхности тела с иглой ($-0,48 < s \leq 0$) существенно отличается от распределения давления для тела без иглы, когда максимум давления достигается в критической точке (фиг. 2, кривая 1). Максимум давления на лобовой поверхности тела с иглой имеет место вблизи угловой точки, выше точки присоединения отрывного течения. С увеличением l давление на лобовой поверхности тела уменьшается. Распределение давления вдоль боковой поверхности тела ($s \geq 0$) практически не зависит от длины иглы. Такое поведение давления и коэффициента трения с изменением длины иглы дает падение сопротивления трения и сопротивления давления конической поверхности, соответствующей образующей CE .

Несмотря на то что с увеличением длины иглы полное сопротивление самой иглы воз-



Фиг. 4



Фиг. 5

растает за счет увеличения ее поверхности, полное суммарное сопротивление иглы и конической поверхности падает для $l \geq 0,266$ по сравнению с сопротивлением такого же тела без иглы. Если для $l=0,325$ это падение составляет приблизительно 2%, то для $l=0,6$ — 13,1%, а для $l=1,0$ — 28,5%. Подобные факты понижения сопротивления тела за счет установленной перед ним иглы отмечены в экспериментальных работах [1] и при расчетах [8]. В то же время наличие иглы перед телом практически не меняет сопротивление боковой поверхности цилиндрической части тела с диаметром D .

Наличие передней иглы перед телом ($l > 0$) существенно изменяет распределение теплового потока на конической поверхности по сравнению с $l=0$. На фиг. 3 дано распределение теплового потока в зависимости от s

для тела с коническим носком ($\theta=70^\circ$). Кривые 1–4 соответствуют набегающему потоку с $M_\infty=4$, $Re_\infty=100$ и значениям l , равным 0; 0,325; 0,6; 1,0. При $l=0$ максимальное значение q_w достигается в критической точке, а для остальных значений l — на носике иглы. Сразу за острием иглы на ее боковой поверхности наблюдается локальный минимум q_w , а затем в области безотрывного течения тепловой поток повышается и в точке отрыва достигает локального максимума. Величина этого локального максимума уменьшается с увеличением длины иглы.

В отрывной зоне от точки отрыва потока до точки C стыка иглы с конической поверхностью происходит резкое падение теплового потока. В точке C находится второй минимум q_w . На лобовой конической поверхности тепловой поток возрастает (для $l>0,325$ — монотонно), оставаясь на ее большей части существенно ниже теплового потока при $l=0$. Это различие тем больше, чем длиннее игла. Локальный максимум q_w достигается в угловой точке E , за которой на боковой поверхности цилиндра происходит падение теплового потока практически так же, как и при $l=0$. Влияние длины иглы на тепловой поток вдоль боковой поверхности тела распространяется примерно на $0,5D$.

О влиянии числа Рейнольдса на характеристики течения можно судить по результатам расчетов обтекания цилиндра с коническим носком ($\theta=70^\circ$) и иглой длины $l=1,0$ при $Re_\infty=100, 200, 500$. Этим значениям Re_∞ на фиг. 4 соответствуют кривые 1, 3, 5, дающие распределение давления, и кривые 2, 4, 6, дающие распределение коэффициента трения по s . Из совместного рассмотрения указанных кривых видно, что с ростом Re_∞ расширяется отрывная зона. Точка отрыва смещается по поверхности иглы вверх по потоку, а точка присоединения поднимается вверх по конической поверхности, оставаясь ниже угловой точки E . С возрастанием Re_∞ появляются типичные для отрывных областей «плато давления». Если для $Re_\infty=100$ в зоне отрыва такой участок с почти постоянным давлением практически отсутствует, то для $Re_\infty=500$ он имеет значительные размеры ($-0,6 \leq s \leq -0,4$). На поверхности иглы перед зоной отрыва также существует область почти постоянного давления, величина которого близка к величине давления в набегающем потоке. С увеличением Re_∞ эта область постоянного давления уменьшается. Максимальное давление на лобовой конической поверхности достигается за точкой присоединения потока, но ниже угловой точки, и увеличивается с ростом Re_∞ .

Тепловые потоки к поверхности тела падают с увеличением числа Re_∞ . Об этом можно судить по поведению кривых 4–6 ($Re_\infty=100, 200, 500$) на фиг. 3. Характер изменения q_w по s практически не зависит от числа Рейнольдса и был описан выше. Отметим, что с увеличением числа Рейнольдса появляются области, где тепловой поток меняет знак: при $Re_\infty=200$ на цилиндрической поверхности в окрестности угловой точки E , а при $Re_\infty=500$ не только вблизи точки E , но и на боковой поверхности иглы вблизи ее носика.

С увеличением Re_∞ уменьшается полное сопротивление тела: для $l=1$ при $Re_\infty=200$ на 11,2%, а при $Re_\infty=500$ на 22,1% по сравнению с сопротивлением такого же тела при $Re_\infty=100$. Таким образом, эффект снижения сопротивления, вызванный иглой, повышается с увеличением Re_∞ , что качественно соответствует результатам работы [8].

Кривые 7, 6 и 8 на фиг. 4 дают поведение коэффициента трения c_f при $Re_\infty=500$, $l=1$ и числах Маха M_∞ соответственно 2; 4; 6. С ростом M_∞ отрывная зона сокращается в длину, а высота ее сначала несколько увеличивается, а при переходе от $M_\infty=4$ к $M_\infty=6$ практически не меняется. Сопротивление иглы и лобовой поверхности ведет себя немонотонно: для $M_\infty=2$ и 6 — с точностью до 1% совпадает, а при $M_\infty=4$ — меньше на 7–8%.

Существенное влияние на структуру потока оказывает изменение угла полураствора конуса θ . На фиг. 5 для $M_\infty=4$, $Re_\infty=200$ приведено

распределение по z давления p (кривые 1, 2), коэффициента трения c_f (кривые 3, 4) и теплового потока q_w (кривые 5, 6) для $\theta=90^\circ$ (нечетные номера кривых) и $\theta=50^\circ$ (четные номера кривых). При уменьшении θ от 90 до 50° более чем в 6 раз уменьшается протяженность поверхности, над которой располагается возвратное течение (кривые 3 и 4); высота вихря над поверхностью иглы также уменьшается больше чем в 6 раз. Дальнейшее уменьшение θ приводит к безотрывному обтеканию при $\theta \approx 45^\circ$. Отметим, что давление по всей поверхности тела при $\theta=50^\circ$ меньше, чем при $\theta=90^\circ$ (кривые 1 и 2).

Уменьшение θ также существенно сказывается на поведении теплового потока (кривые 5 и 6) и на полном сопротивлении иглы и лобовой поверхности, которое при $\theta=50^\circ$ составляет 84% от соответствующей величины при $\theta=90^\circ$. Таким образом, уменьшение общего сопротивления тела может быть достигнуто не только установкой иглы перед ним, но и уменьшением угла θ конического носка.

ЛИТЕРАТУРА

1. Чжен П. Отрывные течения. Т. 2. М.: Мир, 1973. 280 с.
2. Даныков Б. Н., Носиков Л. В. Нестационарное обтекание сверхзвуковым потоком конуса с дисковым щитком. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1968, № 4, с. 184–189.
3. Авдусевский В. С., Грецов В. К., Медведев К. И. Устойчивость течений с передними срывными зонами. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1972, № 1, с. 74–81.
4. Антонов А. Н., Грецов В. К. Исследование нестационарного отрывного обтекания тел сверхзвуковым потоком. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1974, № 4, с. 93–99.
5. Антонов А. Н., Грецов В. К., Шалаев С. П. Нестационарное сверхзвуковое обтекание тел с установленной впереди иглой. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1976, № 5, с. 118–124.
6. Антонов А. Н., Грецов В. К. Экспериментальное исследование характеристик нестационарных отрывных зон, возникающих в сверхзвуковом потоке на игле со щитком. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, № 4, с. 98–104.
7. Антонов А. Н., Шалаев С. П. Некоторые особенности нестационарных отрывных течений на телах с установленной впереди иглой. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 1, с. 97–103.
8. Мышенков В. И. Численное исследование отрывного течения перед цилиндром с иглой. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, № 6, с. 162–166.
9. Кокошинская Н. С., Павлов Б. М., Пасконов В. М. Численное исследование сверхзвукового обтекания тел вязким газом. М.: Изд-во МГУ, 1980. 246 с.
10. Черанева Н. А. Неявная разностная схема на неравномерной сетке для решения уравнений Навье — Стокса сжимаемого газа. — В кн.: Числ. методы в аэродинамике. М.: Изд-во МГУ, 1980, с. 3–19.

Москва

Поступила в редакцию
16.XII.1982