

УДК 533.6.014

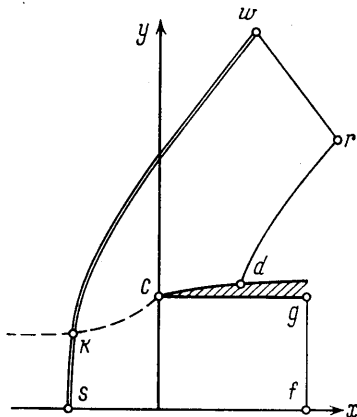
## РАСЧЕТ ОБТЕКАНИЯ ТЕЛА С ПРОТОКОМ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ГАЗА НА РЕЖИМАХ С ОТОШЕДШЕЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

ТИЛЛЯЕВА Н. И.

Проведены расчеты обтекания плоского и осесимметричного тел с протоком сверхзвуковым потоком невязкого нетеплопроводного газа на режимах с отошедшей ударной волной при полностью дозвуковой скорости газа в цилиндрическом канале протока. Обечайка исследуемого тела имеет острую переднюю кромку. Расход газа, протекающего через проток, считается заданным. Это соответствует наличию в выходном сечении канала устройства типа дросселя или непроницаемой перегородки (в последнем случае расход равен нулю).

В основу использованного в расчетах численного алгоритма положены установление по времени и разностная схема С. К. Годунова [1] с выделением ударной волны. Приводятся интегральные характеристики течения. Полученные в расчетах величины коэффициента волнового сопротивления сравниваются со значениями этих коэффициентов, найденными с использованием приближенного подхода Г. И. Таганова.

Примеры расчетов сверхзвукового обтекания тел с протоком при наличии отошедшей ударной волны и замкнутой области дозвукового течения, локализованной в окрестности передней кромки обечайки, содержатся, например, в [2, 3]. В [3-6] рассмотрены режимы обтекания с отошедшей ударной волной тел с протоком для случаев, когда область дозвуковых скоростей газа заполняет частично или полностью канал протока. Последние режимы исследуются и в данной работе. В [3-5] рассматривается класс тел с затупленной передней кромкой. В [5] дополнительным отличием от предмета данной статьи является трансзвуковой диапазон скоростей набегающего потока. Наконец, в [6] исследовалось обтекание воздухозаборника с центральным телом.



Фиг. 1

На фиг. 1 ось  $x$  декартовой (в плоском случае) или цилиндрической (в осесимметричном случае) системы координат совпадает с плоскостью или осью симметрии рассматриваемого тела, изображенного толстыми сплошными линиями. Двойными линиями на этой фигуре показана ударная волна, образующаяся при обтекании указанной конфигурации сверхзвуковым потоком. Расчет ведется методом установления по схеме С. К. Годунова с выделением ударной волны. Расчетная область включает поле течения в канале протока и вне его и ограничена поверхностью ударной волны  $sw$ , участками  $wr$  и  $rd$ , сечением выхода из канала  $fg$  и частью оси или плоскости симметрии. Кроме того, границами расчетной области являются внутренняя и внешняя поверхности обечайки. От границ  $wr$  и  $rd$  требуется, чтобы они были достаточно удалены от кромки с обечайки и так ориентированы в пространстве, чтобы проекция  $q_n$  скорости газа на внешнюю нормаль к ним была больше местной скорости звука  $a$ , т. е.  $q_n > a$ . Внутри рассматриваемой области параметры течения в процессе установления удовлетворяют нестационарным уравнениям Эйлера, записанным в форме интегральных законов сохранения для элемента объема с учетом скорости движения границ этого элемента. Сформулируем граничные условия задачи. Поток перед ударной волной невозмущен; на внутренней и внешней поверхностях обечайки, а также на оси выполняется условие непротекания; на границах  $wr$  и  $rd$  при выполнении условия  $q_n > a$  не требуется задания никаких дополнительных условий. На выходе из канала параметры в силу дозвукового характера истечения зависят от типа и условий работы устройства, примыкающего к рассматриваемой конфигурации справа.

Рассмотрение изолированного тела с протоком требует постановки в сечении  $fg$  специального граничного условия, которое не противоречит системе используемых уравнений, обеспечивает реализацию стационарного режима и является физически правдоподобным. В качестве одного из условий, удовлетворяющих сформулированным выше требованиям, было выбрано условие постоянства по сечению статического давления. Величина этого давления на стационарном режиме определяет расход газа, протекающего через канал протока. В процессе установления указанная величина не обязана поддерживаться неизменной и может варьироваться так, чтобы

обеспечить по возможности более быструю и надежную реализацию стационарного режима. Не останавливаясь на обоснованиях полученного результата, укажем лишь, что, как показали исследования автора, А. Н. Крайко и В. И. Милешина, величину статического давления в сечении выхода целесообразно варьировать в процессе установления так, чтобы поддерживать постоянным по времени не расход, а среднее по сечению значение левого инварианта Римана, определенное, согласно [1], из решения задач о распадах разрывов в сечении  $fg$ .

Использовавшееся автором в [6] условие постоянства по времени расхода газа, протекающего через сечение  $fg$ , будучи при  $\varphi \leq 0,6$  столь же эффективным, как и задание левого инварианта, при  $\varphi > 0,7$  часто вовсе не обеспечивало реализацию стационарного режима. Здесь  $\varphi$  — коэффициент расхода, равный отношению расхода газа, протекающего через канал, к максимальному расходу, который реализуется на режиме обтекания без выбитой ударной волны. Граничное условие, сохраняющее постоянный по времени уровень статического давления в сечении  $fg$ , является для рассматриваемой задачи неудобным и ненадежным. Это связано с тем, что в условиях данной задачи при изменении коэффициента расхода  $\varphi$ , определяющего режим течения, от нуля до единицы изменение величины статического давления на выходе из канала не превосходит 5–10% своей величины. Поэтому отличие всего на 1% значений статического давления на выходе из канала протока (а такой порядок имеет погрешность в определении параметров течения) может привести к отличию коэффициентов расхода на 20% и более. Из сказанного ясно, что малые погрешности в давлении в сечении  $fg$  ведут к большим изменениям всего течения и, следовательно, задавать эту величину по меньшей мере неудобно.

Возможность рассмотрения изолированного тела с протоком для получения основных его характеристик, вообще говоря, нуждается в обосновании. Оправданием для такого рассмотрения могут служить, например, результаты экспериментальных исследований изолированных воздухозаборников. При проведении численного эксперимента необходимо убедиться, что сечение  $fg$  выбрано на достаточном удалении от входа в канал, так что на стационарном режиме тип граничного условия в сечении  $fg$  слабо влияет на параметры течения в области входа. В работе варьировалось положение выходного сечения  $fg$ , что, однако, не оказывало заметного влияния на положение ударной волны и на параметры течения в области входа в канал.

Отметим еще, что использованный в работе алгоритм выделения ударной волны обладает свойством самостабилизации в смысле [7]. Лежащие в его основе принципы изложены в [8]. Описание расчетной сетки, связанной с положением ударной волны, содержится в [6].

Разработанные метод и алгоритм использованы в данной работе для исследования невязкого обтекания с выбитой ударной волной плоских и осесимметричных тел с цилиндрическими протоками. В расчетах обечайка имела нулевую толщину, что, правда, несущественно для рассматриваемых далее интегральных характеристик. Получаемые численно интегральные характеристики исследованных тел сравнивались с результатами известного приближенного подхода, впервые предложенного Г. И. Тагановым. За единицу длины принималась ордината кромки обечайки. Поэтому в расчетных примерах внешняя и внутренняя образующие тела совпадали с прямой  $y=1$ . Расстояние от кромки обечайки до сечения выхода из канала равнялось 0,77. В каждом варианте расчета для фиксированных значений числа Маха набегающего потока  $M_\infty$  и коэффициента расхода  $\varphi$  определялись положение ударной волны, распределения параметров течения, а также некоторые интегральные характеристики течения.

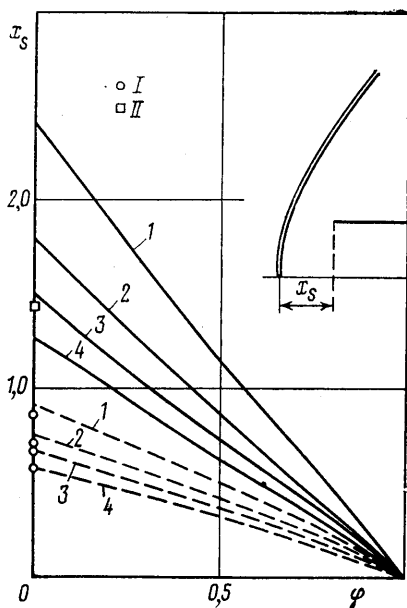
Результаты расчетов, выполненных для четырех значений  $M_\infty=2; 2,5; 3$  и 4 и различных значений  $\varphi$ , представлены на фиг. 2 и 3 (кривые 1–4 соответственно). На фиг. 2 приведены кривые зависимости расстояния отхода ударной волны  $x_s$  от  $\varphi$ . За расстояние отхода здесь принимается расстояние точки  $k$  пересечения ударной волны с осью  $x$  от плоскости входа в канал протока. Сплошные и штриховые линии отвечают соответственно плоскому и осесимметричному случаям. На фиг. 3 сплошными линиями показаны зависимости  $c_x$  от  $\varphi$ , где  $c_x$  — коэффициент волнового сопротивления по жидкой линии, определяемый формулой

$$(1) \quad c_x = \int_{y_k}^{y_c} (p - p_\infty) y^v dy / \rho_\infty u_\infty^2 \int_0^{y_c} y^v dy$$

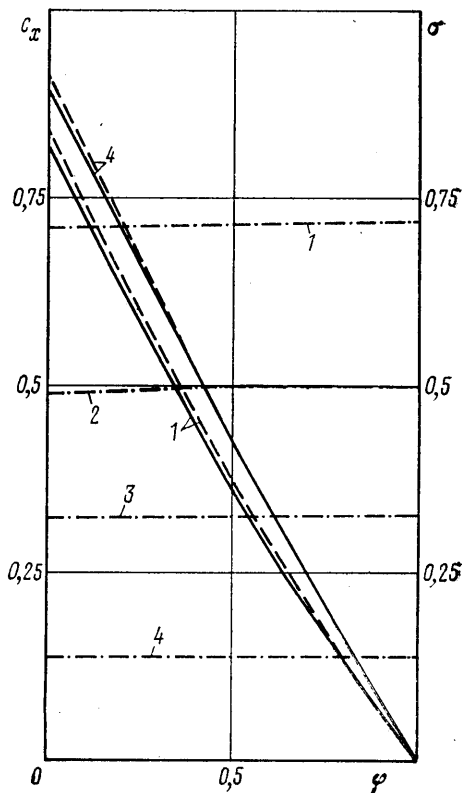
Здесь  $p_\infty$ ,  $\rho_\infty$  и  $u_\infty$  — давление, плотность и скорость набегающего потока,  $v=0$  или 1 соответственно в плоском или осесимметричном случаях,  $k$  — точка пересечения разделительной линии тока с поверхностью ударной волны.

Положение точки  $k$  на ударной волне однозначно определяется величиной коэффициента расхода  $\varphi$ . Входящий в числитель формулы (1) интеграл берется вдоль разделительной линии тока. В приведенных примерах отличие  $c_x$  для плоского и осесимметричного случаев не превосходило 0,005, и потому соответствующие кри-

вые неразличимы на фиг. 3. Штриховыми линиями на фиг. 3 приведены зависимости  $c_x$  от  $\varphi$ , полученные с использованием приближенного подхода Г. И. Таганова. В соответствии с этим подходом потери полного давления на участке  $sk$  ударной волны, расположенной под разделительной линией тока, полагаются такими же, как в прямом скачке уплотнения. При известной величине  $\varphi$  это позволяет определить импульс газа на выходе из канала, после чего входящий в  $c_x$  интеграл сил давления вдоль разделительной линии тока определяется как раз-



Фиг. 2



Фиг. 3

ность потоков импульсов через сечение выхода из канала и через участок  $sk$  ударной волны. Ясно, что определяемые указанным способом значения  $c_x$  для плоского и осесимметричного случаев совпадают. Как видно из фиг. 3, результаты использования приближенного подхода Г. И. Таганова хорошо согласуются с численными результатами данной работы. Приведенные на той же фигуре штрихпунктиром кривые зависимости коэффициента восстановления полного давления  $\sigma$  от  $\varphi$  поясняют причину хорошей работоспособности подхода Г. И. Таганова, поскольку главное предположение указанного подхода о том, что потери полного давления в канале близки к потерям полного давления в прямом скачке уплотнения, выполняется, как видно из фигуры, с высокой точностью во всем диапазоне изменения  $\varphi$ .

Под величиной  $\sigma$  здесь понимается отношение среднего по расходу полного давления на выходе из канала к полному давлению в набегающем потоке. При  $\varphi=0$  осреднение по расходу заменяется осреднением по площади. Как и  $c_x$ , кривые зависимости  $\sigma$  от  $\varphi$  практически совпадают в плоском и осесимметричном случаях. Отметим, что во всех рассчитанных примерах значения  $\sigma$ , соответствующие нулевому коэффициенту расхода, отличались от точных значений  $\sigma$  в прямом скачке уплотнения не более чем на 2%. Для получения в расчетах режимов обтекания с  $\varphi=0$  в сечении  $fg$  требовалось выполнение условия непротекания. На этих режимах положение ударной волны, а также распределение параметров в основной части течения почти не зависят от положения выходного сечения даже если это сечение совмещено со входом в канал, когда обтекаемая конфигурация представляет собой торец (плоский или цилиндрический). Указанное обстоятельство связано с тем, что на режиме с  $\varphi=0$  вся область течения внутри канала заполнена газом с очень малыми скоростями, поэтому введение в любом поперечном сечении канала непроницаемой перегородки вызывает в ее окрестности слабые возмущения параметров течения, затухающие в направлении их распространения, так что положение ударной волны

остаётся почти неизменным. На фиг. 2 цифрой I отмечено расстояние отхода ударной волны, соответствующее обтеканию цилиндрического торца с  $M_\infty=2$ ; 3 и 4,1, полученное в [9] по методу «крупных частиц» без выделения ударной волны, а цифра II соответствует обтеканию с  $M_\infty=3$  плоского торца из [9]. Имеющиеся небольшие отличия в определении положения ударной волны здесь и в [9] вряд ли связаны с различием обтекаемых моделей (полость и торец) они в большей степени характеризуют погрешности используемых методов. В противном случае указанные отличия имели бы противоположный знак.

Заметим, наконец, что в рамках использованного метода при разумном числе расчетных ячеек не удастся рассчитать некоторые детали течения в непосредственной окрестности острой передней кромки. Так, если точка торможения разделительной линии тока лежит на внутренней стенке канала (хотя при  $\varphi > 0$  и весьма близко к кромке), то в рамках идеального газа над кромкой возникает замкнутая зона с нулевым давлением, которая никак специально не выделялась в используемом здесь алгоритме. Однако, во-первых, судя по результатам расчетов, размеры этой зоны не превосходят размеров ячейки расчетной сетки. Во-вторых, указанная зона отделена от области до- и трансзвукового течения интенсивным веером волн разрежения, образующимся при обтекании острой кромки, вследствие чего наличие или отсутствие отрыва не могут повлиять на представленные в статье характеристики до- и трансзвуковой области потока. Естественно, что отмеченные детали течения могут реализоваться лишь при отсутствии вязкости, влияние которой существенно изменяет и «микроструктуру» течения в окрестности кромки.

Автор благодарит А. Н. Крайко за постоянные консультации, Ю. Б. Лифшица за полезное замечание и В. А. Вострецову за помощь в работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я., Крайко А. Н., Прокопов Г. П. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976.
2. Чушкин П. И. Передняя кромка тела с протоком, летящего со сверхзвуковой скоростью. — Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1979, т. 19, № 3.
3. D'Souze N., Moretti G., Milder S. A time-dependent method for blunt leading edge hypersonic internal flow. — AIAA Paper, 1971, No. 85.
4. Bansod P. Supersonic flow about ducted bodies with subsonic internal boundaries. — J. Aircraft, 1975, vol. 12, No. 6.
5. Забелин Ю. А., Лифшиц Ю. Б. Расчет обтекания воздухозаборника трансзвуковым потоком. — Уч. зап. ЦАГИ, 1977, т. 8, № 5.
6. Тилляева Н. И. Численный метод расчета обтекания плоского воздухозаборника сверхзвуковым потоком на режимах с выбитой ударной волной. — Уч. зап. ЦАГИ, 1979, т. 10, № 2.
7. Moretti G. Three-dimensional, supersonic, steady flows with any number of imbedded shocks. — AIAA Paper, 1974, No. 10.
8. Крайко А. Н., Макаров В. Е., Тилляева Н. И. К численному построению ударных волн. — Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1980, т. 20, № 3.
9. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Расчет трансзвуковых течений методом «крупных частиц». В кн.: Численные методы механики сплошной среды, 1970, т. 1, № 6.

Москва

Поступила в редакцию  
1.X.1979

УДК 533.6.011.5:533.695

#### ОБ УМЕНЬШЕНИИ ВОЛНОВОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ КОМБИНАЦИИ ТЕЛА ВРАЩЕНИЯ С КРЫЛОМ, ОБТЕКАЕМОЙ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ГАЗА

ВАСИЛЬЧЕНКО В. И.

В данной работе предложен способ уточнения результатов линейной теории по определению оптимальных форм комбинаций крыло — фюзеляж, обтекаемых сверхзвуковым потоком газа, в случае, когда подъемная сила отсутствует, а форма крыла и площадь основания фюзеляжа заданы.

В линейной теории форма комбинации тела вращения с заданным крылом, имеющей минимальное волновое сопротивление, рассчитывается на основе сверхзвукового правила площадей [1]. Задача сводится к определению площади, на ко-