

В этом выражении  $\zeta(x, \psi, r)$  является корнем уравнения

$$r_* (\zeta, \psi) - Z(\zeta, \psi) = r - Z(x, \psi)$$

$$Z(x, \psi) = \int_{x_1}^x \dot{r}(\xi, \psi) \frac{d\xi}{u(\xi, \psi)} \quad (3.2)$$

$x_1$  — координата точки на рассматриваемой линии тока, в которой конденсация еще не начиналась, например на начальной характеристике.

Процесс роста капель, образовавшихся в первом скачке конденсации, вдоль различных линий тока для осесимметричного сопла ( $a = 2$ ) показан на фиг. 5. В первом скачке конденсации радиус зародышей составлял 5–6 Å. К моменту возникновения второго скачка конденсации эти капли выросли до размеров 100–150 Å. Радиус зародышей во втором скачке конденсации составлял 4–5 Å. Если теоретически продолжить сопло до бесконечности (при больших  $x/l$  рассматриваемые сопла имеют коническую форму), то, по-видимому, можно получить целую систему скачков конденсации (первый, второй, третий и т. д.), из которых каждый последующий будет характеризоваться большим максимальным пересыщением и меньшим размером образующихся зародышей. В действительности на больших расстояниях от критического сечения сопла настоящая теория неприменима, однако расчеты показывают, что второй скачок конденсации, по-видимому, можно получить экспериментально.

Поступило 13 VII 1971

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ткаленко Р. А. О спонтанной конденсации при обтекании сверхзвуковым потоком выпуклого угла. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 5, стр. 73–77.
2. Куршаков А. В., Салтанов Г. А., Ткаленко Р. А. Теоретическое и экспериментальное исследование конденсации в центрированной волне разрежения. ПМТФ, 1971, № 5.
3. Hill P. Condensation of water vapor during supersonic expansion in nozzles. J. Fluid Mech., 1966, vol. 25, No. 3, pp. 593–619.
4. Puzgowski R. Kondensacja pary wodnej w dyszy de Laval. Panstw. wyd. naukowe, Poznan, 1969.
5. Баханов В. П., Буйков М. В. Кинетика квазистационарной гомогенной конденсации водяного пара в сверхзвуковом сопле. Сб. «Физика аэродисперсных систем», № 2, Киев, Изд. Киевск. ун-та, 1970.
6. Guymathy G., Meyer H. VDJ — Forschungsheft, 1965, 508.
7. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкостей. Сборник избранных трудов, т. 3, М., «Наука», 1959.

УДК 533.6.011.3

### РАСЧЕТ ОБТЕКАНИЯ КОРМОВЫХ ЧАСТЕЙ ТЕЛ ВРАЩЕНИЯ ДОЗВУКОВЫМ ИЛИ ТРАНСЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ

Р. К. ТАГИРОВ (Москва)

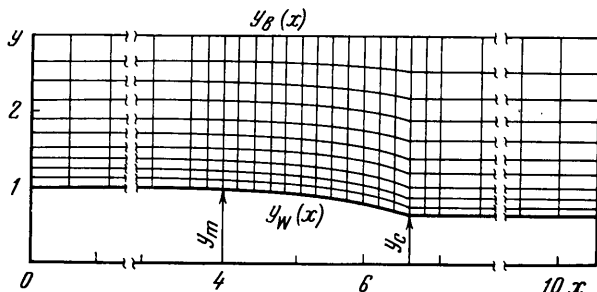
На основе метода С. К. Годунова проведено численное исследование обтекания кормовой части тела вращения дозвуковым или трансзвуковым потоком при имитации границы выходящей из сопла струи заданной поверхностью. Расчеты проведены для случаев проницаемой и непроницаемой верхней границы потока, а также с учетом и без учета влияния пограничного слоя, нарастающего на поверхности кормовой части. Дано сравнение с экспериментальными данными.

Проблема интеграции сопла реактивного двигателя и кормовой части летательного аппарата стала в последние годы весьма актуальной [1–6]. Значительные успехи достигнуты при исследовании обтекания кормовой части сверхзвуковым внешним потоком [4].

При исследованиях обтекания кормовой части дозвуковым или трансзвуковым потоком возникают значительные трудности. Они связаны с тем, что при трансзвуковых скоростях возмущения могут передаваться на большие расстояния. Например, при числе Маха набегающего потока  $M_\infty = 0.8$  возмущения поперек канала передаются на расстояние, приблизительно равное 40 высотам возмущающего тела [7]. Полученные в аэродинамических трубах экспериментальные результаты, как правило, вызывают сомнения из-за наличия влияния стенок, пограничного слоя и т. д. Для уменьшения влияния стенок трубы и для выравнивания потока во многих работах применяют свободную струю или перфорированную стенку. В частности, выравнивающий эффект перфорированных стенок на работу сопла аэродинамической трубы экспериментально исследован Г. П. Свищевым и Г. Л. Гродзовским [8].

Наличие перфорированной (проницаемой) стенки или свободной струи, так же как наличие непроницаемой стенки, может привести к искажению картины обтекания. Поэтому возникает проблема правильного выбора радиуса сопла аэродинамической трубы, чтобы условия обтекания в пределах заданной точности соответствовали условиям обтекания безграничным потоком. Экспериментальное определение этого радиуса представляет собой дорогую и трудоемкую работу.

В большинстве работ, в которых рассматривается обтекание крыльев и тел вращения дозвуковым или трансзвуковым потоком, используются линеаризованные



Фиг. 1

уравнения, в частности метод местной линеаризации для тонких тел [5]. В связи с развитием численных методов в последнее время появились различные схемы расчетов крыловых профилей и тел вращения, дающие достаточно высокую точность [9-11]. В то же время в литературе нет надежных расчетных результатов для кормовых частей и фюзеляжей, полученных с учетом влияния пограничного слоя и выхлопной струи двигателя.

Для решения вышеизложенных проблем разработан метод расчета обтекания дозвуковым или трансзвуковым потоком тела, имитирующего, в частности, кормовую часть. В основе лежит известный метод, предложенный С. К. Годуновым [12] и примененный М. Я. Ивановым и А. Н. Крайко [13] для исследования стационарных и нестационарных течений в осесимметричных соплах.

1. Рассматривается обтекание дозвуковым или трансзвуковым потоком осесимметричной (или плоской) кормовой части, примыкающей к полубесконечному цилиндру (фиг. 1). В случае тел типа мотогондолы это означает наличие среднего цилиндрического участка достаточной длины. Очевидно, что если указанная длина превышает некоторую величину, то взаимным влиянием передней и кормовой частей тела друг на друга можно пренебречь (приводимые ниже результаты дают представление о расстоянии, на которое передаются возмущения по цилиндрическому участку тела). Граница выходящей из сопла струи в первом приближении имитируется некоторой заданной поверхностью, образующая которой в общем случае имеет криволинейную форму. Рассмотрение ограничивается случаями, когда отсутствуют уступы и подсазывающие эффекты выхлопной струи. В ортогональной системе координат  $x, y$  поверхности струи и тела задаются уравнением  $y = y_w(x)$ , а верхняя граница рассматриваемой области — уравнением  $y = y_b = \text{const}$ .

Для решения задачи используются следующие граничные условия. Во входном сечении рассматриваемого потока ( $x = 0$ ) считаются заданными распределения энthalпии торможения и энтропии,  $\partial u / \partial x = 0$  [13] и  $v = 0$ , где  $u$  и  $v$  — проекции скорости соответственно на оси  $x$  и  $y$ . Задается также постоянное по высоте выходного сечения статическое давление, которое определяет число  $M_\infty$ . Вдоль заданной поверхности  $y_w(x)$  выполняется условие непротекания, т. е. условие равенства нулю нормальной к поверхности составляющей скорости. На верхней границе  $y_b$  используется или условие непротекания, или условие постоянства статического давления. В первом случае граница  $y_b$  имитирует стенку аэродинамической трубы, во втором случае граница является проницаемой и, следовательно, имитируются условия обтекания, возникающие при наличии перфорированной стенки или свободной струи. Через проницаемую границу будет проходить масса газа, определяемая в процессе решения задачи.

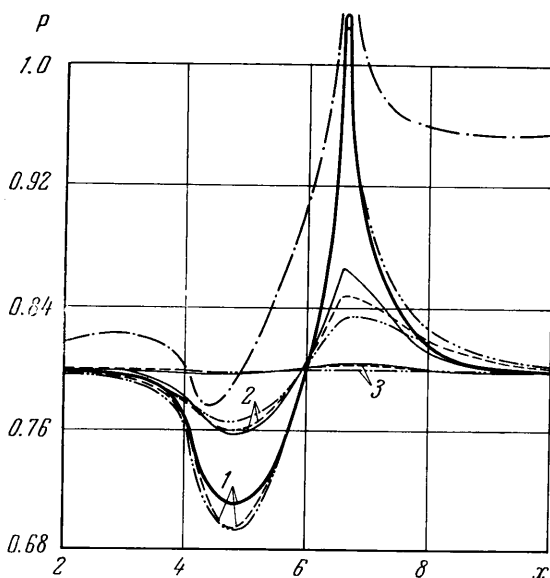
На поверхности исследуемого тела нарастает пограничный слой, который можно рассчитать, если заданы начальная толщина вытеснения  $\delta_0^*$ , число Рейнольдса  $Re$  и температура стенки  $T_w$ . Предполагается, что за срезом кормовой части кольцевая площадь, определяемая толщиной вытеснения, сохраняется постоянной вдоль границы выхлопной струи.

2. Решение задачи проводится в два этапа. На первом этапе влияние пограничного слоя не учитывается.

Уравнения нестационарного течения невязкого и нетеплопроводного газа записываются в безразмерном виде [13]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho y^v}{\partial t} + \frac{\partial \rho u y^v}{\partial x} + \frac{\partial \rho v y^v}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial \rho u y^v}{\partial t} + \frac{\partial (p + \rho u^2) y^v}{\partial x} + \frac{\partial \rho u v y^v}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial \rho v y^v}{\partial t} + \frac{\partial \rho u v y^v}{\partial x} + \frac{\partial (p + \rho v^2) y^v}{\partial y} &= \nu y^{v-1} p \\ \frac{\partial \rho (2e + u^2 + v^2) y^v}{\partial t} + \frac{\partial \rho u (2i + u^2 + v^2) y^v}{\partial x} + \frac{\partial \rho v (2i + u^2 + v^2) y^v}{\partial y} &= 0 \end{aligned}$$

Здесь использованы общепринятые обозначения;  $i = e + p/\rho$ ,  $e = p/(\kappa - 1)\rho$  — для совершенного газа с постоянным отношением



Фиг. 2

теплоемкостей  $\kappa$ . Все параметры считаются безразмерными, причем приведение к безразмерному виду осуществляется отнесением линейных размеров к максимальному радиусу исследуемого тела  $y_m$ , скорости к критической скорости  $u_*$ , плотности к критической плотности  $\rho_*$ , времени к  $y_m/u_*$ , давления к  $\rho_* u_*^2$ , внутренней энергии и энтальпии к  $u_*^2$ .

Решение стационарной задачи достигается в процессе установления при численном интегрировании выписанной выше системы уравнений. Все поле течения в плоскости  $xu$  разбивается на  $N$  слоев вертикальными прямыми. Последние в свою очередь делятся на  $K$  неравных отрезков. В местах, где ожидаются наибольшие градиенты параметров, шаги разбиения берутся более мелкими. Точки разбиения соединяются, как показано на фиг. 1, и в результате плоскость течения оказывается разделенной на четырехугольные ячейки. К каждой ячейке применяются разностные уравнения [12, 13], позволяющие

определить параметры в момент времени  $t + \tau$ . Используемая схема является явной и имеет первый порядок аппроксимации. Шаг по времени  $\tau$  выбирается на основе условия устойчивости [14]. В качестве начальных данных при  $t = 0$  могут быть взяты результаты расчета с использованием соотношений одномерного течения, линейной теории или результаты расчета какого-либо предыдущего варианта. После достижения установления, когда параметры течения в пределах заданной точности перестают зависеть от времени, все параметры на стенках определяются с помощью линейной экстраполяции по известным параметрам в близлежащих ячейках. Относительный суммарный расход через проникаемую границу определяется с помощью соотношения

$$\bar{m}_b = \int_0^x (\rho v)_b (2y_b)^v dx / [\rho_\infty u_\infty (y_b^{v+1} - y_m^{v+1})]$$

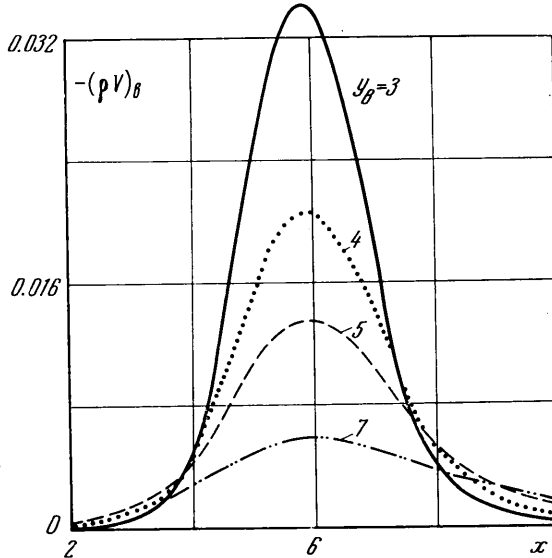
где индекс  $\infty$  относится к параметрам набегающего потока.

Результаты расчета первого этапа используются в качестве начальных данных для второго этапа. Вначале на основе найденных распределений  $p$  и чисел  $M$  проводится расчет пограничного слоя вдоль поверхности исследуемого тела. Затем производится увеличение координат тела на толщину вытеснения и проводится повторное разбиение области течения на ячейки и повторный расчет параметров течения. Рас-

пределение давления вдоль поверхности исследуемого тела определяется с учетом условия постоянства давления по высоте пограничного слоя. Для определения точек на поверхности тела, в которых возможен отрыв пограничного слоя, в соответствии с [15] рассчитывается критерий отрыва  $\xi = (\delta^* : \kappa M^2) d \ln p / dl$ , где  $l$  — длина, отсчитываемая вдоль поверхности тела.

В процессе первого и второго этапов проводится интегральный контроль точности. Расчеты показали, что интегральные величины массы и импульса сохраняются с высокой точностью, относительные погрешности составляют доли процента.

3. В соответствии с изложенной выше схемой было выполнено численное исследование обтекания дозвуковым и трансзвуковым потоками осесимметричной кормовой части, описанной дугой окружности радиуса 9.68 и имеющей длину 2.504. Энтропия и энтальпия торможения во входном сечении считались постоянными. Слева кормовая часть примыкала к цилиндру, причем в исследуемой области находился участок этого цилиндра, ограниченный координатами  $x = 0$  и  $x = 4$ . Выхлопная струя справа от кормовой части также имитировалась цилиндром, и в исследуемой области находился участок, ограниченный координатами  $x = 6.504$  и  $x = 10.504$ . Отношение радиуса цилиндра  $y_c$ , имитирующего струю, к максимальному радиусу тела  $y_m$  было равно 0.6705.



Фиг. 3

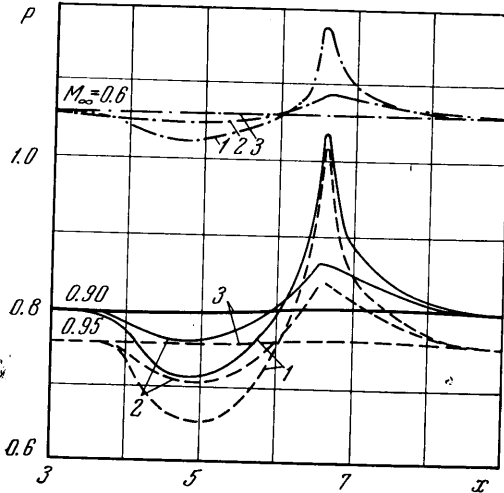
Расчеты проводились на ЭВМ М-220 при  $N = 30$ ,  $K = 10$  и  $\kappa = 1.4$ . Типичное разбиение поля течения на ячейки показано на фиг. 1. Вертикальные прямые разделены на неравные отрезки с помощью соотношения

$$y = y_w \frac{1-k/K}{k/K} \frac{y_b}{y_b}$$

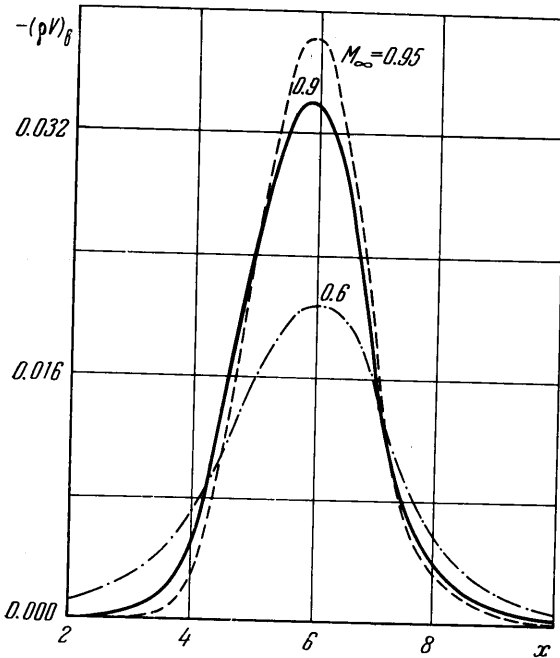
где  $k = 1, 2, \dots, K$  — номера границ соответствующих вертикальных отрезков. Время, затрачиваемое на процесс установления, зависит от задания начальных параметров в поле течения. Если в качестве начальных данных взять результаты расчета одномерного течения, то для установления параметров требуется  $\sim 4$  час. Однако если использовать результаты предыдущего варианта (для другого  $M_\infty$  или  $y_b$ ), то потребное время счета сокращается вдвое.

Было проверено влияние увеличения количества ячеек в поперечном направлении в 2 раза. Для этого для  $y_b = 3$ ,  $M_\infty = 0.9$  были проведены расчеты при  $K = 10$  и 5. Они показали, что максимальные отличия давлений и скоростей не превышают 1%. Следовательно, можно ожидать, что при  $K = 10$  максимальные погрешности определения параметров во всей области течения (за исключением окрестности точки излома) будут меньше 1%.

В результате проведенных расчетов обтекания кормовой части были определены поля параметров ( $p, \rho, u, v$ ). Типичные распределения давлений, полученные при отсутствии пограничного слоя и  $M_\infty = 0.9$ , представлены на фиг. 2 для четырех значений радиуса пронизаемой верхней границы  $y_b = 3, 4, 5$  и 7. На этой фигуре цифра 1 соответствует распределению давления вдоль поверхности исследуемого тела, 2 и 3 — вдоль среднего слоя ( $k = 5$ ) и вдоль слоя, прилегающего к верхней границе ( $k = 10$ ). Давление практически постоянно и равно  $p_\infty$  как поперек начального ( $x = 0$ ) и конечного ( $x = 10.504$ ) сечений, так и вблизи верхней границы потока ( $k = 10$ ). Хотя кормовая часть соответствует  $4 \leq x \leq 6.504$ , разрежение начинает появляться на цилиндрической поверхности уже при  $x \approx 2.5$ . Увеличение  $y_b$  от 3 до 5 ведет к росту максимального разрежения на кормовой части приблизительно на 20%, дальнейшее увеличение  $y_b$  в данных условиях практически не изменяет течения вблизи тела. Таким образом, для рассматриваемой кормовой части и  $M_\infty = 0.9$  минимально допустимый радиус оказывается равным пяти. При других  $M_\infty$  и



Фиг. 4



Фиг. 5

Параметры потока при обтекании кормовой части зависят также от числа  $M_\infty$ . Распределения давлений и расходов  $(\rho v)_y$ , полученные для трех чисел  $M_\infty = 0.6, 0.9$  и  $0.95$  при отсутствии пограничного слоя, показаны на фиг. 4 и 5 для  $y_b = 3$ . Цифры 1, 2, 3 на фиг. 4 имеют тот же смысл, что и на фиг. 2. Относительный суммарный расход через верхнюю границу оказался равным  $\bar{m}_b = -0.064$  при  $M_\infty = 0.6$  и  $-0.065$  при  $M_\infty = 0.95$ . В процессе расчета строились линии постоянных чисел  $M$  в поле течения. В качестве примера на фиг. 6 представлены результаты, полученные при  $y_b = 3$  и  $M_\infty = 0.95$ . Видно, что в поле течения имеется значительная зона со сверхзвуковыми скоростями.

формах кормовой части или струи величина этого радиуса может измениться. Результаты, аналогичные приведенным на фиг. 2, позволяют выбрать минимально допустимый радиус трубы или оценить экспериментальные погрешности в заданных аэродинамических трубах с непроницаемыми, перфорированными стенками или свободной струей при моделировании обтекания кормовых частей дозвуковым или трансзвуковым потоком.

Для сравнения на фиг. 2 штрих-пунктирной линией нанесено распределение давления вдоль стенки исследуемого тела при наличии непроницаемой внешней границы и  $y_b = 3$ . Видно, что наличие непроницаемой внешней границы ведет к сильному искажению течения по сравнению со случаем проницаемой границы. Этот результат качественно согласуется с данными работы [16], в которой на основе линейной теории установлено, что в закрытой трубе влияние границы проявляется приблизительно в 4 раза сильнее, чем в случае свободной струи. Соответствующие возмущения скорости на оси определены в виде

$$u' / u_\infty = 0.1241Q /$$

$$/ [(1 - M_\infty^2)^{3/2} y_b^3]$$

$$u' / u_\infty = -0.0333Q /$$

$$/ [(1 - M_\infty^2)^{3/2} y_b^3]$$

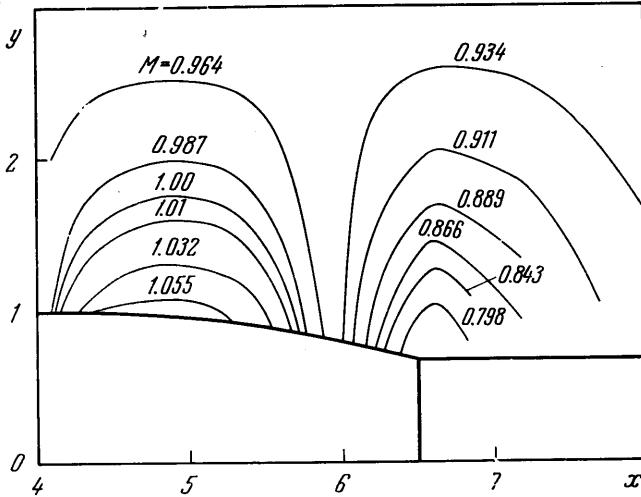
где  $Q$  — объем модели.

Постоянство давления вдоль проницаемой верхней границы обеспечивается за счет дополнительного подвода массы газа в поперечном направлении. Полученные в результате проведенных расчетов типичные распределения расходов  $(\rho v)_y$  вдоль верхних границ показаны на фиг. 3. Знак минус показывает, что составляющая скорости  $v$  направлена к оси симметрии. Видно, что с увеличением  $y_b$  потребные расходы уменьшаются. Такие данные могут быть использованы для построения перфорированных стенок аэродинамических труб.

Расчеты пограничного слоя, который считался турбулентным, проводились по методу В. С. Авдуевского [17] при значениях

$$\delta_0^* = 0.018, \quad Re = \sqrt{2c_p T_\infty^* \rho_\infty^* L / \mu_w} = 10^8, \quad \bar{T}_w = T_w / T_\infty^* = 1$$

где  $c_p$  — теплоемкость,  $\rho_\infty^*$  и  $T_\infty^*$  — плотность и температура торможения,  $\mu_w$  — вязкость при температуре  $T_w$ ,  $L = 16.504$  — характерная длина, которая представляет собой сумму эквивалентной длины, определяемой  $\delta_0^*$ , и величины  $x = 6.504$ , харак-



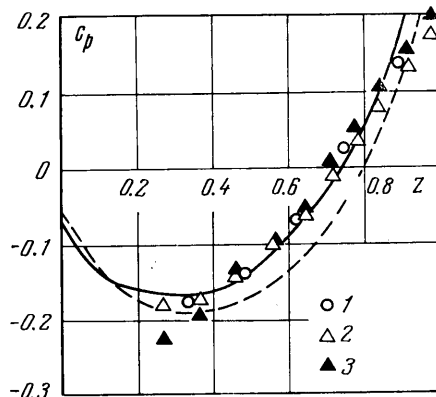
Фиг. 6

теризующей расстояние до среза кормовой части. С учетом найденных значений толщины вытеснения пограничного слоя были проведены повторные расчеты обтекания кормовой части. Полученные при этом результаты аналогичны результатам, приведенным на фиг. 2—6. Например, относительный суммарный расход через проникающую верхнюю границу оказался равным  $\bar{m}_b = -0.055$  при  $M_\infty = 0.6$  и  $-0.054$  при  $M_\infty = 0.95$ .

Для одного из исследованных вариантов ( $M_\infty = 0.9$  и  $y_b = 3$ ) на фиг. 7 дается сравнение распределений давлений вдоль поверхности кормовой части, полученных с учетом (сплошная линия) и без учета (штриховая линия) влияния пограничного слоя. По вертикальной оси графика отложены значения коэффициента давления  $C_p = (p - p_\infty) / (1/2 \rho_\infty u_\infty^2)$ , по горизонтальной оси — относительное расстояние  $z = (x - 4) / 2.504$ . Значения  $z = 0$  и  $1$  соответствуют начальному ( $x = 4$ ) и конечному ( $x = 6.504$ ) сечениям кормовой части. На фиг. 7 приведены также экспериментальные данные [3], соответствующие обтеканию кормовой части свободной струей. При этом точке 1 отвечают  $M_\infty = 0.85$ ,  $y_c / y_m = 0.72$ , 2 — 0.8, 0.67 и 3 — 0.9, 0.67.

Видно, что при учете влияния пограничного слоя расчет дает удовлетворительное согласие с экспериментом. Заметное различие наблюдается лишь вблизи точки излома поверхности ( $z = 1$  или  $x = 6.504$ ). При отсутствии пограничного слоя в этой точке скорость потока должна обращаться в нуль, а давление равняться своему заторможенному значению. Для принятой схемы расчета в поле течения ячейки имеют конечные размеры и для них определяются средние по ячейке значения параметров. Поэтому в ячейке, непосредственно прилегающей к точке излома, параметры будут сглажены, т. е. они будут вычислены с некоторой погрешностью.

При наличии пограничного слоя в окрестности точки излома может происходить отрыв потока. Известно [15], что отрыв турбулентного пограничного слоя может появиться при значениях  $\xi \geq 0.014$ . Проведенные расчеты показали, что это значение достигается при  $z \approx 0.92$  ( $x \approx 6.3$ ).



Фиг. 7

Эта точка близка к той точке на фиг. 7, с которой начинается расхождение расчетных и экспериментальных данных. Принятый в данной работе метод расчета с поправкой на толщину вытеснения тела не учитывает наличия области отрыва в окрестности точки излома. Если каким-либо образом построить замкнутую область отрыва, то толщина вытеснения будет плавно без изломов переходить с поверхности кормы на цилиндрическую поверхность. В этом смысле эффект сглаживания параметров в ячейках конечной величины играет благоприятную роль, приближая полученные численные результаты к соответствующим экспериментальным данным. Это, разумеется, не исключает необходимости более детального исследования окрестности указанной точки (с учетом возможного отрыва пограничного слоя).

Следует отметить, что приведенные на фиг. 7 расчетные и экспериментальные данные получены при отсутствии подсосывающего эффекта выходящей из сопла струи. Наличие этого эффекта может изменить картину обтекания кормовой части, и в частности уменьшить возможность появления отрыва пограничного слоя в окрестности точки излома.

Автор благодарит А. Н. Крайко и М. Я. Иванова за полезные советы и помощь.

#### ЛИТЕРАТУРА

Поступило 16 IX 1971

1. McDonald H., Hughes P. F. Correlation of high subsonic afterbody drag in the presence of a propulsive jet or support sting. *J. Aircraft*, 1965, vol. 2, No. 3, pp. 202—207.
2. Armstrong R. S., Miller S. R. Subsonic aerodynamic performance of nozzle installations in supersonic airplanes. *J. Aircraft*, 1968, vol. 5, No. 3.
3. Bergman D. Effects engine exhaust flow on boattail drag. *AIAA paper*, 1970, No. 132.
4. Иванов М. Я. Об одной вариационной задаче сверхзвуковой газовой динамики. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1968, № 1, стр. 97—100.
5. Spreiter J. R., Alksne A. Y. Slender-body theory based on approximate solution of the transonic flow equation. *NASA. TR, R-2*, 1965.
6. Presz W., Konarski M., Grund E. Prediction of installed nozzle flow fields. *AIAA paper*, 1970, No. 700.
7. Frossel W. Experimentelle Untersuchung der Kompressiblen Strömung an und in der Nähe einer gewölbten Wand. «*Mitt. Max — Planck — Inst. Strömungsforschung*», Göttingen, 1951, Nr 4405.
8. Гродзовский Г. Л., Никольский А. А., Свищев Г. П., Таганов Г. И. Сверхзвуковые течения газа в перфорированных границах. М., «Машиностроение», 1967.
9. Лифшиц Ю. Б. О расчете трансзвукового обтекания симметричного профиля в свободной струе. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1969, № 1.
10. Magnus R., Yoshihara H. Inviscid transonic flow over airfoils. *AIAA paper*, 1970, No. 48.
11. Липницкий Ю. М., Лифшиц Ю. Б. О расчете обтекания тел вращения трансзвуковым потоком. *ПММ*, 1970, т. 34, № 3.
12. Годунов С. К. Разностный метод численного расчета разрывных решений уравнений гидродинамики. *Матем. сб.*, 1959, т. 47 (89), вып. 3, стр. 271—306.
13. Крайко А. Н., Иванов М. Я. Численное решение прямой задачи о смешанном течении в соплах. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1969, № 5, стр. 77—83.
14. Годунов С. К., Забродин А. В., Прокопов Г. П. Разностная схема для двумерных нестационарных задач газовой динамики и расчет обтекания с отошедшей ударной волной. *Ж. вычислит. матем. и матем. физ.*, 1961, т. 1, № 6, стр. 1020—1050.
15. Бам-Зеликович Г. М. Расчет отрыва пограничного слоя. *Изв. АН СССР, ОТН*, 1954, № 12.
16. Pinzola M., Lo C. F. Boundary interference at subsonic speeds in wind tunnels with ventilated walls. *AEDC—TR—69—47*, 2969, pp. 115.
17. Авдеевский В. С. Метод расчета пространственного турбулентного пограничного слоя в сжимаемом газе. *Изв. АН СССР, ОТН*, 1962, № 4.