

## ТЕЧЕНИЕ В ДОННОЙ ОБЛАСТИ ПРИ ВДУВЕ

А. И. ШВЕЦ

(Москва)

Донное сопротивление тела с затупленной хвостовой частью при сверхзвуковой скорости обтекания может быть существенно уменьшено путем вдува с малой скоростью небольших количеств газа в застойную зону. Вдуваемый газ может быть подан из области высокого давления, окружающей тело, от компрессора или путем сжигания топлива. Был опубликован ряд работ У. Чоу, Р. Герцога, Л. Дэвиса, Р. К. Тагирова, Г. А. Бульдьева, в которых на основе метода разделяющей линии тока [1] получены зависимости донного давления от параметров расхода.

Экспериментальные исследования позволили установить основные закономерности потока при подводе массы в донный срез [2-5]. В то же время в литературе не освещены некоторые существенные аспекты проблемы вдува, например факторы, вызывающие монотонный рост зависимости донного давления от параметра вдува без достижения максимума; течение в донной области при подводе массы на боковой поверхности; пульсации давления. Цель настоящей работы заключается в получении дополнительных данных по этим вопросам и в анализе процессов массообмена и нестационарного течения в донной области.

**1. Вдув в донный срез.** Исследования вдува воздуха в донную область выполнялись на модели, состоящей из цилиндра (диаметр  $D=100$  мм, длина 300 мм) и конической передней части. Модель крепилась на боковой пластине, передняя и задняя части которой имели клиновидные скосы. Пластина располагалась на удалении 1.5 калибра от донного среза. Подобный метод крепления ведет к появлению возмущений в потоке. Однако эти возмущения не оказывают существенного влияния на течение в донной области [6, 7].

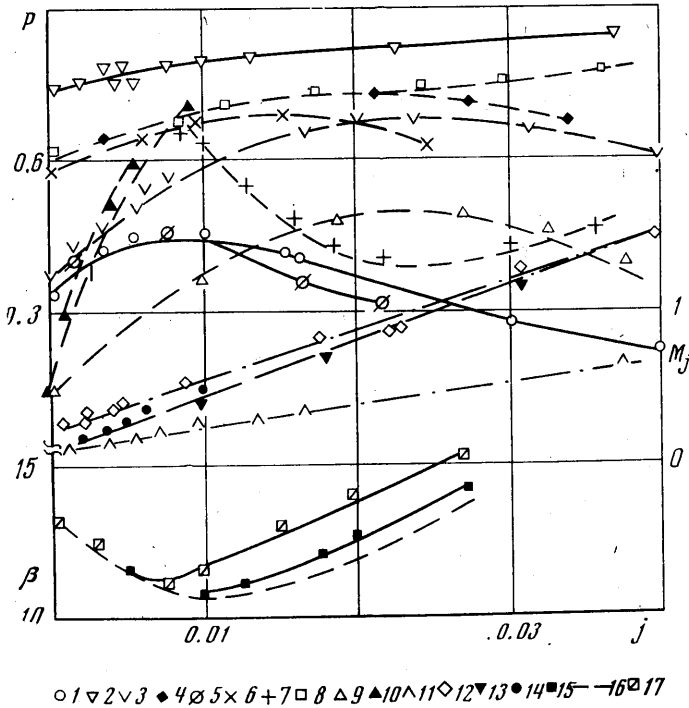
Вдув воздуха производился через сменные донные части с отношениями площади перфорации к площади донного среза 0.21 и 0.26 (модели 1 и 2 соответственно). Перфорация для вдува воздуха равномерно располагалась на площади дна, ограниченной размером, равным 0.4 радиуса донного среза, и составляла для первой модели 45 отверстий диаметром 8 мм, для второй — 820 отверстий диаметром 2 мм. Расход вдуваемого воздуха измерялся при помощи звуковых сопел на закритических перепадах давления.

Испытания проводились в диапазоне чисел  $M=0.4\div 3$ . Числа Рейнольдса, отнесенные к  $0.1 M$  и определенные по параметрам набегающего потока, изменялись от  $1.2 \cdot 10^6$  до  $3.0 \cdot 10^6$ . Толщина пограничного слоя на кромке  $\delta$ , измерялась насадком, который перемещался по касательной к поверхности цилиндра. Измерения показали, что слой турбулентный и относительная толщина его  $\delta = \delta_1/D \approx 0.04$ . Оценка величины  $\delta$  для турбулентного слоя ( $\delta = 0.37 L/D (Re^{-1/5})$ ) приблизительно совпала с этим значением.

Зависимость относительного донного давления  $p = p_b/p_\infty$  от параметра вдува  $j = G/\rho_\infty V_\infty S$  (где  $p_b$  — измеренное донное давление,  $G$  — масса вдуваемого газа,  $S$  — площадь донного среза,  $p_\infty, \rho_\infty, V_\infty$  — давление, плотность и скорость невозмущенного потока соответственно) представлена на фиг. 1. На графике даны результаты экспериментов для модели 1 при  $M=3$ , а также для модели 2 при  $M=1.5$  и 3 (обозначения 1-3 соответственно). Здесь же приведены данные для цилиндрической модели с головной частью оживальной формы при  $M=1.88$  и 2.99 [2], для цилиндрической модели с вду-

вом через сопло с  $M_j=2$ ,  $d/D=0.8$  при  $M=2$  [3], для плоского тела со звуковым соплом при  $M=2.3$  (4), для цилиндрической модели с пористым днищем при  $M=1.88$  [2], для вдува азота и гелия в донную область клина ( $\theta=6^\circ$ ,  $M=4$ ) [5] (обозначения 4–10 соответственно).

Зависимости  $P=f(j)$  для испытанных моделей при  $H=3$  аналогичны соответствующим данным для вдува газа (воздух, азот) в донную область че-



Фиг. 1

рез систему отверстий, звуковые или сверхзвуковые одиночные сопла [2–5]. Сначала донное давление повышается до определенной величины, затем снижается и достигает минимального значения. Последующее увеличение интенсивности вдува сопровождается монотонным ростом донного давления. Для практического применения представляет интерес только начальный участок кривой до первого максимума. На режимах снижения давления получен гистерезис, который связан с уменьшением и ликвидацией циркуляционной зоны, с одной стороны, и с возникновением этой зоны — с другой.

Величина донного давления зависит от вида перфорации. Так, например, у модели 2, имеющей большое количество мелких отверстий, максимальная величина  $P$  значительно больше, чем у модели 1, а значения  $j$ , при которых достигаются максимальные давления, равны 0.024 и 0.01 соответственно. Переход от модели 1 к модели 2 дает рост донного давления, но это требует увеличения расхода воздуха. Эксперимент с соплами разных диаметров показал, что донное давление для  $j < 0.01$  не зависит от размера сопла; для больших  $j$  давление растет с увеличением площади отверстий [2]. С увеличением числа Маха максимум донного давления смещается в сторону уменьшения параметра вдува. Минимумы донного давления (модель

$1-j=0.4$ ,  $P=0.2$ , модель  $2-j=0.11$ ,  $P=0.17$ ) ниже значений, соответствующих обтеканию без вдува, как и в экспериментах [2, 3].

При постепенном повышении расхода часть газа, которая эжектируется внешним потоком из донной области, поступает от вдуваемого газа, угол отклонения внешнего потока уменьшается, а донное давление увеличивается. Полное давление на осевой линии тока в связи с вязкой диссипацией монотонно убывает от его значения в точке торможения в следе до значения в точке торможения на донном срезе [8]. Поэтому по мере роста количества движения вдуваемого газа донная точка торможения смещается в направлении внешнего потока в область увеличивающегося полного давления возвратного течения и для установления равновесия между полными давлениями двух потоков донное давление повышается. Это происходит до тех пор, пока полное давление вдуваемого газа не превысит полного давления обратного течения, тогда циркуляционное течение исчезает. Идеализация, предложенная в [1], дает верхний предел увлекаемой массы.

В работе [9] было показано, что при сверхзвуковом обтекании конуса вблизи кромки донного среза реализуется локальное кольцевое циркуляционное течение. В случае вдува основное рециркуляционное течение смещается от дна, однако можно предположить, что на участке вблизи кромки, где перфорация отсутствует, кольцевые вихри сохраняются.

Результаты, полученные на модели 2 при  $M=1.5$ , показывают, что донное давление непрерывно увеличивается вплоть до наибольшего исследованного параметра вдува; по-видимому, оно и дальше будет монотонно увеличиваться, а на кривой зависимости донного давления от расхода вдуваемого газа максимум не будет достигнут. Подобный характер зависимости  $P=f(j)$  отмечался для цилиндрической модели с пористым днищем при  $M=1.88$  (вдув при этом же числе Маха в сопло организует обычную зависимость с максимумом донного давления), для цилиндрической модели с соплом при  $M=1.58$  [2] и при вдуве гелия в донную область клина [5]. Таким образом, монотонный рост давления наблюдается в следующих случаях: вдув в пористое днище, вдув при сверхзвуковой скорости набегающего потока и вдув гелия.

Рассмотрим основные факторы, определяющие характер зависимости  $P=f(j)$ . Изменение структуры ближнего следа и, следовательно, донного давления зависит от определенного нормализованного расхода вдуваемого газа. При малых вдувах, когда донная точка торможения не отходит от дна, таким параметром является массовый расход, что соответствует теории [1]. При вдуве разных газов и наличии обратного течения в качестве параметра вдува целесообразно применять количество движения вдуваемого газа, которое сравнимо с количеством движения возвратного течения [5]; в частности, вдув через пористую стенку происходит с пренебрежимо малым количеством движения. При больших вдувах, когда циркуляционная зона перестает существовать, изменения давления зависят от объемного расхода вдуваемого газа, который определяет скорость вдува. Однако независимо от выбранного нормализованного расхода характер зависимости  $P=f(j)$  остается неизменным, поэтому вид параметра вдува не влияет на монотонное повышение давления при вдуве.

На фиг. 1 представлены числа Маха вдуваемого воздуха  $M_j$ , соответствующие изэнтропическому расширению от полного давления вдува до донного, для модели 2 при  $M=1.5$  и 3 и для вдува азота и гелия в донную область клина [5] (обозначения 11–14). В тех случаях, когда возвратное течение сдувается потоком с  $M_j < 1$ , донное давление монотонно растет, а в случаях, когда скорость вдува становится сверхзвуковой до ликвидации циркуляционного течения, донное давление достигает максимума, а затем начинает снижаться. При вдуве в модель 2 звуковая скорость реализуется

при максимальной величине донного давления, как при вдуве через сверхзвуковое сопло [3], а в модель 1 — на участке снижения давления, как при вдуве через звуковое сопло [4].

Скорость вдува определяется отношением давлений донного и вдуваемого газа. При малых сверхзвуковых скоростях, где значение донного давления сравнительно велико, область обратного течения ликвидируется при дозвуковой скорости вдува. В случае применения пористого днища и в случае вдува гелия монотонное возрастание донного давления возможно и для больших сверхзвуковых скоростей. Причина такого явления связана в первом случае с дозвуковым выходом газа из пористого днища, а во втором — со значительно большей скоростью распространения звука в гелии, вследствие чего заданное отношение давлений реализует дозвуковое течение.

Из представленных данных следует, что вид кривой  $P=f(j)$  связан с числом Маха вдува, и для реализации участка снижения давления необходимо, чтобы, во-первых, расход газа был достаточным для смещения донной точки торможения к задней точке и, во-вторых, скорость вдува стала сверхзвуковой до ликвидации циркуляционного течения. Эти условия относятся как к случаям вдува разных газов, так и к случаям вдува при умеренной сверхзвуковой скорости набегающего потока и вдува в пористое днище.

В диапазоне параметров вдува, при котором сохраняется циркуляционное течение, давление по радиусу дна примерно одинаково, а при больших расходах, соответствующих монотонному росту донного давления, давление резко снижается на участке от  $d/D=0.4$  до кромки.

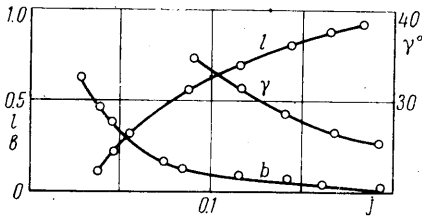
Зависимость угла  $\beta$ , образованного начальным участком слоя смешения и осью симметрии, от параметра вдува представлена на фиг. 1 (модель 1,  $M=3$ , обозначение 15). Пунктирной кривой 16 показаны значения  $\beta$ , рассчитанные в предположении, что течение вблизи кромки хвостовой части модели расширяется от статического давления на теле до донного так же, как и течение Прандтля — Майера. На графике нанесены значения  $\beta$  для вдува в осесимметричную модель при  $M=2.99$  (обозначение 17) [2]. Влияние вдува на границы ближнего следа сказывается в том, что горло следа увеличивается и приближается к телу, а хвостовой скачок начинается непосредственно вблизи донного среза. С увеличением расхода ближний след расширяется и напоминает след за затупленным телом [10].

На фотографиях течения в донной области можно заметить возникновение скачка уплотнения вблизи дна в виде прямой линии, параллельной донному срезу (модель 1— $j=0.018$ , модель 2— $j=0.027$ ). Увеличение вдува приводит к отходу скачка от дна. При этом скачок приобретает форму выпуклой поверхности. При определенном значении  $j$  застойная зона сдувается и истекающая сверхзвуковая струя образует маховскую конфигурацию волн, аналогичную течению в перерасширенной сверхзвуковой струе. Слабые бочкообразные скачки вблизи донного среза были также отмечены при вдуве азота в донную область клина ( $j=0.04$ ) [5].

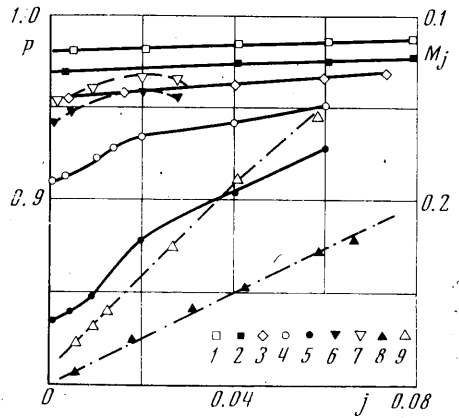
Зависимости относительных размеров  $l=l_1/D$  и  $b=b_1/D$  (где  $l_1$  — расстояние от дна до скачка,  $b_1$  — диаметр центрального участка маховской конфигурации волн), а также угла наклона передних боковых скачков  $\gamma$  от параметра вдува даны на фиг. 2 (модель 1,  $M=3$ ). По мере увеличения вдува расстояния до скачка увеличивается, а диаметр кольца уменьшается; обе зависимости нелинейны. По фотографиям течения и приведенным данным видно, что при относительном расходе  $j=0.2$  маховская конфигурация переходит в регулярное взаимодействие волн; следовательно, начиная с этого момента, все течение в следе должно стать сверхзвуковым.

Перейдем к анализу результатов экспериментов по вдуву при дозвуковом обтекании. Данные для модели 2 при  $M=0.42, 0.56, 0.68, 0.83, 0.91$  при-

ведены на фиг. 3 (обозначения 1-5 соответственно). Для испытанных моделей распределение давления по радиусу дна слабо зависит от параметра вдува. На графике даны также результаты испытаний при  $M=0.8$ : для вдува в центральное сопло цилиндрического тела с диаметром выходного сече-

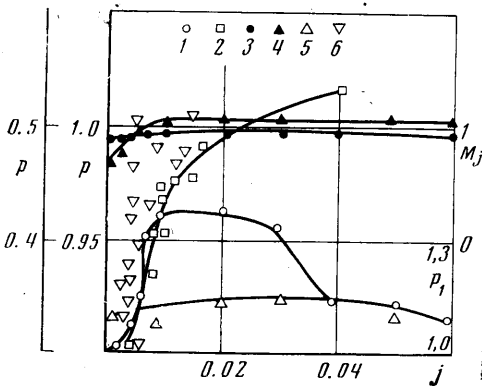


Фиг. 2

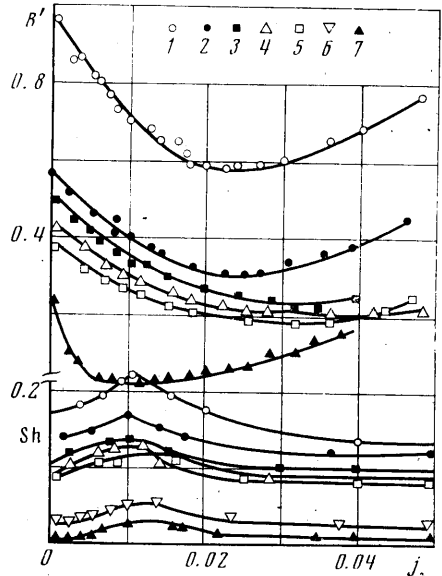


Фиг. 3

ния 0.4 калибра [11] и для вдува в пористое днище [2] (обозначения 6 и 7). В отличие от сверхзвукового обтекания слабый вдув в донную область при дозвуковом обтекании не дает существенного увеличения донного давления, однако вид перфорации сказывается на ходе кривых. Так, если для



Фиг. 4



Фиг. 5

модели 1 имеется слабый максимум величины  $P$ , который наблюдается при  $j=0.02$ , то для модели 2 донное давление в исследованном диапазоне  $j$  незначительно растет. Как видно из расчета чисел Маха вдуваемого воздуха (модель 2,  $M=0.42$  и  $0.83$ , обозначения 8 и 9), во всем диапазоне расходов вдув дозвуковой. Отметим, что при вдуве в конические хвостовые части донное давление выше, чем при вдуве в цилиндрические, и оптимальный

угол сужения близок к  $7^\circ$  [11]. Эксперименты при малой скорости набегающего потока ( $M < 0.1$ ) показывают, что в случае вдува через звуковое или сверхзвуковое сопло коэффициент донного давления всегда меньше значения, полученного при обтекании тела без вдува, а при достижении условий, соответствующих расчетной струе, коэффициент давления достигает минимума [12].

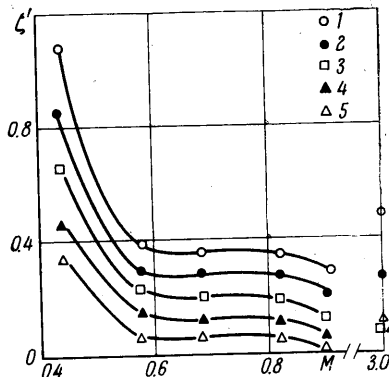
Представленные данные свидетельствуют о том, что характер зависимости коэффициента донного сопротивления  $c_b$  от параметра вдува различен для трех диапазонов скоростей набегающего потока:  $M < 0.1$ ,  $0.4 < M < 1$  и  $M > 1$ . При малых скоростях набегающего потока вдув через сопло приводит к росту коэффициента  $c_b$ , при дозвуковом обтекании ( $0.4 < M < 1$ ) величина  $c_b$  в зависимости от вида перфорации имеет слабый минимум или несколько снижается, при этом скорость вдува дозвуковая; а при сверхзвуковом обтекании в зависимости от того, какая скорость вдува соответствует режиму течения с циркуляцией, имеются две возможности: либо  $M_j > 1$ , и тогда величина  $c_b$  достигает минимума, растет и опять уменьшается, либо  $M_j < 1$ , тогда  $c_b$  монотонно снижается.

**2. Вдув на боковой поверхности.** Наряду с экспериментами по вдуву в донный срез изучалось течение в ближнем следе при подводе массы на боковой поверхности. Испытывалась модель, описанная выше для вдува в дно. На расстоянии 40 мм перед донным срезом имелся уступ высотой 2 мм, наружная образующая щели составляла угол в  $6^\circ$ , а внутренняя — параллельна образующей цилиндра. На фиг. 4 представлены: величина донного давления  $P$  (шкала 0.4–0.5) и число Маха вдува при  $M=3$ , а также величины донного давления при  $M=0.4, 0.6$  и  $0.8$  (шкала 0.95–1, обозначения 1–5 соответственно).

Величина  $M_j$  вычислялась в предположении изэнтропичности расширения от полного давления вдува до статического давления в набегающем потоке. Отрицательные числа  $M_j$  определены формально для представления об отношении давлений в том случае, когда давление в щели было меньше давления в набегающем потоке.

Эти зависимости показывают различие между процессами массообмена при подводе воздуха в донный срез и на боковой поверхности тела. Подвод массы в дно осуществляется тогда, когда полное давление вдуваемого газа больше давления обратного потока в донной области. В то же время подвод массы на боковой поверхности начинается при отрицательном перепаде давлений ( $M_j < 1$ ). Этот процесс связан с вязким взаимодействием потоков и происходит аналогично течению в эжекторе.

Вдув на боковой поверхности можно разделить на три этапа. На первом этапе ( $j < 0.008$ ) подвод массы эжекционный и донное давление растет по мере увеличения параметра вдува. Обтекание уступа без вдува имеет вид обычного донного течения, где граница вязкого слоя наклонена к оси, а в месте присоединения потока образуется скачок уплотнения. Уже небольшие количества вдуваемого газа ( $j \approx 0.007$ ) изменяют картину течения, граница вязкого слоя располагается параллельно поверхности цилиндра, а скачок сжатия исчезает. Давление за уступом не измерялось, но, судя по



Фиг. 6

положению вязкого слоя, это давление при малых расходах близко к давлению перед уступом.

На втором этапе ( $0.008 < j < 0.024$ ) вдув определяется как вязкими силами, так и положительным перепадом давлений, скорость вдува дозвуковая и донное давление сохраняется примерно постоянным. Влияние слабого вдува, а также подвода массы за счет процесса абляции на течение в донной области проявляется в основном в виде искажения начальных профилей свободного вязкого слоя. С увеличением вдува отношение скоростей на разделяющей линии тока растет более медленно, и это в соответствии с условиями [1] для области сжатия приводит к тому, что след становится длиннее.

На третьем этапе ( $j > 0.004$ ) скорость вдува сверхзвуковая и донное давление снижается. Вдув порядка  $j = 0.02 - 0.04$  оттесняет пограничный слой, а на участке между поверхностью цилиндра и слоем наблюдается система скачков уплотнения. Очень сильный вдув ( $j > 0.09$ ) качественно изменяет картину течения: во внешнем невязком потоке, обтекающем недорасширенную струю, возникает скачок уплотнения, что приводит к образованию местной отрывной зоны перед уступом, а за уступом также возникает скачок который проходит во внешний поток.

Для изучения влияния массообмена на течение в донной области осуществляются исследования при помощи систем возвращаемых на землю аппаратов [13]. Эти результаты показывают, что подвод массы вследствие абляции вызывает увеличение уровня донного давления и аналогичен слабому вдуву на боковой поверхности (фиг. 4,  $M = 20$ , пограничный слой турбулентный,  $Re_L = 3 \cdot 10^7 - 1 \cdot 10^8$ , значения  $P_1 = P_{(j>0)}/P_{(j=0)}$  обозначены  $\delta$ , шкала  $P_1$  0.1—0.3. Повышение донного давления можно объяснить следующими двумя причинами. Во-первых, утолщенный пограничный слой изменяет угол расширения и увеличивает горло следа. Меньший угол расширения, аналогичный тому, который можно ожидать в ламинарном потоке, приводит к увеличению донного давления. Во-вторых, утолщение пограничного слоя уменьшает местное число Маха на границе слоя и увеличивает угол скачка уплотнения, поэтому давление в области сжатия возрастает и донное давление повышается.

**3. Колебания давления в донной области.** Исследования колебаний давления в донной области при подводе массы выполнялись с помощью индуктивного датчика, установленного в центральной части донного среза. Величина суммарного уровня пульсаций давления определялась в диапазоне частот  $0.2 - 5$  кГц ( $B = 20 \lg B_0/B^\circ$ , где  $B_0$  — измеренная величина пульсаций,  $B^\circ = 2.05 \cdot 10^{-5}$  Па — нулевой уровень).

В литературе не имеется данных по оптимальному вдуву для снижения уровня пульсаций. Однако исследования влияния вдува на неустойчивость ближнего следа за клином с турбулизированным пограничным слоем ( $Re_L = 3 \cdot 10^8$ ) при числе  $M = 4$  показали, что с увеличением расхода вдуваемого газа интенсивность пульсаций вблизи оси следа снижается [5]. Авторы предполагали, что существует оптимальная величина расхода для получения минимального уровня пульсаций. Действительно, как следует из данных, представленных на фиг. 5 (где величина уровня пульсаций в донной области  $B$  отнесена к величине уровня пульсаций в передней точке торможения цилиндрического тела, «фону трубы»  $B_\infty$ ,  $B' = B/B_\infty$ ,  $M = 0.44$ , 0.54, 0.68, 0.81, 0.88, 2.0, 3.0, обозначения 1—7 соответственно), в широком диапазоне скоростей набегающего потока рост интенсивности вдува сопровождается снижением пульсаций. Для каждого числа Маха набегающего потока существует оптимальное значение расхода вдуваемого газа, при котором пульсации минимальны. При дозвуковых скоростях обтекания по мере повышения числа  $M$  минимальные значения пульсаций перемещают

ся от расходов  $j=0.02$  к  $j=0.03$ , а при числе  $M=3$  минимальная величина  $B'$  достигается при расходе  $j=0.01$ . Отметим, что в последнем случае величина  $j$  является оптимальной и для достижения максимального донного давления. Если для дозвукового диапазона скоростей внешнего потока вдув снижает пульсации в 2—3 раза, то для сверхзвукового диапазона — на порядок больше. Объяснить это можно изменением структуры течения в донной области при подводе массы.

Для дозвуковых скоростей обтекания увеличение вдува до  $j=0.08$  не приводит к существенному изменению донного давления; при этом циркуляционная зона не сдувается, а только несколько сокращается в размерах. Заметим, что в этом случае скорости как внешнего потока, так и вдуваемого газа дозвуковые, поэтому пульсации давления, возникающие в различных областях ближнего следа, распространяются к телу. Снижение пульсаций связано с тем, что наиболее интенсивные колебания передаются обратной струей, а увеличение вдува смещает донную точку торможения на некоторое расстояние, и обратное течение не может непосредственно воздействовать на донный срез.

При сверхзвуковых скоростях обтекания увеличение расхода приводит не только к сокращению циркуляционной зоны, но и к ее ликвидации. Происходит существенная перестройка структуры течения, причем резко уменьшаются градиенты скорости в свободном вязком слое, что также способствует стабилизации течения. Даже малые относительные расходы достаточны для того, чтобы вдуваемый газ разогнался до сверхзвуковой скорости перед смещенной вниз по потоку циркуляционной зоной. Естественно, что в этих условиях колебания давления, возникающие в ближнем следе, не могут передаваться к донному срезу. Повышение пульсаций при больших параметрах вдува в случае как дозвукового, так и сверхзвукового обтекания связано с возникновением акустического излучения струек, выдуваемых из отверстий перфорации [14]. К этому добавятся еще пульсации, вызванные взаимодействием истекающих струек.

Для качественного анализа пульсаций можно применить величину  $\zeta = kB_0^2 / \rho_b a_b$ , аналогичную среднему потоку звуковой энергии, проходящей через единицу площади в случае плоской звуковой волны, в предположении, что на донном срезе распределение пульсаций постоянно. Величина  $B$  характеризует динамические нагрузки, действующие на центральную часть донного среза, а величина  $\zeta$  — интенсивность источников пульсаций, так как при расчете последней учитываются плотность  $\rho_b$  и скорость звука  $a_b$  в донной области. Зависимости относительной интенсивности пульсаций  $\zeta' = \zeta_0 / \zeta_\infty$  от расхода аналогичны соответствующим зависимостям для относительного уровня пульсаций, отличие заключается только в том, что при отсутствии вдува значение  $\zeta$  при  $M=3$  не минимально, как значение  $B'$ , а повышается и располагается между значениями  $\zeta'$ , при числах  $M=0.42$  и  $0.58$ . Относительная интенсивность пульсаций при постоянных расходах вдува представлена на фиг. 6 ( $j=0, 0.003, 0.007, 0.014, 0.022$ , обозначения 1—5 соответственно). Как следует из графика, при приближении скорости набегающего потока к звуковой величине  $\zeta'$  уменьшается, причем наибольшее снижение относительной интенсивности пульсаций происходит при малых скоростях.

В результате обработки спектрограмм получены величины частот  $f$ , соответствующих максимальным амплитудам. Представляет интерес то обстоятельство, что относительно малые расходы вдува повышают частоты, причем максимальные значения чисел Струхала  $Sh = fD/V_\infty$  реализуются при  $j \approx 0.01$  (фиг. 5). Последующее повышение расхода вызывает снижение частот пульсаций, а после достижения расходов  $j \approx 0.03$  возрастание вдува мало влияет на частоту. Из представленных данных также следует, что



для всех расходов вдуваемого газа повышение скорости внешнего потока снижает числа Струхала примерно на такую же величину, как и в случае обтекания тела без вдува [<sup>15</sup>, <sup>16</sup>].

Увеличение частот при малых параметрах вдува может быть вызвано уменьшением объема застойной зоны, что приводит к росту частот резонансных акустических колебаний. Накладываясь на основной фон пульсаций в донной области, эти колебания могут несколько сместить в сторону высоких частот максимальные амплитуды спектров.

В результате проведенных исследований установлено, что оптимальные параметры вдува при сверхзвуковом обтекании как с позиции снижения сопротивления, так и с позиции уменьшения пульсаций совпадают. Начиная от малых дозвуковых скоростей и до сверхзвуковых ( $M=3$ ) вдув небольших количеств газа в донную область является эффективным средством для снижения нестационарных нагрузок: во-первых, амплитуды колебаний снижаются, а во-вторых, частоты возрастают, что также уменьшает возможность возникновения резонансных колебаний элементов конструкций.

Поступила 6 I 1973

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Chapman D. R.* An analysis of base pressure at supersonic velocities and comparison with experiment. NACA Rept, 1951, No. 1051.
2. *Bowman J. E., Clayden W. A.* Cylindrical afterbodies in supersonic flow with gas ejection. AJAA Journal, 1967, vol. 5, No. 8.
3. *Reid J., Hastings R. C.* The effect of a central jet on the base pressure of a cylindrical after-body in a supersonic stream. Aero. Res. Council. London, Rept Mem., 1961, No. 3224.
4. *Fuller L., Reid J.* Experiments on two-dimensional base flow at  $M=2.4$ . Aero. Res. Council. London, Rept Mem., 1958, No. 3064.
5. *Lewis J. E., Chapkis R. L.* Mean properties of the turbulent near wake of a slender body with and without base injection. AIAA Journal, 1969, vol. 7, No. 5.
6. *Behem M. A.* Flow in the base region of axisymmetric and two-dimensional configurations. NASA TR, 1960, R-77.
7. *Heyser A., Maurer F., Oberdorffer E.* Experimental investigation on effect of tail surfaces and angle of attack on base pressure in supersonic flow. AGARD, Conference Proc., 1966, No. 10.
8. *Collins D. J., Lees L., Roshko A.* Near wake of a hypersonic blunt body with mass addition. AIAA Journal, 1970, vol. 8, No. 5.
9. *Исаев С. П., Швец А. И.* Течение в донной области при сверхзвуковом обтекании тел. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 1.
10. *Швец А. И.* Течение в донной области плоских тел. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 6.
11. *Sykes D. M.* Cylindrical and boat-tailed afterbodies in transonic flow with gas ejection. AIAA Journal, 1970, vol. 8, No. 3.
12. *Craven A. H.* Base pressure at subsonic speeds in the presence of a supersonic jet. Coll. Aeronaut. Cranfield, 1960, Rept No. 129.
13. *Cassanto J. M., Hoyt T. L.* Flight results showing the effect of mass addition on base pressure. AIAA paper, 1970, No. 109.
14. *Лютый В. А., Новиков Л. В., Швец А. И.* Пульсации давления в кольцевых соплах. Изв. АН СССР, МЖГ, 1973, № 5.
15. *Панов Ю. А., Швец А. И., Хаген А. М.* Исследование колебаний донного давления за конусом в сверхзвуковом потоке. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 6.
16. *Швец А. И., Панов Ю. А., Хаген А. М., Новикова В. А.* О влиянии числа Маха на колебания донного давления за конусом. Вестн. МГУ, Матем., механ., 1968, № 1.