

ОПТИМАЛЬНАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ СТенок АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТРУБЫ ПРИ МАЛЫХ СВЕРХЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

Теоретически исследовано взаимодействие косых скачков уплотнения и волн разрежения при $M_\infty \approx 1$ с перфорированными стенками аэродинамической трубы. Найдены условия, при которых эти возмущения не отражаются от стенок и, следовательно, не искажают обтекание модели.

Приводятся результаты эксперимента, подтверждающие теоретические выводы. Дается сравнение с экспериментальными данными других авторов.

1. Рассмотрим обтекание плоской модели, установленной в трубе с проницаемыми стенками, трансзвуковым потоком газа. Пусть граничное условие на стенке имеет вид

$$Ru + v = 0 \quad (1.1)$$

где R — параметр проницаемости, кусочно-постоянная функция, меняющая значение вместе со знаком v ; u , v — возмущенные составляющие скорости в продольном и поперечном направлениях соответственно.

В неограниченном потоке при $M_\infty \rightarrow 1$ имеют место оценки [1]

$$\frac{u}{u_\infty} \sim \tau^{3/2} \sim M_\infty^2 - 1, \quad \frac{v}{u_\infty} \sim \tau$$

где τ — относительная толщина профиля.

Чтобы наличие стенок не искажило обтекание модели, эти оценки должны иметь место и в аэродинамической трубе. Тогда из (1.1) получим

$$R \sim \sqrt{|M_\infty^2 - 1|} \quad (1.2)$$

По такому закону вблизи $M_\infty = 1$ должна меняться проницаемость стенок, чтобы не влиять на обтекание модели.

Для нахождения коэффициента пропорциональности в (1.2) при дозвуковых скоростях необходимо провести расчеты обтекания модели в трубе с заданной проницаемостью стенок и сравнить их с безграничным обтеканием.

При малых сверхзвуковых скоростях устранение индукции границ состоит главным образом в гашении с помощью перфорации скачков уплотнения и волн разрежения. Здесь определение оптимальной проницаемости можно построить на известных точных решениях (волна Прандтля — Майера и косой скачок уплотнения).

Пусть на пути волны Прандтля — Майера, идущей от модели, стоит перфорированная стенка. Величина угла отклонения потока при разгоне от звуковой скорости до небольшого сверхзвукового числа M равна (здесь и далее приводятся выражения, полученные из соответствующих формул работы [2] разложением в ряд по малому параметру $M-1$)

$$v = -\frac{v}{u_\infty} = \frac{2(M^2-1)^{3/2}}{3(\gamma+1)} \quad (1.3)$$

где γ — показатель адиабаты.

Величина давления $p_\infty + \Delta p$, которое достигается при таком течении, составляет

$$1 + \Delta p/p_\infty = -\gamma(M^2-1)/(\gamma+1)$$

Из уравнения для продольной составляющей импульса с точностью до членов второго порядка малости находим

$$\frac{u}{u_\infty} = -\frac{\Delta p}{\gamma p_\infty} = \frac{M^2-1}{\gamma+1} \quad (1.4)$$

Подставляя (1.3) и (1.4) в граничное условие (1.1), найдем значение оптимального параметра проницаемости, при котором слабая волна разрежения не отражается от перфорированной стенки

$$R_{opt 1} = \frac{2}{3} \sqrt{M^2-1} \quad (1.5)$$

Рассмотрим взаимодействие косого скачка уплотнения с перфорированной стенкой. Угол поворота φ вектора скорости набегающего потока в косом скачке, наклоненном на угол θ с осью x , равен

$$\varphi = \frac{v}{u_\infty} = \frac{2(M_\infty^2 \sin^2 \theta - 1)}{(\gamma+1)M_\infty^2} \operatorname{ctg} \theta \quad (1.6)$$

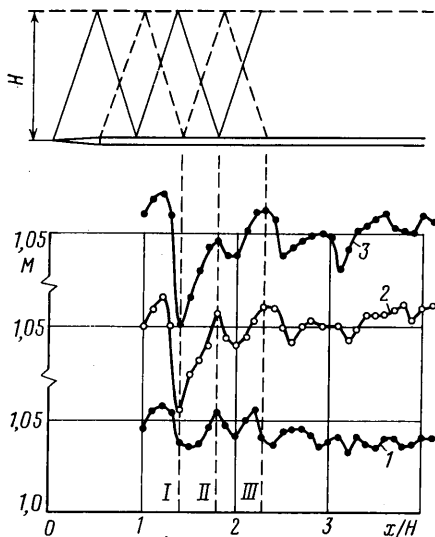
При $M_\infty \approx 1$ угол θ близок к наклону линий Маха, т. е. $\text{ctg } \theta \approx \sqrt{M_\infty^2 - 1}$. Приращение давления в скачке при этом составит $\Delta p/p_\infty = 2\gamma(M_\infty^2 - 1) / (\gamma + 1)$.

Отсюда с учетом (1.4) можно найти изменение продольной скорости на скачке

$$u/u_\infty = -2(M_\infty^2 - 1) / (\gamma + 1) \quad (1.7)$$

Подстановка (1.6) и (1.7) в граничное условие (1.1) позволяет определить параметр проницаемости $R_{\text{орт } 2}$, при котором не происходит отражения скачков уплотнения от перфорированной стенки трубы

$$R_{\text{орт } 2} = \sqrt{M_\infty^2 - 1} \quad (1.8)$$



Фиг. 1

Следует иметь в виду, что для гашения скачка уплотнения необходимо выпустить через перфорацию заданный расход газа. Гашение волны разрежения происходит при втекании в поток нужного расхода воздуха. Проницаемости перфорации на втекание и вытекание газа из потока могут различаться [3]. Это еще больше раздвинет границы между оптимумами проницаемости для скачков и волн разрежений и ухудшит индукционные свойства стенок трубы с нерегулируемой проницаемостью. При значительной интенсивности возмущений, приходящих на стенку, выход видится лишь в адаптивной подстройке локальной проницаемости стенки $R_{\text{орт}}(M_\infty; x, y, z)$ в темпе эксперимента.

Для моделей стандартных размеров уровень возмущений, достигающих стенок, невелик, поэтому в (1.5) можно приближенно принять $M = M_\infty$. Выбрав далее проницаемость стенок, промежуточную между ее значениями для гашения скачков и волн разрежения, можно надеяться на получение универсальной зависимости

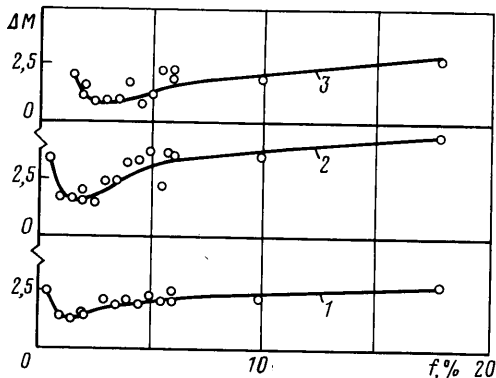
$R_{\text{орт}}(M_\infty)$, ослабляющей отражение от стенок любых возмущений при $M_\infty \approx 1$.

2. Для экспериментального исследования взаимодействия возмущений от модели с перфорированными стенками были проведены испытания тонкой конус-цилиндрической модели диаметром $d = 85$ мм. Угол конуса модели составлял 10° , длина конуса $5,7 d$, на расстоянии $12 d$ от носика начинался дренаж приемниками статического давления с шагом $1,175 d$. Модель закреплялась на оси рабочей части трубы прямоугольного сечения с четырехсторонней изменяемой проницаемостью стенок. Затенение потока моделью составляло $0,075\%$. Описание установки и условий испытаний дано в [3] (труба Т-3). Цель эксперимента состояла в измерении уровня возмущений, созданных конической частью модели и отраженных стенками трубы, при различной перфорации стенок f . Положение носика модели было выбрано таким образом, чтобы обеспечить попадание за пределы зоны возмущений, создаваемых разгонным участком перфорированных границ.

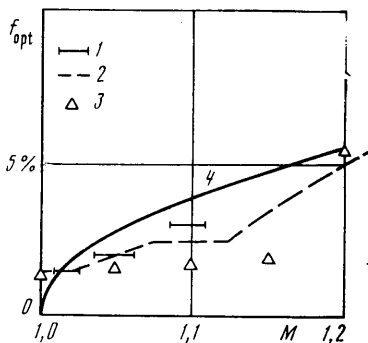
На фиг. 1 сверху изображено схематично расположение модели в рабочей части (верхняя половина потока). Здесь же показана система скачков уплотнения (сплошные линии) и волн разрежения (штриховые линии), образующихся на носике модели при $M_\infty = 1,05$ и последовательно отражающихся от границ потока. Ниже на фиг. 1 представлено распределение чисел M по модели для различных коэффициентов перфорации стенок (цифры 1-3 соответствуют $f = 2,5; 4$ и 6%). Видно, что наибольшее возмущение наблюдается в том месте, где на модель приходит первое отражение головной волны разрежения (сечение I). Сечению II соответствует второе отражение от стенок головного скачка уплотнения, сечению III - второе отражение волны разрежения. Амплитуда этих возмущений зависит от коэффициента перфорации и достигает минимума при некотором значении f .

На фиг. 2 представлена величина максимальной неравномерности поля чисел M на модели $\Delta M = 0,5 |M_{\text{max}} - M_{\text{min}}| \cdot 100\%$ в зависимости от f . Цифры на фиг. 2 соответствуют следующим диапазонам: 1 - $1,01 \leq \langle M \rangle \leq 1,026$, 2 - $1,035 \leq \langle M \rangle \leq 1,062$, 3 - $1,086 \leq \langle M \rangle \leq 1,109$, где $\langle M \rangle$ - среднее по длине модели число Маха. Видно наличие минимумов, обеспечивающих уровень $\Delta M \sim 1,2\%$. Эти значения f были приняты за оптимум в соответствующем диапазоне $\langle M \rangle$.

Сравнение $f_{\text{орт}}$ с расчетами по соотношению (1.8) и данными [4] показано на фиг. 3 (1 - данная работа, эксперимент; 2 - эксперимент в трубе AEDC PWT 4-ft [4]; 3 - эксперимент в трубе MSFC TWT 14' [4]; 4 - расчет). В расчетах при переходе от математического параметра проницаемости R к физической величине коэффициента перфорации f было принято соотношение $R = 0,12 f\%$, найденное по методу [3] для вытекания газа из рабочей части при $M \approx 1,0$.



Фиг. 2



Фиг. 3

Таким образом, данная расчетная кривая соответствует оптимуму для гашения скачков уплотнения. Аналогичная кривая для волн разрежения должна располагаться ниже как в силу соотношения (1.5), так и в силу большего наклона R/f при втекании газа в поток [3]. Однако здесь эта кривая не приводится из-за недостаточной точности определения зависимости $R(f)$. Сравнение с экспериментальными данными работы [4], полученными на 20° конус-цилиндрических моделях, показывает хорошее совпадение, несмотря на то, что наклон перфорационных отверстий в указанных трубах составлял 60° (в отличие от 90° в рассматриваемой установке). Видимо, при столь малых проницаемостях играет роль не столько форма перфорационного канала, сколько площадь просвета отверстий.

Конический скачок и коническая волна разрежения от модели в месте пересечения со стенками трубы ведут себя как локально-плоские. Поэтому соотношения (1.5) и (1.8), полученные для плоских течений, справедливы и для пространственных моделей, что и подтверждают результаты эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Карман Т. Закон подобия для трансзвукового потока // Газовая динамика. М.: Изд-во иностр. лит., 1950. С. 173–182.
2. Equations, tables and Charts for Compressible Flows. NACA Rep. N 1135. 1948. 69 p.
3. Нейланд В. М. Проницаемость перфорированных стенок аэродинамической трубы при околосвуковых скоростях // Уч. зап. ЦАГИ. 1988. Т. 19. № 5. С. 142–146.
4. Davis J. W. An Empirical Technique for optimisation of Variable Porosity Transonic Wind Tunnel Flows. Dissertation, Ann Arbor. Michigan. USA. 1972. 122 p.

Москва

Поступила в редакцию
28.III.1988