МЕХАНИКА
ЖИДКОСТИ И ГАЗА
№ 3 · 1991

УДК 533.6.071.088

В. М. НЕЙЛАНД, Н. Н. ХОЗЯЕНКО

БЛОКИРОВКА ПОТОКА ПРИ ИСПЫТАНИЯХ МОДЕЛЕЙ В ПЕРФОРИРОВАННОЙ РАБОЧЕЙ ЧАСТИ АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТРУБЫ ПРИ $M_\infty \to 1$

На основании оценок трансзвуковой теории малых возмущений в [1] показано, что для устранения индукции перфорированных стенок трубы вблизи $M_\infty=1$ их проницаемость R должна изменяться по закону $R_{op}\sim\sqrt{|M_\infty^2-1|}$, т. е. теоретически $R_{op}\to 0$ при $M_\infty\to 1$, а практически из-за влияния вязкости величина $R_{op}\neq 0$, но весьма мала. Однако испытания моделей при малой проницаемости стенок и $M_\infty\to 1$ могут быть осложнены блокировкой (запиранием) потока, т. е. невозможностью эвакуировать нужный расход воздуха через перфорированные стенки. Это явление исследуется в данной работе.

В классических работах по методике эксперимента в трансзвуковых аэродинамических трубах (например, в [2]) описаны два случая блокировки потока в трубе. Первый имеет место в трубе с жесткими непроницаемыми стенками в присутствии модели. В этом случае в минимальном сечении, примерно соответствующем миделю модели, возникает местная скорость звука и дальнейшее повышение скорости потока на входе в рабочую часть невозможно. Попытки повысить скорость набегающего потока, например повышением давления в форкамере, приводят к повышению давления во всей области течения перед скачком, замыкающим сверхзвуковую область течения в трубе, и к перемещению этого скачка вниз по потоку. При этом число Маха на входе в рабочую часть не изменяется, так как оно определяется отношением площади критического сечения к площади входного сечения трубы. Собственно говоря, перфорация стенок рабочей части была изобретена как раз для преодоления этого эффекта путем перепуска лишнего расхода газа в обход рабочей части *1* через камеру давления *2* и щель *3* из камеры давления в диффузор *4* (фиг. 1).

Второй режим блокировки возникает в том случае, когда размер щели в конце камеры давления не в состоянии пропустить весь расход воздуха, вытекающего из потока в камеру давления. Обычно это бывает, когда начальный участок перфорированных стенок трубы служит расходным соплом для получения малых сверхзвуковых скоростей потока. Расход вытекающего воздуха увеличивается при увеличении этой сверхзвуковой скорости и начиная с некоторой его величины в дозвуковой струе, истекающей из щели в конце рабочей части, возникает местная скорость звука – течение запирается (подробнее об этом см. [2, гл. VI]).

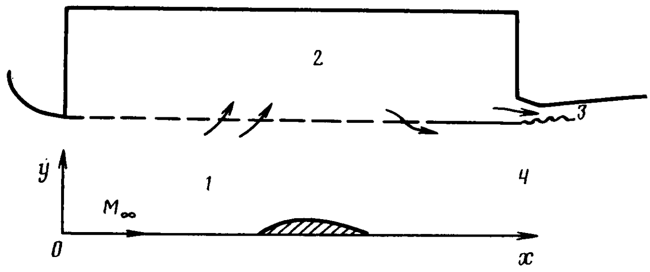
В данной работе исследуется третий режим блокировки течения, связанный с конечностью длины перфорированных стенок трубы. Действительно, в бесконечно длинных проницаемых границах блокировка невозможна, так как весь вытесненный телом воздух может вытечь через стенки даже при их очень малой проницаемости. Если же длина проницаемой границы конечна, в принципе возможна блокировка течения при малой степени проницаемости.

1. Рассмотрим симметричное обтекание тонкого профиля хорды длиной c и относительной толщиной τ в канале полуширины H (фиг. 1). Покажем, что для приближенных оценок при $M_\infty\to 1$ можно пользоваться одномерным подходом. Начнем со случая непроницаемых стенок. Уравнение расхода дает оценку

$$\Delta(\rho u)/(\rho u)\sim\tau c/H \tag{1.1}$$

Из уравнения продольного импульса следует

$$\Delta p_x/p\sim\Delta u_x/u \tag{1.2}$$



Фиг. 1

где символы Δp_x и Δu_x означают характерное изменение параметров вдоль оси x.

Близость скорости потока к звуковой позволяет записать

$$\Delta(\rho u)/\rho u \sim (\Delta u_x/u)^2 \sim (\Delta p_x/p)^2 \tag{1.3}$$

что следует из наличия экстремума у функции $q(\mathrm{M})=\rho u/\rho_* u_*$ при $\mathrm{M}=1$, в силу чего разложение в ряд Тейлора этой функции вблизи $\mathrm{M}=1$ начинается с квадратичных членов.

Из (1.1)–(1.3) получаем

$$\Delta p_x/p \sim (\tau c/H)^{1/2} \tag{1.4}$$

Характерное изменение давления поперек канала Δp_y найдем из уравнения для поперечного импульса и граничного условия $v/u \sim \tau$

$$\Delta p_y \sim (\partial p/\partial y) H \sim \rho u v H/c \sim \rho u^2 \tau H/c$$

Откуда имеем

$$\Delta p_y/p \sim \tau H/c \tag{1.5}$$

Сравнивая (1.4) и (1.5), видим, что

$$\Delta p_y/\Delta p_x \sim \tau^{1/2}(c/H)^{-3/2}$$

Таким образом, малость толщины тела и близость скорости течения к звуковой делают поперечный перепад давления в канале много меньше продольного (обычно $H \sim c$). Тем самым показано, что течение в таком канале в первом приближении описывается уравнениями одномерной газовой динамики. В качестве примера сравним условие блокировки потока в трубе с жесткими стенками, полученное по одномерной теории и по уточненной теории Гудерлея [3]. Последняя дает для числа M_{ch}, достижимого на входе в канал, оценку

$$|1-\mathrm{M}_{ch}| \sim \tau^{8/15}(H/c)^{-2/5} \tag{1.6}$$

тогда как по одномерной теории уравнение неразрывности между входным и критическим сечениями дает соотношение $\rho_* u_*(H-\tau c)=(\rho u)_{ch} H$, из которого находим

$$q(\mathrm{M}_{ch})=1-\tau c/H \tag{1.7}$$

Функция $q(\mathrm{M})$ вблизи $\mathrm{M}=1$ представима в виде

$$q(\mathrm{M}_{ch})=1-2(\varkappa+1)^{-1}(\mathrm{M}_{ch}-1)^2+\ldots$$

что с учетом (1.7) дает

$$|1-\mathrm{M}_{ch}| \sim \tau^{1/2}(H/c)^{-1/2} \tag{1.8}$$

Сравнивая (1.6) и (1.8) и принимая во внимание, что $8/15 \approx 1/2$, $2/5 \approx 1/2$, а также тот факт, что соотношение (1.6) получено на основании приближенного уравнения Кармана, делаем вывод об удовлетворительном совпадении одномерной теории и более точной теории, приводящей к соотношению (1.6).

Наличие пористой верхней границы в канале не изменит полученные оценки, если скорость перетекания через стенку v мала. В этом случае, воспользовавшись принципом отвердевания линий тока, можно рассматривать течение в канале с изогнутой верхней стенкой, наклон которой мал, и тем самым свести задачу к исследованной ранее. Следовательно, наличие малого параметра (толщины тела, скорости перетекания газа через стенки и т. п.) является условием применимости одномерной теории для приближенного описания трансзвуковых течений газа в трубе с перфорацией.

Запишем в такой постановке уравнение расхода между входным ($x=0$) и минимальным ($x=x_1$) сечениями трубы

$$\int_{y_w}^{H}\rho(x_1,y)U(x_1,y)\,dy+\int_{0}^{x_1}\rho(x,H)v(x,H)\,dx=\rho_\infty u_\infty H \tag{1.9}$$

Предположение о квазиодномерности позволяет считать, что

$$\int_{y_w}^{H}\rho(x_1,y)U(x_1,y)\,dy=\langle\rho(x_1)\rangle\langle U(x_1)\rangle(H-\tau c)+\varepsilon$$

где ε — малая величина, учитывающая отличие потока от одномерного в критическом сечении. Отнесем средние плотность $\langle\rho(x_1)\rangle$ и скорость $\langle U(x_1)\rangle$ к соответствующим параметрам в критическом сечении; в результате получим

$$q(\mathrm{M}_1)(1-\tau c/H)+Q_R+\varepsilon=q(\mathrm{M}_\infty)$$

$$Q_R=\frac{1}{\rho_* u_* H}\int_{0}^{x_1}\rho(x,H)v(x,H)\,dx$$

где Q_R — относительный расход через перфорированную стенку между сечениями $x=0$ и $x=x_1$.

Если местная сверхзвуковая зона на профиле и скачок, ее замыкающий, доходят до стенки, то в критическом сечении достигается скорость звука и $q(\mathrm{M}_1)=1$. Тогда соотношение

$$q(\mathrm{M}_{ch})=1-\tau c/H+Q_R+\varepsilon \tag{1.10}$$

определяет предельное число M_{ch}, которое может быть получено во входном сечении трубы. Для непроницаемой границы $Q_R=0$ и получаем зависимости (1.7), (1.8) числа M_{ch} от затенения потока миделем модели $\sigma=\tau c/H$.

Как известно, функция $q(\mathrm{M}_\infty)$ имеет два корня, соответствующие до- и сверхзвуковым режимам. Поэтому для каждых значений σ и Q_R существует диапазон чисел M_∞ вблизи единицы $1-\Delta\mathrm{M}_1\leqslant\mathrm{M}_\infty\leqslant1+\Delta\mathrm{M}_2$, в который попасть невозможно. Попытки реализовать на входе в рабочую часть течения с числами M_∞ из этого диапазона, например путем повышения давления в форкамере, приведут к полной перестройке течения. При дозвуковых скоростях это выразится в повышении давления в набегающем на модель потоке (аналог «блокировки» потока в жестких стенках). При сверхзвуковых скоростях перед моделью возникнет отошедшая волна уплотнения, положение и интенсивность которой будут отличаться от соответствующих параметров для безграничного обтекания.

Размер зоны недоступности $\Delta M_{1,2}$ определяется затенением потока σ и расходом через границу Q_R. Чем больше этот расход, тем ближе к единице реализуемое число M_∞. Согласно закону Дарси для проницаемой поверхности, расход Q_R можно связать с перепадом давления на стенке соотношением

$$Q_R = \frac{q(M_\infty)R}{\varkappa M_\infty^2 H}\int_0^{x_1} \frac{p(x,H)-p_K}{p_\infty}\frac{\rho(x,H)}{\rho_\infty}dx$$

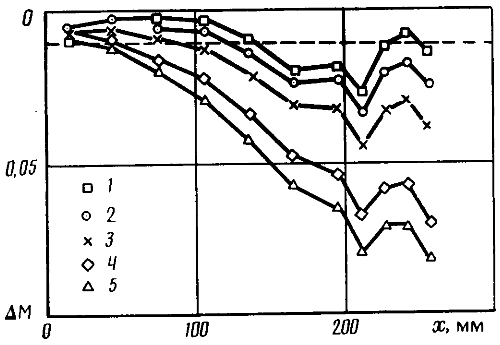
где R — параметр проницаемости, а p_K — давление в камере за перфорацией. Видно, что Q_R пропорционально проницаемости стенки, длине x_1 от начала рабочей части до критического сечения и зависит от распределения давления на стенке. На участке стенки трубы $x \leqslant x_1$ происходит в основном вытекание газа из потока ($Q_R > 0$), что при определенных условиях позволяет избежать блокировки и получить $M_\infty = 1$.

Если же R мало́ или затенение потока велико, то блокировки избежать не удается. Если при этом повышение числа M_∞ осуществляется путем повышения давления в форкамере, то блокировка потока приводит к повышению давления во всем потоке перед моделью, вплоть до начала рабочей части. В результате возмущенной присутствием модели оказывается вся область набегающего потока и определить число M_∞, соответствующее «невозмущенному набегающему потоку», не представляется возможным. Признаком появления этого режима при увеличении давления в форкамере для дозвуковых течений служит отличие статического давления в контрольном сечении при наличии модели в трубе от соответствующей величины в пустой трубе, превышающее заданную погрешность.

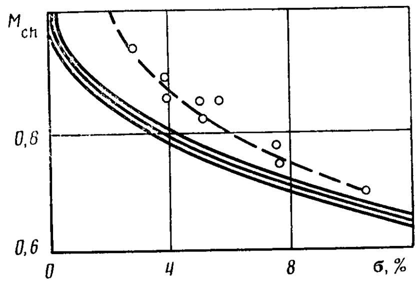
Таким образом, требование [1] $R_{op} \sim \sqrt{|M_\infty^2 - 1|}$ приходит в противоречие с условием (1.10), для выполнения которого желательно иметь R как можно бо́льшим. Разрешение этого противоречия возможно лишь при наличии секционно-регулируемой перфорации. Начальные участки такой рабочей части имеют относительно большую проницаемость, чтобы обеспечить прохождение необходимого расхода Q_R. А участки в зоне расположения модели должны иметь проницаемость $R \sim \sqrt{|M_\infty^2 - 1|}$, обеспечивающую минимум индукции в трансзвуковом диапазоне.

2. Для экспериментального исследования эффекта блокировки околозвукового потока в трубе с малой проницаемостью стенок были проведены испытания серии профилей в трубе Т-115 ЦАГИ. Она представляет собой установку периодического действия, работающую от газгольдера с выхлопом в атмосферу. Рабочая часть трубы имеет сплошные боковые и перфорированные горизонтальные стенки. Высота рабочей части — переменная (100, 150 и 200 мм). Перфорированные панели съемные, коэффициент перфорации f в опытах составлял 3,2; 7,3; 12,7; 20 и 50%. Были испытаны три аффинноподобных профиля, образованных из дуг окружности. Относительная толщина профилей составляла 7,5; 10 и 14%, размер хорды c=75 мм. Тем самым загрузка сечения трубы σ изменялась от 2,8 до 10,5%. В ходе эксперимента измерялось статическое давление перед профилями на боковой стенке трубы вдоль ее центральной линии. Целью эксперимента было определение наименьшей загрузки σ, начиная с которой давление в некотором выбранном контрольном сечении не зависит от наличия в трубе модели.

Типичные результаты эксперимента показаны на фиг. 2. Здесь представлено распределение ΔM (разницы между числами Маха в экспериментах с моделью и без модели) перед профилем с τ=7,5% при ширине рабочей части H=100 мм и перфорации стенок f=3,2%. Носику профиля соответствует x=400 мм. Кривые *1–5* соответствуют числам M_∞=0,7; 0,81; 0,85; 0,91; 0,93. Если принять в качестве допустимого отклонения



Фиг. 2



Фиг. 3

числа M в контрольном сечении трубы с моделью от числа M в пустой трубе $\Delta M=0{,}01$ (штриховая линия на фиг. 2), то можно построить зависимости $M_{ch}(\sigma)$ наибольшего числа M_∞, реализуемого на входе в рабочую часть при данной загрузке сечения σ.

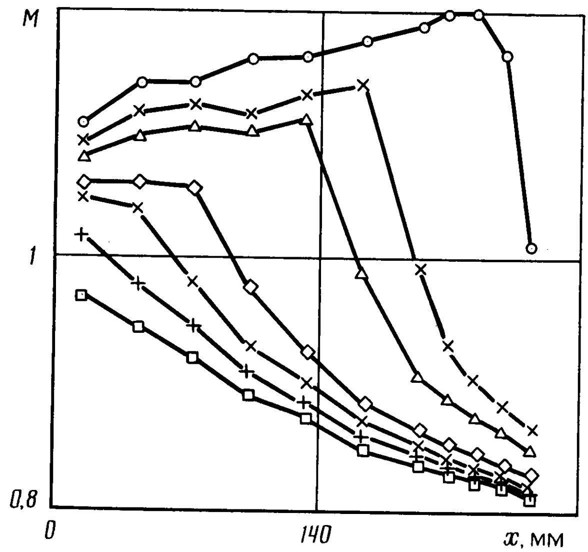
Пример такой зависимости для перфорации стенок 3,2% приведен на фиг. 3. Всего было исследовано девять вариантов загрузки сечения (три модели при трех высотах рабочей части). Результаты всех испытаний расположены на одной экспериментальной кривой (штриховая линия). Это говорит о независимости M_{ch} от относительной толщины моделей и от относительной ширины канала H/c, т. е. о применимости для этих оценок изложенного квазиодномерного подхода.

Для сравнения на фиг. 3 представлены расчеты при $f=0$ (жесткие стенки) по таблицам газодинамических функций с заданной погрешностью $\Delta M=\pm 0{,}01$ (сплошные линии). Различие между непроницаемыми стенками и стенками малой (3,2%) перфорации исчезает при очень больших загрузках сечения, что вполне естественно.

Для больших коэффициентов перфорации ($f \geqslant 13$–50%) явление блокировки обнаружить не удалось во всем исследованном диапазоне параметров.

Описанные выше экспериментальные результаты касались дозвуковых скоростей потока. Методика определения M_∞ при малых сверхзвуковых скоростях и малой проницаемости стенок имеет свою специфику. Прежде всего она связана с тем, что очень часто для получения малых сверхзвуковых скоростей используют разгон потока на начальном участке перфорации (расходное сопло). При этом протяженность зоны неравномерности потока увеличивается с уменьшением f. Тем самым положение контрольного сечения, в котором измеряют параметры набегающего потока, удаляется от начала рабочей части.

Известно, что при $M_\infty \geqslant 1$ модель обтекается с образованием отошедшей ударной волны, расстояние до которой от носика модели увеличивается при $M_\infty \to 1$. Приближение этой волны к контрольному сечению может вызвать (при достаточной интенсивности скачка) искажение измеряемого M_∞. Типичные результаты, полученные в эксперименте при сверхзвуковых скоростях, приведены на фиг. 4. Здесь представлено распределение чисел M перед профилем с $\tau=10\%$ при ширине рабочей части $H=100$ мм, перфорации стенок $f=3{,}2\%$ и различных $M_\infty>1$. Носик профиля расположен в точке с координатой $x=400$ мм. Видно, что в ряде случаев отошедшая головная волна достигает контрольного сечения, не оставляя тем самым перед моделью области с постоянным значением M, которая могла бы служить для определения условий невозмущенного набегающего потока.



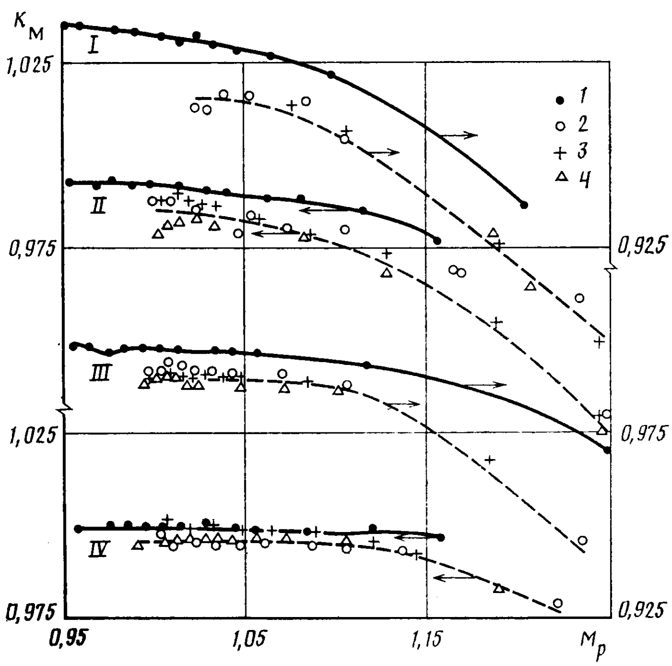
Фиг. 4

Несколько слов следует сказать о способе определения M_∞ по статическому давлению в камере, окружающей перфорацию (соответствующую величину обозначим M_p). Такой методикой пользуются, в частности, во многих промышленных трансзвуковых трубах. При этом возможное отличие M_p от среднего числа $\langle M \rangle$ в зоне расположения модели устраняется введением поправочного коэффициента поля $K_м = \langle M \rangle / M_p$ по результатам измерений давления на стенках в пустой трубе. Такой подход справедлив, если величина $K_м$ не зависит от наличия или отсутствия модели в трубе. Установить этот факт можно лишь при сверхзвуковой скорости набегающего потока, когда есть достаточный участок перед моделью, на котором $M(x) = \text{const}$.

На фиг. 5 представлены коэффициенты поля для пустой трубы и трубы с моделями. Цифрами *1*—*4* обозначены случаи $f=3{,}2$, 7,3, 12,7 и 20%. Данные *1* соответствуют условиям пустой трубы, *2*—*4* — профилям с $\tau = 7{,}5$; 10 и 14%. Эти результаты относятся к ширине рабочей части $H = 100$ мм. Видно, что при малой проницаемости (3—7%) наличие модели в трубе заметно изменяет коэффициент поля. Следовательно, общепринятая методика определения $M_\infty = M_p K_м$ для малой проницаемости не пригодна. При проницаемости $f \geqslant 13\%$ можно пользоваться в качестве M_∞ числом M_p, определенным по статическому давлению в камере.

Таким образом, при работе с малой, нерегулируемой по длине проницаемостью стенок можно рекомендовать следующую методику определения параметров невозмущенного набегающего потока: при дозвуковых скоростях — по статическому давлению в потоке в контрольном сечении, максимально удаленном от модели (следя за тем, чтобы отличие давления от соответствующей величины в пустой трубе не превышало допустимой погрешности); при сверхзвуковых скоростях — по уровню среднего статического давления в потоке перед моделью на участке, где $p(x) = \text{const}$ (если таковой имеется).

Изложенные рекомендации касаются создания необходимых условий для безындукционного обтекания моделей — подобия по числу M_∞. Вопрос о достаточных условиях — это создание таких локальных условий на границе потока, при которых отсутствует искажение обтекания модели по-



Фиг. 5

сравнению с безграничным потоком. Как уже упоминалось, создание таких условий возможно лишь с помощью регулируемой перфорации стенок трубы.

Авторы благодарят Ю. Б. Лифшица за полезные замечания, высказанные при обсуждении работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Нейланд В. М.* Оптимальная проницаемость стенок аэродинамической трубы при малых сверхзвуковых скоростях // Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 4. С. 187–189.
2. *Гродзовский Г. Л., Никольский А. А., Свищев Г. П., Таганов Г. И.* Сверхзвуковые течения газа в перфорированных границах. М.: Машиностроение, 1967. 144 с.
3. *Гудерлей К. Г.* Теория околозвуковых течений. М.: Изд-во иностр. лит., 1960. 421 с.

Москва

Поступила в редакцию
5.VI.1990