

УДК 533.601.155 + 532.546

ФИЗИЧЕСКОЕ И МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СВЕРХЗВУКОВОГО ОБТЕКАНИЯ ЦИЛИНДРА С ПОРИСТОЙ ВСТАВКОЙ

И. А. Бедарев, С. Г. Миронов, К. М. Сердюк,
А. В. Федоров, В. М. Фомин

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН,
630090 Новосибирск
E-mails: bedarev@itam.nsc.ru, mironov@itam.nsc.ru, serdyukkm@gorodok.net,
fedorov@itam.nsc.ru, admin@itam.nsc.ru

Представлены результаты численного и экспериментального исследования обтекания сверхзвуковым потоком ($M_\infty = 4,85$) модели продольно расположенного цилиндра с газопроницаемой ячеисто-пористой вставкой на его переднем торце. Получены экспериментальные данные о влиянии структуры пор и длины цилиндрической пористой вставки на аэродинамическое сопротивление модели, давление на переднем торце цилиндра и картину обтекания. При численном моделировании решались осредненные по Фавру уравнения Навье — Стокса, описывающие движение вязкого сжимаемого теплопроводного газа. Система дополнена источниковым членом, учитывающим сопротивление пористого тела в рамках континуальной модели фильтрации. В расчетах получены данные о полях давлений и скоростей внутри пористого тела и во внешнем потоке, определена форма эффективного заостренного тела, сопротивление которого равно сопротивлению рассматриваемой модели. Проведено сравнение результатов расчета с данными измерений и теневой визуализации поля течения.

Ключевые слова: сверхзвуковые течения, обтекание газопроницаемых пористых тел, численное моделирование, эксперимент.

Введение. Возможность управления аэродинамическим сопротивлением тел, движущихся с высокой сверхзвуковой скоростью, позволяет повысить путевую маневренность летательного аппарата. Наиболее эффективно управление сопротивлением может быть использовано применительно к летательным аппаратам с затупленной головной частью, основную долю аэродинамического сопротивления которых составляет волновое сопротивление. В настоящее время известен ряд способов управления волновым сопротивлением затупленных тел в сверхзвуковом потоке, к числу которых относятся использование аэродинамической иглы [1], подвод энергии в поток перед телом [2], выдув струи газа, жидкости или твердых частиц в направлении движения тела (см., например, [3]). Эти способы основаны на формировании перед головной частью поля течения, соответствующего обтеканию некоторого тела заостренной формы. При этом изменяется структура скачков уплотнения, снижается давление на корпус и соответственно величина аэродинамического сопротивления. К недостаткам указанных способов можно отнести возникновение пульсаций давления в передней отрывной зоне, высокое энергопотребление, необходимость использования расходных материалов.

Работа выполнена в рамках аналитических целевых ведомственных программ “Развитие научной базы высшей школы” № 2.1.1/3963, 2.1.1/4674.

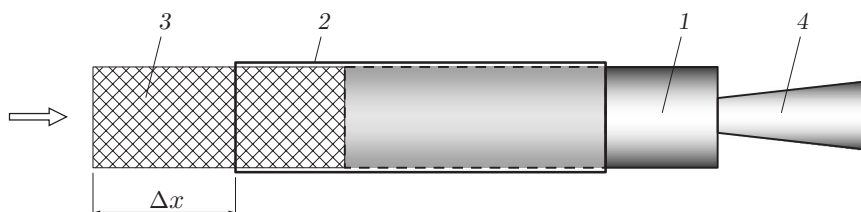


Рис. 1. Схема модели:

1 — продольно обтекаемый цилиндр, 2 — тонкостенная цилиндрическая трубка, 3 — вставка из газопроницаемого пористого материала, 4 — тензовесы

В рамках такого подхода возможно использование расположенных перед телом высокопроницаемых для газа материалов, обеспечивающих перераспределение газа набегающего потока и формирование течения, соответствующего обтеканию тела обтекаемой формы. Для одиночных перфорированных экранов в сверхзвуковом потоке и перфорированных экранов, расположенных перед затупленным телом, выполнена серия расчетов [4], которые показали возможность снижения аэродинамического сопротивления в системе экран — тело. Результаты расчетов были дополнены картинами течения и данными единичных измерений давления в лобовой точке затупленного тела. Тем не менее непосредственные весовые измерения и детальное исследование течения в этих работах не проводились. В рамках рассматриваемого подхода весьма перспективным направлением является использование газопроницаемых пористых материалов, которые обладают большей механической прочностью по сравнению с сетчатыми экранами и могут охлаждаться.

В данной работе экспериментально и численно исследовано влияние вставок из различных газопроницаемых ячеисто-пористых материалов, расположенных перед торцом цилиндра, на сопротивление всей системы в сверхзвуковом потоке воздуха, найдены условия существенного снижения волнового сопротивления, получены соответствующие ему картины течения в головной части при наличии газопроницаемого тела.

Экспериментальная установка, модели и методы измерений. Эксперименты выполнены в сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-327Б Института теоретической и прикладной механики СО РАН при числе Маха потока $M_\infty = 4,85$. Температура торможения потока составляла 290 К. Основные измерения выполнены при единичном числе Рейнольдса $Re_{1\infty} = 2,7 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$.

Эксперименты проведены на модели, схема которой показана на рис. 1. Модель состояла из продольно обтекаемого цилиндра длиной 50 мм с плоским торцом диаметром $D = 14,5$ мм. Вдоль цилиндра перемещалась тонкостенная цилиндрическая трубка длиной 50 мм с толщиной стенки 0,25 мм, поддерживающая цилиндрическую вставку из газопроницаемого пористого материала. В качестве газопроницаемых материалов в экспериментах использовались образцы из вспененного никеля с полыми ячейками различного размера. Испытывались образцы двух типов, имеющие следующие характеристики: 1) среднее число ячеек в объеме образца длиной 1 см $n = 10 \text{ см}^{-1}$, пористость материала $\eta = 95 \%$, длина области непрозрачности $l = 20$ мм; 2) $n = 3 \text{ см}^{-1}$, $\eta = 95 \%$, $l = 40$ мм. Перемещением трубки изменялось расстояние Δx , на которое выдвигается в поток пористая вставка (см. рис. 1), постоянно соприкасающаяся с торцом цилиндра. На рис. 2 представлены фотографии образцов из ячеисто-пористых материалов.

Для измерения силы аэродинамического сопротивления модель цилиндр — газопроницаемая вставка устанавливалась на тензовесы, расположенные в державке модели. Перед началом экспериментов весы калибровались точными грузами. В экспериментах также проводилось измерение давления на поверхности торца цилиндра и на его оси дифференци-

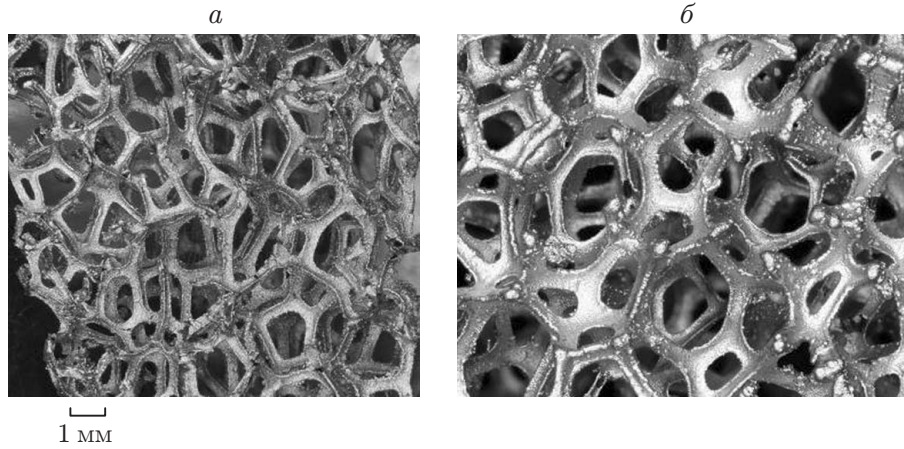


Рис. 2. Структура ячеисто-пористых материалов:
a — образец 1, *б* — образец 2

альным манометром ТМД4-ИВ1. Перед началом эксперимента характеристики дифференциального манометра калибровались по водяному манометру. Дополнительно проводилась визуализация течения шпирен-методом.

Физико-математическая модель. Физико-математической моделью процесса обтекания цилиндра с пористой вставкой являлась осредненная по Фавру система уравнений Навье — Стокса, описывающая движение вязкого сжимаемого теплопроводного газа. Система дополнена источниковым членом, учитывающим сопротивление пористого тела [5], и двухпараметрической (k - ω)-моделью турбулентности Уилкокса [6]. В цилиндрической системе координат в предположении, что газ является ньютоновской изотропной средой и калорически совершенен, уравнения имеют вид

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial r} = \frac{\partial \mathbf{R}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial r} + \mathbf{H}_\omega + \mathbf{H}_A + \mathbf{H}_{por}, \quad (1)$$

где $\mathbf{U} = \mathbf{J}(\rho, \rho u, \rho v, E, \rho k, \rho \omega)$ — вектор консервативных переменных; ρ — плотность; u, v — скорости в направлениях осей x и r соответственно; $E = \rho e + \rho(u^2 + v^2)/2$ — полная энергия, представляющая собой сумму удельной внутренней энергии e и кинетической энергии газа; давление p вычисляется по уравнению состояния идеального газа $p = (\gamma - 1)\rho e$; γ — показатель адиабаты; k — кинетическая энергия турбулентности; ω — удельная скорость диссипации кинетической энергии турбулентности; \mathbf{H}_ω — источниковый член в модели турбулентности; \mathbf{H}_A — источниковый член, учитывающий осесимметричность задачи; невязкие (\mathbf{F} и \mathbf{G}) и вязкие (\mathbf{R} и \mathbf{S}) потоки определяются по формулам

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (E + p)u \\ \rho uk \\ \rho u\omega \end{pmatrix}, \quad \mathbf{G} = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho v^2 + p \\ (E + p)v \\ \rho vk \\ \rho v\omega \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} 0 \\ t_{xx} \\ t_{xr} \\ ut_{xx} + vt_{xr} - \dot{q}_x \\ (\mu + \mu_t/\sigma_k) \partial k/\partial x \\ (\mu + \mu_t/\sigma_\omega) \partial \omega/\partial x \end{pmatrix}, \quad \mathbf{S} = \begin{pmatrix} 0 \\ t_{rx} \\ t_{rr} \\ ut_{xr} + vt_{rr} - \dot{q}_r \\ (\mu + \mu_t/\sigma_k) \partial k/\partial r \\ (\mu + \mu_t/\sigma_\omega) \partial \omega/\partial r \end{pmatrix}.$$

Компоненты тензора напряжений t_{xx} , t_{xr} , t_{rr} можно представить в виде суммы вязких и рейнольдсовых напряжений. Для расчета рейнольдсовых напряжений используется гипотеза турбулентной вязкости Буссинеска. В соответствии с $(k-\omega)$ -моделью турбулентности Уилкокса турбулентная вязкость рассчитывалась по формуле $\mu_t = \alpha^* \rho k/\omega$. Тепловые потоки \dot{q}_x , \dot{q}_r рассчитывались согласно закону Фурье.

Источниковый член \mathbf{H}_ω выражает соотношение между величинами порождения и диссипации кинетической энергии турбулентности:

$$\mathbf{H}_\omega = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ P - \beta^* \rho \omega k \\ \alpha^{**} \omega P/k - \beta^{**} \rho \omega^2 \end{pmatrix}$$

(P — величина порождения кинетической энергии турбулентности; β^* , β^{**} , α^* , α^{**} , σ_k , σ_ω — стандартные модельные коэффициенты [6]).

Источниковый член \mathbf{H}_A в уравнениях (1) может быть представлен в виде суммы

$$\mathbf{H}_A = \mathbf{H}_A^{(1)} + \mathbf{H}_A^{(2)},$$

где

$$\mathbf{H}_A^{(1)} = -\frac{1}{r} \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho v \\ \rho v^2 + p \\ (e + p)v \\ \rho i k \\ \rho i \omega \end{pmatrix}, \quad \mathbf{H}_A^{(2)} = -\frac{1}{r} \begin{pmatrix} 0 \\ t_{xr} \\ t_{rr} - (2/3)\mu^* v/r \\ (ut_{xr} + vt_{rr} - \dot{q}_r) - (2/3)\mu^* v^2/r \\ (\mu + \mu_t/\sigma_k) \partial k/\partial r \\ (\mu + \mu_t/\sigma_\omega) \partial \omega/\partial r \end{pmatrix},$$

$\mu^* = \mu + \mu_t$; μ , μ_t — ламинарная и турбулентная вязкость.

Сопротивление пористого тела подчиняется квадратичному закону и представляется в следующем виде:

$$\mathbf{H}_{por} = \begin{pmatrix} 0 \\ \alpha \mu u/\rho + \beta \rho u \sqrt{u^2 + v^2} \\ \alpha \mu v/\rho + \beta \rho v \sqrt{u^2 + v^2} \\ (\alpha \mu u/\rho + \beta \rho u \sqrt{u^2 + v^2})u + (\alpha \mu v/\rho + \beta \rho v \sqrt{u^2 + v^2})v \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Значения коэффициентов α и β при вязких и динамических членах выбирались в соответствии с работами [5, 7].

Численный метод и его верификация. Система дифференциальных уравнений Навье — Стокса решалась численно с помощью неявной четырехшаговой конечно-разностной схемы с использованием метода расщепления по физическим процессам и пространственным переменным [8]. При построении схемы для аппроксимации невязких потоков использовался TVD-подход, основанный на методе расщепления вектора потоков Ван Лира [9]. Для аппроксимации вязких потоков применялась схема с центральными разностями второго порядка точности. Подробно алгоритм изложен в [10].

Расчетная сетка содержит 700 узлов в направлении оси x и 200 узлов в направлении оси y . Расчет на последовательности вложенных сеток показал, что при сгущении сетки в два раза в обоих направлениях решения для искомых переменных различаются не более чем на 1 %. Кроме того, расчетная сетка сгущалась к поверхностям цилиндра и пористого тела.

На рис. 3 приведены визуализированные картины обтекания цилиндра, полученные в эксперименте и расчете. Видно, что эти волновые картины согласуются как качественно, так и количественно.

На рис. 4,а приведены зависимости давления в центре торца цилиндра, отнесенного к давлению в центре торца цилиндра в отсутствие пористого тела, от расстояния $\Delta x/D$, на которое выдвигается пористая вставка. Видно, что в целом результаты расчета согласуются с полученными экспериментальными данными. Однако полное соответствие отсутствует, так как значения коэффициентов α и β , указанные в [7], получены при скорости фильтрации через пористое тело порядка 5 м/с, в то время как в данной задаче характерная скорость течения через пористое тело составляла порядка 100 м/с. Верификация по экспериментальным данным позволила подобрать следующие значения коэффициентов: для образца 1 $\alpha = 10^7$, $\beta = 690$, для образца 2 $\alpha = 0,2 \cdot 10^7$, $\beta = 200$. Заметим, что давление на торце цилиндра в основном определялось коэффициентом β , а влияние на давление коэффициента α проявлялось слабо.

На рис. 4,б приведены расчетная и экспериментальная зависимости относительной силы сопротивления модели (сопротивление отнесено к сопротивлению цилиндра в отсутствие пористого тела) от расстояния, на которое выдвигается пористая вставка. При расчете сил использовались значения коэффициентов α и β , найденные при расчете давления на торце цилиндра. Следует отметить, что сила сопротивления вычислялась

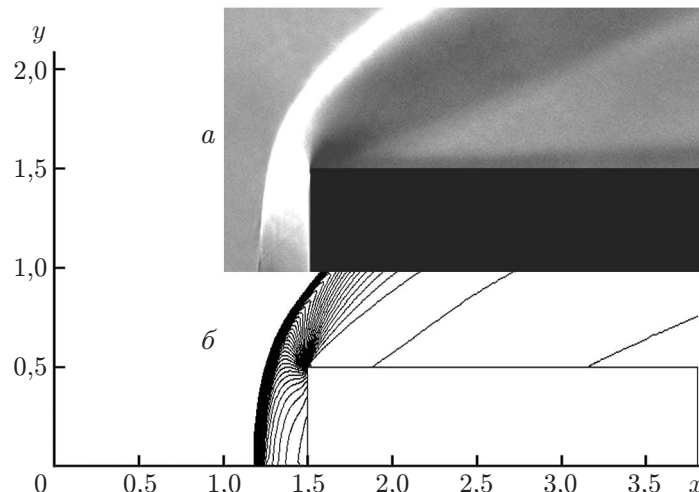


Рис. 3. Визуализированная (а) и расчетная (б) картины обтекания цилиндра

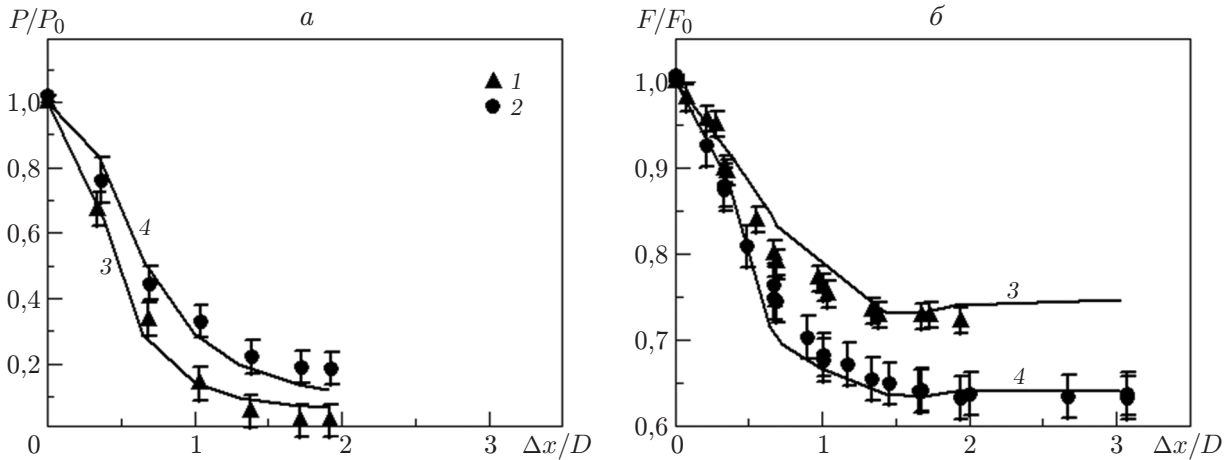


Рис. 4. Зависимости относительного давления на торце цилиндра (а) и относительного сопротивления модели (б) от расстояния, на которое выдвигается пористая вставка:

1, 2 — экспериментальные данные (1 — образец 1, 2 — образец 2); 3, 4 — результаты расчета (3 — $\alpha = 10^7$, $\beta = 690$; 4 — $\alpha = 0,2 \cdot 10^7$, $\beta = 200$)

по формуле

$$F = F_d + F_w + F_f,$$

где F_d — аэродинамическое сопротивление цилиндра, рассчитанное как разность сил давления на переднем и заднем торцах; F_f — сопротивление трения пористого тела, полученное интегрированием правой части уравнения движения вдоль оси x ; F_w — волновое сопротивление передней кромки пористой вставки. Величина F_w определялась по данным измерений аэродинамического сопротивления ряда проволочных сеток, диаметр которых равен диаметру пористой вставки, при различных размерах ячеек и диаметрах проволочек [11]. Сетки устанавливались на весы с помощью державки с тремя тонкими консолями, измерения проводились при тех же условиях в набегающем потоке. В качестве F_w принималось значение сопротивления сетки с размером ячеек и диаметром проволочек, близкими к размерам ячеек и перемычек в данном пористом материале.

Следует отметить, что для пористых вставок не удастся получить форму передней кромки, совпадающую с формой торца цилиндра. Это обусловлено пористостью материала, при обработке которого передняя кромка становится слегка закругленной. Степень отклонения ее формы от формы торца цилиндра возрастает с увеличением размера пор. Это приводит к существенному разбросу данных измерений силы сопротивления при использовании в экспериментах сразу нескольких вставок из одного и того же ячеисто-пористого материала (см. рис. 4, б). Однако на результаты измерений давления на торце цилиндра это несоответствие оказывает значительно меньшее влияние.

Обсуждение результатов расчетов и измерений. Из рис. 4, б следует, что для обоих типов ячеисто-пористых вставок имеет место уменьшение волнового сопротивления. Наиболее существенное снижение сопротивления, достигающее приблизительно 60 % начального значения, наблюдается для материала 2. Следует отметить, что при больших величинах $\Delta x/D$ абсолютное значение сопротивления модели асимптотически стремится к значениям собственного аэродинамического сопротивления ячеисто-пористых вставок, полученным в ряде экспериментов.

С уменьшением единичного числа Рейнольдса сверхзвукового потока в два раза или с увеличением его в пять раз аэродинамическое сопротивление модели практически не ме-

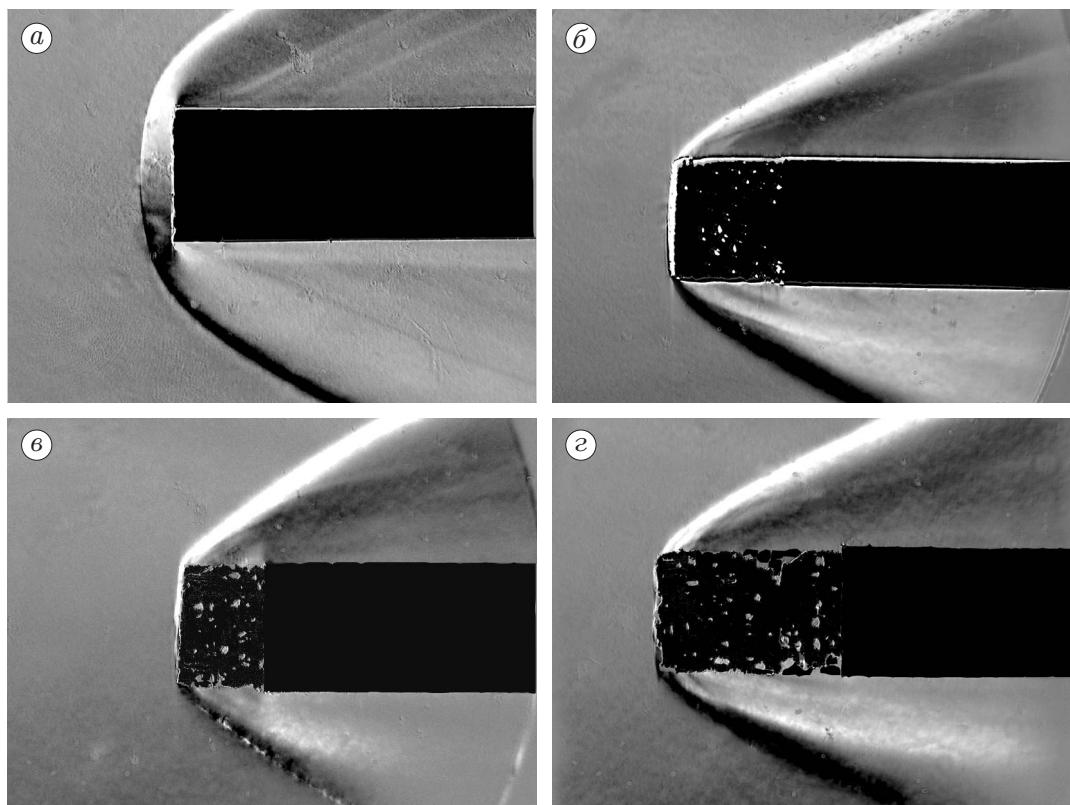


Рис. 5. Результаты шлирен-визуализации процесса обтекания модели при различных значениях $\Delta x/D$:
 а — $\Delta x/D = 0$, б — $\Delta x/D = 0,83$ (образец 1), в — $\Delta x/D = 0,62$ (образец 2), г — $\Delta x/D = 1,38$ (образец 2)

няется. Это свидетельствует о том, что вязкость газа не оказывает существенного влияния на наблюдаемый эффект снижения сопротивления.

Измерения давления в центре торца цилиндра показали, что относительное давление уменьшается более существенно, чем сопротивление модели. Кроме того, при больших значениях $\Delta x/D$ между предельными величинами сопротивления и предельными величинами давления существует обратно пропорциональная зависимость (ср. кривые 3 и 4 на рис. 4). Это свидетельствует о том, что газопроницаемые материалы перераспределяют воздушные потоки, в результате чего их воздействие на цилиндр значительно уменьшается, причем основную долю сопротивления системы составляет аэродинамическое сопротивление собственно газопроницаемого материала.

Шлирен-визуализация течения вокруг моделей показала, что по мере выдвигания пористой вставки угол наклона головной ударной волны к направлению потока уменьшается. На рис. 5 приведены фотографии течения для модели без выдвигания пористой вставки и с выдвинутой вставкой для двух типов ячеисто-пористого материала. Хорошо виден переход от дугообразного скачка уплотнения на модели без выдвигания ячеисто-пористого тела (рис. 5,а) к косому скачку (рис. 5,б-г) при выдвигании в поток ячеисто-пористой вставки. При увеличении значения $\Delta x/D$ скачок уплотнения “садится” на переднюю плоскость ячеисто-пористой вставки, за головной волной возникают более слабые косые скачки, вызванные истечением струек воздуха из пор. Это обусловлено перераспределением газового потока в ячеисто-пористом теле и формированием течения, подобного обтеканию заостренного тела, в результате чего волновое сопротивление в сверхзвуковом потоке уменьшается.

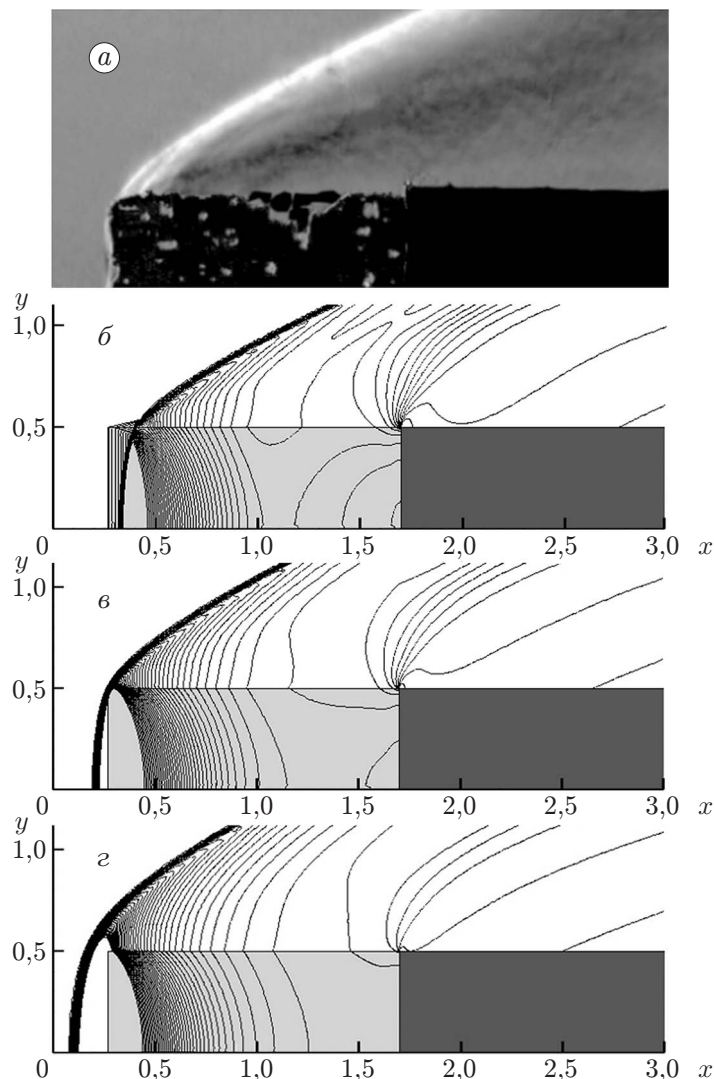


Рис. 6. Результаты шлирен-визуализации течения (а) и расчетные изолинии статического давления (б-г):

б — $\beta = 100$, в — $\beta = 200$, г — $\beta = 690$

На рис. 6 приведены результаты шлирен-визуализации течения и расчетные изолинии статического давления при $\Delta x/D = 1,38$. В расчете варьировался коэффициент β при квадратичном члене в законе сопротивления, связанный с пористостью газопроницаемого материала обратно пропорциональной зависимостью.

Из рис. 6 следует, что при уменьшении пористости возможны различные варианты взаимодействия ударной волны с передними слоями пористого тела. При большом значении пористости возможен вход ударной волны в пористое тело (см. рис. 6,б). Это обусловлено тем, что пористое тело моделируется как сплошная среда с квадратичным законом сопротивления. При среднем значении пористости (см. рис. 6,в) ударная волна “садится” на переднюю кромку, а при малом значении пористости (см. рис. 6,г) возможен отход ударной волны от торца пористого тела. Ясно, что в этом случае снижение волнового сопротивления будет наиболее слабым.

На рис. 7 приведено распределение числа Маха на оси симметрии перед цилиндром при $\beta = 200$ и различных значениях $\Delta x/D$. Значение $\Delta x/D = 0$ соответствует торцу

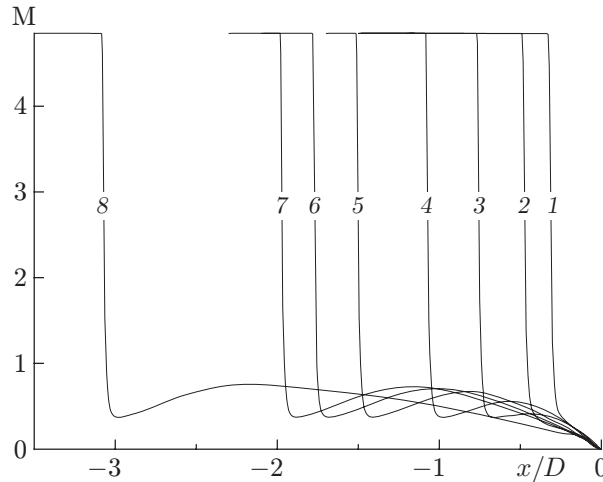


Рис. 7. Распределение числа Маха в пористой вставке при различных значениях $\Delta x/D$:
 1 — $\Delta x/D = 0$; 2 — $\Delta x/D = 0,35$; 3 — $\Delta x/D = 0,69$; 4 — $\Delta x/D = 1,0$; 5 — $\Delta x/D = 1,38$; 6 —
 $\Delta x/D = 1,7$; 7 — $\Delta x/D = 1,9$; 8 — $\Delta x/D = 3,0$

цилиндра в отсутствие пористой вставки. Из рис. 7 следует, что в соответствии с известными данными за ударной волной за счет уменьшения площади сечения, через которое проходит газ, и разогрева под действием сил трения дозвуковой поток в ячеисто-пористом материале разгоняется до значений числа Маха $M \approx 0,60 \div 0,75$, а затем тормозится, приближаясь к торцу цилиндра. По мере выдвижения пористого тела картина принципиально не меняется, возрастает лишь максимальное значение числа Маха, до которого разгоняется поток.

На рис. 8 показано распределение статического давления на оси симметрии и вдоль поверхности цилиндра ($x/D < 0$ — давление на оси симметрии перед цилиндром, $0 < x/D < 0,5$ — давление вдоль вертикали торца, $x/D > 0,5$ — давление вдоль боковой поверхности цилиндра). Из рис. 8 следует, что по мере выдвижения пористого тела давление на торце уменьшается. При малых значениях x/D перед торцом имеет место локальный максимум, который исчезает при больших значениях x/D . На рис. 8 видно, что давление на ударной волне перед пористым телом повышается практически до одной и той же величины при значениях величины x/D , меньших, чем на ударной волне перед цилиндром.

Представляет интерес определение формы эффективного заостренного тела, волновое сопротивление которого равно волновому сопротивлению модели с пористой вставкой. Форму такого тела можно найти, рассчитав поле скоростей внутри пористой вставки и вне ее и зная формулу для толщины вытеснения потока, которая по определению может служить характеристикой формы эффективного (условно непротекаемого) тела:

$$\delta^*(x) = \int_0^{\infty} \left(1 - \frac{\rho u(x, y)}{\rho_{\infty} u_{\infty}} \right) dy.$$

Результаты расчета по этой формуле для образца 2 приведены на рис. 9 при $\Delta x/D = 1,38$ и различных значениях коэффициента β . Из рис. 9 следует, что при $\beta = 100$ лобовая часть эффективного тела имеет наибольшее заострение. Это приводит к максимальному снижению волнового сопротивления модели с ячеисто-пористой вставкой (точки 2 и кривая 4 на рис. 4, б). При использовании соотношения для потери импульса δ^{**} получается аналогичная форма лобовой части эффективного тела.

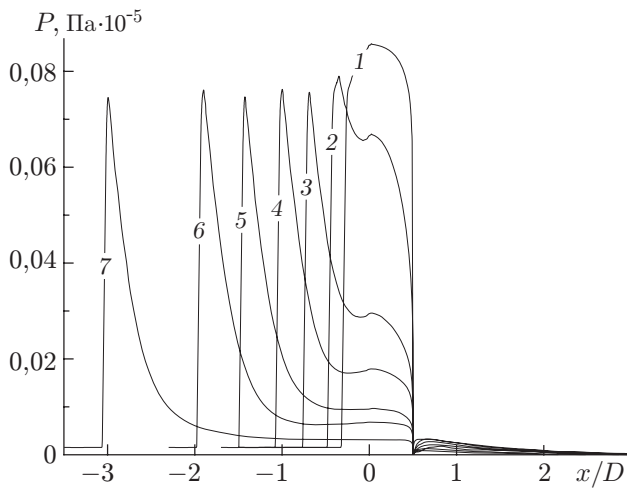


Рис. 8

Рис. 8. Распределение статического давления на оси симметрии в пористой вставке и вдоль поверхности цилиндра при различных значениях $\Delta x/D$:

1 — $\Delta x/D = 0$; 2 — $\Delta x/D = 0,35$; 3 — $\Delta x/D = 0,69$; 4 — $\Delta x/D = 1,0$; 5 — $\Delta x/D = 1,38$;
6 — $\Delta x/D = 1,9$; 7 — $\Delta x/D = 3,0$

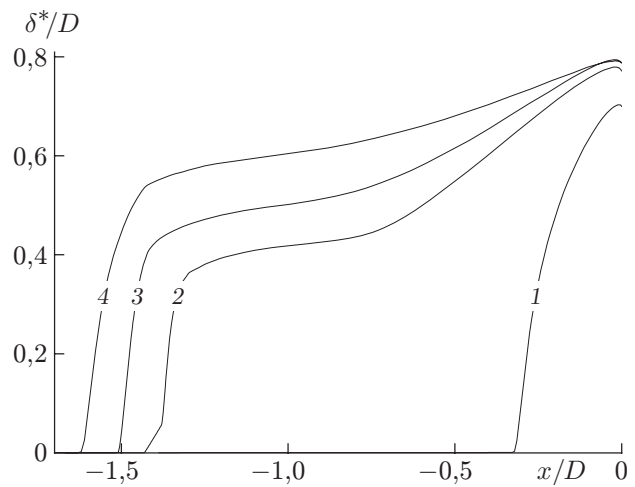


Рис. 9

Рис. 9. Формы лобовой части эффективного тела при различных значениях коэффициента β :

1 — $\beta = 0$; 2 — $\beta = 100$; 3 — $\beta = 200$; 4 — $\beta = 690$

Заключение. В работе на основе комплексного численно-экспериментального подхода исследовано снижение сопротивления тела, состоящего из сплошного цилиндра с газопроницаемой ячеисто-пористой вставкой, расположенной перед его торцом в сверхзвуковом потоке воздуха.

На основе проведенных физических и численных экспериментов показана адекватность физико-математической модели изучаемому явлению. Исследовано влияние характеристик ячеисто-пористых материалов на сопротивление, найдены условия существенного (на 35 %) уменьшения волнового сопротивления системы пористый цилиндр — сплошной цилиндр при длине выдвинутой части пористой вставки $\Delta x/D < 1,5$.

Обнаружено, что структура пористости (размер ячеек) оказывает различное влияние на сопротивление системы и давление на торце цилиндра. Так, с уменьшением сопротивления давление на торце цилиндра увеличивается, что свидетельствует об определяющей роли течения газа в пористом теле на процесс сверхзвукового обтекания модели в целом.

Определена форма эффективного тела, эквивалентного системе пористый материал — цилиндр. Показано, что увеличение длины вставки из пористого материала перед цилиндром приводит к формированию эффективного заостренного тела, обладающего меньшим аэродинамическим сопротивлением, чем в случае продольно расположенного цилиндра без пористого материала на переднем торце.

ЛИТЕРАТУРА

1. Запрягаев В. И., Миронов С. Г. Особенности механизма пульсаций отрывного течения перед цилиндром с острой иглой при сверхзвуковом обтекании // ПМТФ. 1991. № 6. С. 101–108.

2. **Коротаева Т. А., Фомин В. М., Шашкин А. П.** Анализ воздействия локального энергисточника на сверхзвуковое обтекание эллиптического конуса // ПМТФ. 1999. Т. 40, № 6. С. 26–30.
3. **Фомин В. М., Маслов А. А., Шашкин А. П. и др.** Режимы обтекания, формируемые противоточной струей в сверхзвуковом потоке // ПМТФ. 2001. Т. 42, № 5. С. 27–36.
4. **Гувернюк С. В.** О гиперзвуковом обтекании тел с сетчатыми экранами // Газовая и волновая динамика. М.: Айрис-Пресс, 2005. С. 236–242.
5. **Баев В. К., Федоров А. В., Фомин В. М., Хмель Т. А.** Исследование процессов центробежной конвекции при быстром вращении тел из ячеисто-пористых материалов // ПМТФ. 2006. Т. 47, № 1. С. 46–57.
6. **Wilcox D. C.** Turbulence modelling for CFD. Canada (California): DCW Industries Inc., 1993.
7. **Беклемышев А. М.** Особенности закона сопротивления высокопористых ячеистых материалов / Респ. инж.-техн. центр порошковой металлургии. Пермь, 1996. Деп. в ВИНТИ 09.07.96, № 2265-В96.
8. **Ковеня В. М.** Метод расщепления в задачах газовой динамики / В. М. Ковеня, Н. Н. Яненко. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1981.
9. **Van Leer В.** Flux-vector splitting for the Euler equations // Lecture Notes Phys. 1982. V. 170. P. 507–512.
10. **Бедарев И. А., Федорова Н. Н.** Исследование факторов, влияющих на качество предсказания турбулентных отрывных течений // Вычисл. технологии. 1999. Т. 4, № 1. С. 14–33.
11. **Фомин В. М., Миронов С. Г., Сердюк К. М.** Снижение волнового сопротивления тел в сверхзвуковом потоке с помощью пористых материалов // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35, № 3. С. 39–45.

*Поступила в редакцию 30/X 2009 г.,
в окончательном варианте — 23/XII 2009 г.*
