

УДК 533.6.011.5

**АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОНИЦАЕМЫХ
ДИСКОВ ПРИ ДОЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ НАБЕГАЮЩЕГО
ПОТОКА**

ФЕЩЕНКО С. А.

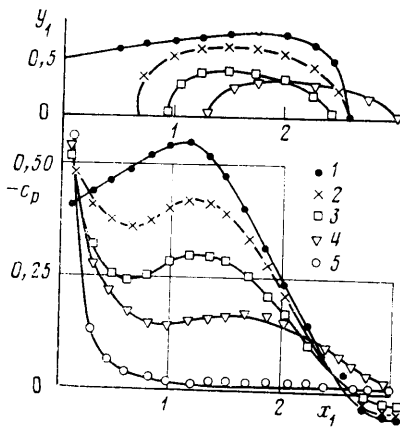
Большое количество исследований выполнено по изучению аэродинамических характеристик сеток и проницаемых пластин, полностью перекрывающих сечение труб [1]. Теоретические основы внешней аэродинамики проницаемых тел заложены в [2], где введено понятие равномерно проницаемой поверхности и решена задача об обтекании проницаемой пластинки, расположенной под малым углом атаки. Работы [3, 4] посвящены решению задач о струйном обтекании проницаемого клина и пластинки потоком идеальной несжимаемой жидкости. Теоретически и экспериментально обтекание клина с большой степенью проницаемости при малых дозвуковых скоростях исследовалось в [5]. Работы [6, 7] посвящены экспериментальному исследованию аэродинамических характеристик пластин и дисков при малых дозвуковых скоростях. Результаты экспериментальных исследований проницаемых тел приведены в [8].

В данной работе экспериментально исследованы аэродинамические характеристики проницаемых дисков, расположенных перпендикулярно к направлению набегающего потока, в широком диапазоне изменения параметров перфорации и дозвуковых скоростей набегающего потока.

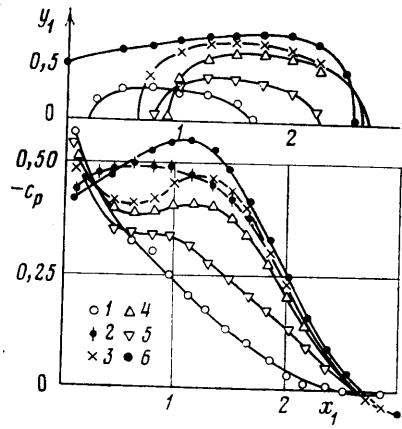
1. **Параметры моделей и методика эксперимента.** Обтекание потоком нетеплопроводного совершенного газа проницаемого диска постоянной толщины и с однородным распределением круглых отверстий перфорации определяется следующими параметрами подобия: γ , M , Re , f , h_1 , N . Здесь γ — отношение теплоемкости при постоянном давлении к теплоемкости при постоянном объеме (далее $\gamma=1,4$), M — число Маха набегающего потока, Re — число Рейнольдса, вычисленное по диаметру диска, $f=N(d/D)^2$ — степень проницаемости, N — количество отверстий, D — диаметр диска, d — диаметр отверстий, $h_1=h/d$, h — толщина диска.

Эксперименты проводились с четырьмя сериями дисков, параметры которых приведены в таблице. Диски серий 1 и 2 имели $D=0,113$ м, $h=0,003$ м, серий 3 — $D=0,07$;

Серия	d , м	N	f	h_1
1	0	0	0	0
	0,003	147	0,104	1
	0,003	233	0,164	1
	0,003	342	0,241	1
	0,003	484	0,338	1
	0,003	682	0,481	1
2	0,0165	4	0,0860	0,181
	0,08	19	0,0961	0,375
	0,0115	19	0,199	0,261
	0,0125	19	0,235	0,240
	0,0140	20	0,310	0,214
	0,0165	19	0,408	0,181
3	0	0	0	0
	0,005	20	0,102	1,3
	0	0	0	0
	0,0072	19	0,103	0,903
4	0	0	0	0
	0,003	485	0,0485	1
	0,003	957	0,0957	1



Фиг. 1



Фиг. 2

0,10 м, $h=0,0065$ м, серии 4 — $D=0,3$ м, $h=0,003$ м. Расстояние от центров дисков до кромок ближайших к центру отверстий составляло $r \leq 0,01$ м ($4(r/D)^2 \leq 0,05$).

Эксперименты с дисками серий 1, 2, 3 проводились в аэродинамической трубе А-8 Института механики МГУ в диапазоне чисел Маха набегающего потока в аэродинамической трубе $M_1=0,3-0,75$ и числа Рейнольдса $Re=(0,48-1,7) \cdot 10^6$. Рабочая часть трубы А-8 закрытая, с сечением $(0,6 \times 0,6)$ м², длиной 1,9 м.

Было измерено распределение давления в следах за дисками вдоль донной державки диаметром 0,013, длиной 0,45 м. По результатам экспериментов определена величина $c_p = 2(p_c - p) / (\rho U^2)$, где p — давление в набегающем потоке, p_c — давление в следе, ρ — плотность набегающего потока, U — скорость набегающего потока. Абсолютная среднеквадратичная погрешность измерения c_p составляла $\pm 0,01$.

Проведены эксперименты по визуализации течения в следе методом масляной пленки. Покрyтие наносилось на донную державку или на пластинку, располагающуюся за дисками, вдоль плоскости симметрии следа. Наличие пластины не оказывало существенного влияния на характеристики течений в следах за пронцаемыми дисками.

Были получены спектры обтекания посредством оптического прибора ИАБ-451. Измерение аэродинамического сопротивления дисков проводилось посредством 4-компонентных автоматических механических весов. Диски закреплялись на донной державке, которая фиксировалась в посадочном гнезде подвески весов. Державка была защищена от воздействия потока обтекателем с наружным диаметром 0,019 м. По результатам экспериментов определялась величина $c_x = 2X / (\rho U^2 S)$, где X — сила сопротивления, $S = \pi D^2 / 4$. Относительная среднеквадратичная погрешность измерения c_x не превышала $\pm 3\%$.

Проведены эксперименты по измерению силы сопротивления, действующей на центральные диаметром 0,076 м и периферийные диаметром 0,112 м части дисков толщиной 0,003 м. Зазор между частями составлял 0,001 м. Получены данные для модели без отверстий, моделей, имевших $d=0,003$ м, $N=151$, $f=0,122$ и $d=0,003$ м, $N=312$, $f=0,240$, а также для модели, имевшей $d=0,0115$ м, $N=20$, $f=0,209$ (здесь величина f дана с учетом щели между частями модели).

Эксперименты с дисками серии 4 проводились в аэродинамической трубе А-6 Института механики МГУ. Рабочая часть трубы открытая, сечение рабочей части эллиптическое с осями 2,7 и 4,0 м, длина рабочей части 4 м. Измерена величина c_x посредством 6-компонентных автоматических механических весов при $M_1=0,06-0,10$, $Re=(3,90-6,78) \cdot 10^5$. Относительная среднеквадратичная погрешность измерений c_x не превышала $\pm 3\%$.

Обработка результатов экспериментов осуществлялась с учетом поправки на влияние границ потока в рабочей части трубы по методике, аналогичной [1]. В диапазоне чисел $M_1=0,5-0,75$ использованная методика дает местные (истинные) значения числа Маха M , большие M_1 . Диапазон чисел $M=0,06-0,88$.

2. Характеристики течения в следе. На фиг. 1 и 2 показаны границы областей возвратного течения и кривые, характеризующие распределение давления в следах за дисками серий 1 и 2 при $M=0,51$, x — расстояние до диска, y — расстояние до оси следа, $x_1=x/D$, $y_1=y/D$. Дискам серии 1, имевшим $f=0; 0,104; 0,242; 0,338; 0,481$, соответствуют значки 1-5 на фиг. 1, дискам серии 2, имевшим $f=0; 0,086; 0,0964; 0,199; 0,31; 0,408$, — значки 1-6 на фиг. 2. При $f \leq 0,24$ характер эволюции указанных характеристик с ростом f для дисков серий 1 и 2 идентичен. При $f=0,31-0,408$

за дисками серии 2 происходит существенное смещение области возвратного течения к диску, в то время как за дисками серии 1 область возвратного течения с ростом f монотонно удаляется от диска. При $f=0,481$ область возвратного течения не образуется. Отметим, что для дисков, изученных в работе [7], имевших $N=19$, $h_1 \approx 1$, характер эволюции вихревых образований аналогичен полученному за дисками серии 1, $N \geq 150$, $h_1=1$. Таким образом, наиболее существенное влияние на характер эволюции вихревых образований с ростом f оказывает величина h_1 .

При обтекании диска серии 2, имевшего $f=0,408$, $h_1=0,181$, вихрь формируется непосредственно за центральной частью диска.

Изучение спектров обтекания показало, что при $f \geq 0,24$ характер течения струй из отверстий перфорации дисков серий 1 и 2 существенно различен. При $h_1=1$ (диски серии 1) струи истекают перпендикулярно к диску, т. е. на диске происходит полная потеря касательной составляющей импульса газа. При $h_1 < 0,24$ (диски серии 2) ориентация истекающих струй нестабильна. Последнее обусловлено тем, что при достаточно малых h_1 диск не обеспечивает определенного направления струй, изменение касательной составляющей импульса газа при протекании через диск незначительно. Смещение области возвратного течения к диску и нестабильность ориентации струй при $h_1 < 0,24$, $f > 0,24$ являются взаимодополняющими факторами.

При $f \leq 0,2$ и $h_1 \leq 0,38$ ориентация струй стабильна, что обусловлено значительным перепадом давления при малой проницаемости. Дальноточность изолированных струй за дисками серии 2 не зависит от удаления отверстия от центра диска, а за дисками серии 1 дальноточность изолированных струй существенно уменьшается по мере приближения к кромке. При этом за дисками серии 2 дальноточность струй в 2,5–5 раз превышает дальноточность струй за дисками серии 1. Эти различия обусловлены существенно разным количеством отверстий N при $f = \text{const}$. При небольшом количестве крупных отверстий перфорации их влияние сказывается как вверх по потоку, так и за диском на расстояниях, сравнимых с характерным масштабом обтекания диска в целом. При большом количестве сравнительно небольших отверстий $d/D \ll 1$ (диски серий 1, 4) влияние отдельных отверстий сказывается незначительно, характерный масштаб течения определяется размером диска. Далее диски серий 1, 4 будем характеризовать как диски с высокой равномерностью перфорации, а диски серий 2, 3 — как диски с неравномерной перфорацией.

Для приближенной оценки коэффициента донного давления используем данные, соответствующие зоне полного смещения струй за дисками с высокой равномерностью к перфорации. Имеем следующую линейную по f аппроксимацию:

$$c_{pb} = c_{b0}(1 + 0,33M^4)(1 - 2f) \quad (2.1)$$

при $f \geq 0,5$, $c_{pb} = 0$. Здесь c_{b0} — коэффициент донного давления за сплошным диском при $M \rightarrow 0$, $c_{b0} \approx -0,41$.

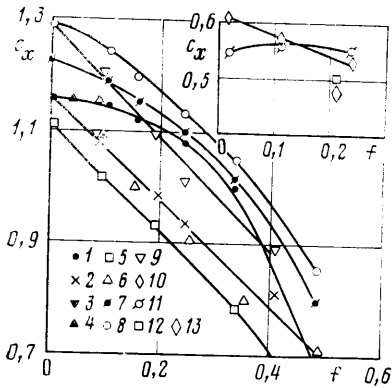
3. Аэродинамическое сопротивление проницаемых дисков. На фиг. 3 приведены результаты экспериментального определения c_x , значкам 1–4 соответствуют данные для дисков серий 1–4 при $M \leq 0,4$, данные работы [6] для дисков показаны значками 5, данные [4] для колец — значками 6.

Зависимость $c_x(f)$ дисков с неравномерной перфорацией в диапазоне $f \leq 0,5$ близка к линейной $c_x(f) \approx c_x(0)(1 - f)$. Зависимость $c_x(f)$ дисков с достаточно равномерной перфорацией существенно нелинейная, причем в диапазоне $0 < f \leq 0,1$ величина c_x слабо зависит от f . Наибольшее различие в величинах c_x дисков с неравномерной и равномерной перфорацией достигается при $f \approx 0,25$ и составляет 15%. Отмеченное различие зависимостей $c_x(f)$ проявляется во всем исследованном диапазоне чисел M , как показано на фиг. 3: 7 — $M=0,65$, диски серии 1; 8 — $M=0,75$, диски серии 1; 9 — $M=0,75$, диски серии 2. Подчеркнем, что влияние трения в от-

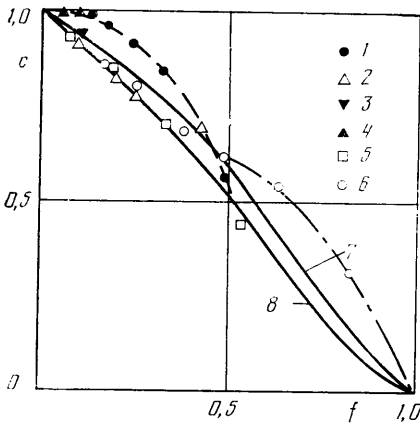
версиях перфорации несущественно для обнаруженного различия зависимостей $c_x(f)$.

На фиг. 3 приведены результаты измерений c_x центральных и периферийных частей дисков при $M=0,51$, величина c_x отнесена к площади всего диска. Величина c_x центральной части диска как при неравномерной, так и равномерной перфорации существенно уменьшается с ростом f , соответствующие данные показаны значками 12 и 10. Уменьшается с ростом f и c_x периферийной части диска с неравномерной перфорацией (13). Аэродинамическое сопротивление периферийных частей дисков с равномерной перфорацией изменяется крайне незначительно, данные показаны на фиг. 3 значками 11.

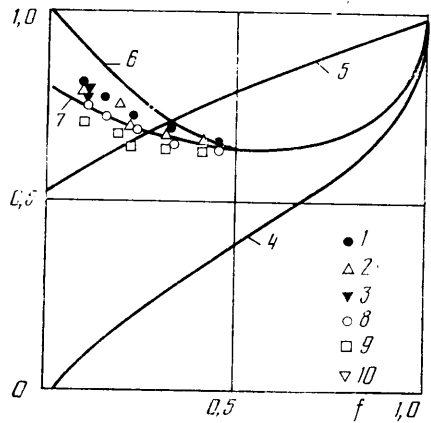
Характерно, что в результате решения задач обтекания проницаемой пластинки в рамках понятия равномерно проницаемой поверхности [3, 4] установлено, что при малой проницаемости



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

давление на периферийной части пластинки и величина c_x увеличиваются с ростом проницаемости. В рассмотренных задачах величина донного давления полагалась постоянной. Обнаруженную в эксперименте нелинейную зависимость $c_x(f)$ при обтекании дисков с достаточно равномерной перфорацией можно трактовать как проявление специфических свойств равномерно проницаемой поверхности.

При обтекании диска несжимаемой жидкостью в центре диска имеем

$$u_1 = u_2, \quad p_1 - p_2 = \frac{1}{2} \rho u_1^2 \zeta \quad (3.1)$$

Здесь u — скорость жидкости, ρ — плотность жидкости, ζ — коэффициент гидравлических потерь [1], индексами 1, 2 обозначены параметры перед и за диском. Из (3.1) и интеграла Бернулли для параметров течения перед диском получим следующее выражение для отношения перепада давления в центре проницаемого диска к перепаду давления в центре сплошного диска:

$$\sigma = \frac{\zeta}{1 + \zeta} \frac{1 - c_{p\delta}}{1 - c_{p0}} \quad (3.2)$$

На фиг. 4 приведены экспериментальные данные, соответствующие $c=c_x(f)/c_x(0)$, где 1-6 обозначают то же, что на фиг. 3. Кривые 7 и 8, показанные на фиг. 4, получены в соответствии с (3.2) и соответствуют $h_1=0$ и 1. Видно, что данные, соответствующие протеканию по нормали, находятся в хорошем соответствии с результатами экспериментов с дисками, имевшими неравномерную перфорацию. Именно в этом случае влияние отдельных отверстий сказывается на расстояниях, сравнимых с размером диска.

Для величины относительного расхода имеем следующее соотношение:

$$J = \frac{u_1}{U} = \sqrt{\frac{1-c_{pb}}{1+\zeta}} \quad (3.3)$$

4. Влияние сжимаемости. Изучение спектров обтекания показало, что при некотором значении числа M , зависящем от f одновременно во всех струях, истекающих из отверстий перфорации, возникает ячеистая структура с ударными волнами, присущая недорасширенным сверхзвуковым струям. На фиг. 5 приведены экспериментальные данные, соответствующие значениям чисел Маха $M=M_*$, при которых возникают сверхзвуковые струи. Значками 1-3 обозначены данные, соответствующие дискам серий 1-3. Значками 7-9 обозначены данные, соответствующие $M_i=M_{i*}$ при $M=M_*$ для дисков серии 1-3. Зависимость $M_*(f)$ в исследованном диапазоне значений f убывающая. Установленная зависимость качественно отличается от известной зависимости числа Маха, при котором возникают сверхзвуковые струи за пронизываемой пластинкой, полностью перекрывающей сечение трубы $M_{1*}(f)$ - кривая 4. Зависимость отношения давления за пластинкой p_2 к давлению перед пластинкой $p_1-p_*=p_2/p_1$ при достижении $M_i=M_{i*}$ показана на фиг. 5, кривая 5. Данные M_{1*} и p_* получены в соответствии с [9].

Соотношения в центре пронизываемого диска при дозвуковом протекании по нормали запишем в виде

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2, \quad p_1 - p_2 = \frac{1}{2} \rho_1 u_1^2 \zeta \quad (4.1)$$

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{u_1^2}{2} = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{u_2^2}{2}, \quad \frac{p_1}{\rho_1^\gamma} \leq \frac{p_2}{\rho_2^\gamma} \quad (4.2)$$

Параметры перед диском (индекс 1) связаны с параметрами набегающего потока соотношениями

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{u_1^2}{2} = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{\rho} + \frac{U^2}{2}, \quad \frac{p_1}{\rho_1^\gamma} = \frac{p}{\rho^\gamma} \quad (4.3)$$

Полагая величину p_2 равной донному давлению и используя (4.1) - (4.3), получим соотношение между числом Маха набегающего потока M и числом M_1 перед центром диска

$$\frac{2+(\gamma-1)M_1^2}{(2-\gamma M_1^2 \zeta)^{(\gamma-1)/\gamma}} - \frac{2+(\gamma-1)M^2}{(2+\gamma M^2 c_{pb})^{(\gamma-1)/\gamma}} = 0 \quad (4.4)$$

При $c_{pb}=0$ связь между M и M_1 имеет особенно простой вид

$$M = \sqrt{\left(\frac{2}{\gamma-1} + M_1^2\right) \left(1 - \frac{1}{2} \gamma M_1^2 \zeta\right)^{(\gamma-1)/\gamma} - \frac{2}{\gamma-1}} \quad (4.5)$$

Полагая $M_i=M_{i*}$, $1-1/2 \gamma M_{i*}^2 \zeta = p_*$, получим зависимость $M_*(f)$. На фиг. 5 показана зависимость, соответствующая (4.5) (кривая 6), и зависимость $M_*(f)$, соответствующая (4.4), (2.1) (кривая 7). Полученные полуэмпирические зависимости находятся в удовлетворительном соответствии с экспериментом. В целом при $0 < f < 1$ зависимость $M_*(f)$ немонотонная.

После достижения скорости звука в струях величина ζ не определена однозначно. При $M \geq M_*$ $M_1 = M_{1*}$, а расход равен критическому

$$J = \frac{\rho_1 u_1}{\rho U} \approx \frac{f}{M} \left(\frac{2}{\gamma+1} + \frac{\gamma-1}{\gamma+1} M^2 \right)^{(\gamma+1)/2(\gamma-1)} \quad (4.6)$$

Таким образом, в результате проведенного экспериментального исследования установлено, что величина параметра h_1 оказывает существенное влияние на параметры областей возвратного течения. Аэродинамическое сопротивление дисков зависит не только от f , но и от равномерности перфорации. Обнаружено, что уже при дозвуковых скоростях набегающего потока за пронизываемым диском образуются сверхзвуковые струи.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Идельчик И. Е.* Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Машиностроение, 1975. 559 с.
2. *Рахматулин Х. А.* Обтекание пронизываемого тела. — Вестн. МГУ. Сер. физ.-мат. и естеств. наук, 1950, № 3, с. 41–55.
3. *Бекулов М. Т.* Линеаризованная задача об обтекании несжимаемой жидкостью с отрывом струй пронизываемого клина. — Докл. АН СССР, 1965, т. 162, № 3, с. 523–526.
4. *Бучин В. А.* Решение задачи об обтекании пронизываемой пластинки с отрывом струй. — Докл. АН СССР, 1983, т. 269, № 6, с. 1331–1335.
5. *Кoo J.-K., James D. F.* Fluid flow around and through a screen. — J. Fluid Mech., 1973, v. 60, № 3, p. 513–538.
6. *Castro I. P.* Wake characteristics of two-dimensional perforated plates normal to an air-stream. — J. Fluid Mech., 1971, v. 46, № 3, p. 599–609.
7. *Уханова Л. Н.* Турбулентный след за пронизываемым диском. — Уч. зап. ЦАГИ, 1975, т. 6, № 1, с. 108–112.
8. *Перов О. П., Ульянов Г. С., Фалушин М. П.* Аэродинамические характеристики и обтекание некоторых плохообтекаемых тел дозвуковым потоком газа. — В кн.: Проблемы современной механики. Ч. 2. М.: Изд-во МГУ, 1983, с. 54–70.
9. *Cornell W. G.* Losses in flow normal to plane screens. — Trans. ASME, 1958, v. 80, № 4, p. 791–799.

Москва

Поступила в редакцию
12.VII.1985