

11. Петров Е. Г., Табачников В. Г. Экспериментальное исследование аэродинамических характеристик прямоугольных пластин различного удлинения в широком диапазоне углов атаки. — Труды ЦАГИ, 1974, вып. 1621.
12. Некрасов А. И. Теория крыла в нестационарном потоке. М., Изд. АН СССР, 1947.
13. Кудрявцева Н. А., Тимофеев И. Я. О подсосывающей силе крыльев произвольной формы в плане при неустановившемся движении. — Труды ЦАГИ, 1975, вып. 1705.

УДК 532.517.43

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С ПРЕГРАДОЙ СЛЕДА ЗА ПЛОХООБТЕКАЕМЫМ ТЕЛОМ

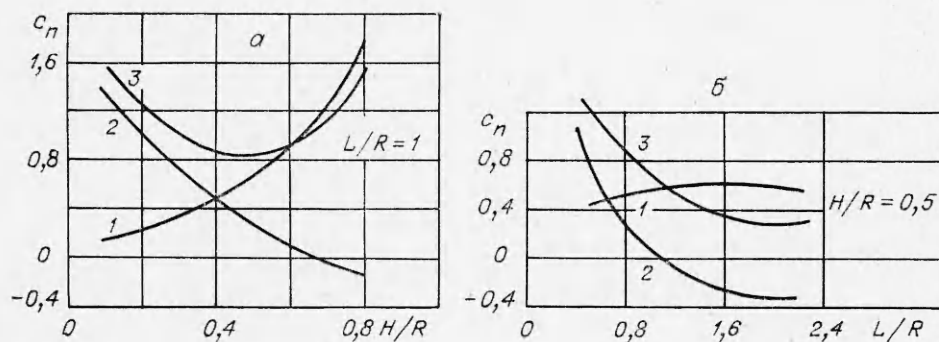
И. А. Белов

(Ленинград)

В продолжение исследований, начатых в [1], рассмотрим задачу о расчете плоского вихревого течения идеальной несжимаемой жидкости вблизи плоской преграды, установленной по нормали к потоку. Появление ненулевой завихренности во внешнем потоке вызвано формированием следа за плохообтекаемым телом, расположенным перед преградой. Решение поставленной задачи проиллюстрируем на примере течения, возникающего при симметричном обтекании равномерным потоком со скоростью U двух параллельных пластин, одна из которых имитирует тело, а другая — преграду.

В качестве расчетной модели обтекания пластин использована нестационарная вихревая модель, практическая реализация которой с помощью метода дискретных вихрей осуществлена в [2] для случая двух пластин одного размера (течение Рябушинского). В отличие от указанной работы здесь исследуется обтекание разновеликих пластин. Полуширина второй по потоку пластины обозначена R , а первой — H , причем $H < R$. Соотношения между размерами пластин H/R и L/R , где L — расстояние между пластинами, приняты за варьируемые параметры.

Анализ вихревых структур и полей направлений вектора скорости потока в следе за пластинами для $H/R = 0,1-1,0$ и $L/R = 0,4-2,2$ показывает, что вследствие срыва потока на первой пластине в пространстве между пластинами формируется развитое циркуляционное течение (вихрь), интенсивность и габариты которого определяются величинами варьируемых параметров. Максимальная скорость потока в вихре достигает величины порядка $0,5 U$. Как результат из-за значительного разрежения в пространстве между пластинами при определенных H/R и L/R реализуется



подсасывающее действие потока, которое в свою очередь оказывает существенное влияние на величину сопротивления пластин.

На фигуре, *a*, *b* приведены результаты расчета в момент, близкий к установлению решения ($Ut/R \approx 10$, где t — время), коэффициентов нормальной силы (сопротивления) c_{n1} (кривая 1), c_{n2} (кривая 2) для первой и второй пластины в паре, а также суммарного коэффициента нормальной силы пластин $c_n = c_{n1} + c_{n2}$ (отнесены к $\rho U^2 R/2$, где ρ — плотность жидкости) (кривая 3). При фиксированном расстоянии между пластинами, как следует из результатов расчета, сопротивление первой пластины растет по мере увеличения отношения H/R . В то же время за счет понижения давления перед второй пластиной ее сопротивление существенно уменьшается и при некоторой величине ($H/R = 0,65$ при $L/R = 1$, фигура, *a*) становится равным нулю, а затем отрицательным. Наличие эффекта тянущей силы для второй пластины приводит к тому, что для определенной величины H/R , которую назовем оптимальной ($H/R \approx 0,55$ при $L/R = 1$, фигура, *a*), суммарное сопротивление пластин для заданного L/R минимально. Аналогичным образом ведет себя зависимость $c_n(L/R)$ для фиксированного отношения H/R . Суммарное сопротивление пластин в этом случае уменьшается по величине по мере увеличения расстояния между пластинами вплоть до оптимального отношения ($L/R \approx 1,9$ при $H/R = 0,5$, фигура, *b*), характеризуемого минимумом c_n . Значительное увеличение L/R сверх оптимальной величины приводит к тому, что вместо одного вихря в пространстве между пластинами вначале образуется пара вихрей меньшего размера и интенсивности, а затем за первой пластиной формируется след, который не замыкается на поверхность второй пластины. Взаимное влияние пластин друг на друга при этом ослабевает, так что суммарное сопротивление пластин стремится по величине к сумме сопротивлений изолированных пластин, как в случае течения Рябушинского.

Сопоставление минимальных расчетных величин c_n для пластин в паре с соответствующими величинами для изолированных пластин и пластин одного размера в паре позволяет сделать несколько интересных замечаний. При $L/R = 1$ и $H/R = 0,55$ минимальное сопротивление пластин $c_n \approx 0,8$ практически совпадает с величиной $c_n = 2\pi/(\pi + 4)$ для изолированной пластины характерного размера R [3]. Сумма сопротивлений изолированных пластин заданной геометрии при этом составляет величину $2\pi(1 + H/R)/(\pi + 4) = 1,362$. При $H/R = 0,5$ и $L/R = 2$ (величины, близкие к оптимальным для пластин в паре) коэффициент сопротивления $c_n \approx 0,35$. Данная величина почти в 2,5 раза отличается от сопротивления изолированной пластины характерного размера R и более чем в 3 раза от суммы сопротивлений рассматриваемых изолированных пластин. Отметим, что для каждой пластины из пары пластин равного размера имеем $c_n = 2\pi(1 + Q)/(\pi + 4)$, где Q — коэффициент разрежения в следе или так называемый коэффициент кавитации (при $L/R = 5$ $Q = 1,4$; при $L/R \approx 85$ $Q = 0,25$ [3]). По данным расчета симметричного обтекания двух пластин одного размера [2] при $L/R \geq 14$ величины коэффициентов нормальной силы для обеих пластин практически равны и совпадают по величине с коэффициентом c_n изолированной пластины. При уменьшении расстояния между пластинами нормальная сила на первой пластине возрастает, а на второй — падает и при $L/R < 10$ становится отрицательной. Минимальная величина c_n в этом случае достигается примерно при $L/R \approx 2$. Результаты настоящего исследования также дают оптимальную по сопротивлению величину отношения $L/R \approx 2$, однако при значительно более низких величинах минимального сопротивления.

Поступила 1 X 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Белов И. А. Циркуляционное течение идеальной жидкости вблизи стенок.— ПМТФ, 1977, № 2.
2. Белоцерковский С. М., Ништ М. И. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. М., Наука, 1978.
3. Биркгоф Г., Сарантанелло Э. Струи, следы и каверны. М., Мир, 1964.

УДК 629.7.024.36 : 533.6.011.34

**ЛОКАЛЬНЫЕ СИЛОВЫЕ НАГРУЗКИ
ОТ СВЕРХЗВУКОВОЙ НЕДОРАСШИРЕННОЙ СТРУИ
НА ПЛОСКУЮ ПОВЕРХНОСТЬ, ПАРАЛЛЕЛЬНУЮ ОСИ СТРУИ**

*С. Н. Абросимов, Г. А. Поляков
(Ленинград)*

Проведено экспериментальное исследование силового воздействия струи большой нерасчетности ($n = 2 \cdot 10^1 - 8 \cdot 10^4$) на плоскую поверхность, отстоящую от оси сопла на расстояниях $\bar{h} = h/r_a = 2 - 10$, в области взаимодействия вдоль линии растекания при числах Рейнольдса $Re_* = 1,7 \cdot 10^3 - 2,1 \cdot 10^4$ (число Рейнольдса определено по параметрам в критическом сечении). В качестве рабочих тел использовались аргон, воздух и пропан, истекающие из конических сопел с полугорлом раствора выходной части $\theta_a = 10^\circ$ и отношением диаметров выходного и критического сечений $\xi = d_a/d_* = 1,0 - 4,8$. В результате исследования предложены простые эмпирические зависимости для определения местоположения 2-го максимума силовых нагрузок и его максимальной величины. Представлен универсальный профиль давлений вдоль линии растекания.

Взаимодействие сверхзвуковой недорасширенной струи с плоской поверхностью, параллельной ее оси, сопровождается образованием сложной ударно-волновой структуры с наличием большого числа газодинамических разрывов, областей дозвукового и сверхзвукового течений. Строгое аналитическое решение указанной задачи едва ли представляется возможным. В то же время решение таких задач осуществляется по двум направлениям, использующим численные [1-4] и приближенные методы [5-9].

Погрешности этих методов могут достигать значительных величин при достаточной трудоемкости вычислений. Вместе с тем в инженерной практике часто возникает необходимость в оперативных оценках величины силовых нагрузок на плоскую поверхность при взаимодействии с ней сверхзвуковой недорасширенной струи, параметры которой варьируются в широком диапазоне значений. В данной работе на основании результатов экспериментальных исследований получены простые зависимости для расчета силовых нагрузок вдоль линии растекания в области взаимодействия.

Экспериментальные исследования проводились в стационарном режиме на газодинамической трубе низкой плотности, оснащенной азотным криогенным насосом [10]. Остаточное давление в рабочем объеме вакуумной камеры в данных исследованиях варьировалось в диапазоне $1 \cdot 10^{-3} - 1 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. ($1,33 \cdot 10^{-1} - 1,33$ Па) и измерялось преобразователем ПМТ-2 вакуумметра ВТ-3. Источником сверхзвуковых струй являлся подогревной ресивер со сменными коническими соплами, имеющими угол полураствора выходной части $\theta_a = 10^\circ$ и отношение диаметров выходного и критического сечений $\xi = d_a/d_* = 1,0; 1,3; 2,0; 3,25; 4,8$.

В качестве рабочих тел использовались аргон, воздух и пропан. Их массовый расход изменялся в диапазоне $0,07 - 0,75$ г/с. Давление торможения p_0 варьировалось в диапазоне $0,25$ кг/см² ($2,45 \cdot 10^4$ Па) — $2,1$ кг/см² ($2,06 \cdot 10^5$ Па), температура торможения $T_0 = 400 - 1000$ К, при этом число Рейнольдса, определенное по параметрам в критическом сечении