

Моделирование взаимного влияния двух пластин на изменение их суммарного сопротивления

С.А. Довгий, Г.Г. Буланчук, О.Н. Буланчук,

Институт гидромеханики НАН Украины,

Приазовский государственный технический университет, Украина

In the work it is carried out the numerical simulation of the two square plates flow by means of the perpendicular incident flow. Plates and vortex sheets are simulated by means of discrete vortex frames. It is investigated the drag force variation depended on the plates size and the distance between its. It is shown that there are two different plates flow regimes depended on the plates geometrical size ratio (the front plate size is greater or less then rear plate size). It is shown that under given plates size ratio and distance between plates the total drag force can be decreased on 80-90% (on the analogy of the two disks flow).

1. Введение

При обтекании конфигураций из двух плохо обтекаемых тел заднее тело находится в вихревом следе переднего. Более того, заднее тело также влияет на картину течения и аэродинамические характеристики переднего тела. На практике такие конфигурации встречаются довольно часто. Примером могут быть наземные и гидротехнические сооружения, дома, заводские трубы и т.п.

В данной работе приведены результаты численного моделирования обтекания двух пластин, расположенных перпендикулярно к потоку одна за другой на определенном расстоянии. Моделирование проведено методом дискретных вихревых рамок [1]-[3].

Сложность применения данного метода к конфигурации из нескольких пластин связана с необходимостью корректного моделирования взаимодействия вихревого следа, который возникает за одной пластиной с поверхностью другой пластины. Это обстоятельство приводит к необходимости применения определенных численных приемов: введение так называемого "ореола" вокруг каждой пластины и моделирование движения вихревых пелен возле такого "ореола". Как показывает эксперимент для двух дисков [4], при определенных размерах дисков и расстояния между ними течение становится неустойчивым. Это обстоятельство усложняет численное моделирование подобных задач. Поэтому особое внимание в работе уделено подробным методическим исследованиям: проверке влияния дискретизации по пространству и времени, размера "ореола", сравнение с экспериментом, плоским случаем и численное исследование устойчивости каждого конкретного режима обтекания. Чтобы выделить устойчивые режимы, для каждой конфигурации была проведена серия расчетов с различными численными параметрами: различным количеством рамок на пластинах, радиусом вихря, размером "ореола". Вычисления показывают, что для большинства случаев распределение перепада давления на любой из пластин при этом изменяется несущественно. Однако при определенном расстоянии между пла-

стинами и их размерах характеристики очень сильно зависят от параметров численной схемы. Это может свидетельствовать как о неустойчивости данного режима обтекания (аналогичная ситуация возникает для двух дисков) так и несовершенстве численного метода. В работе представлены в основном те результаты, влияние численных параметров на которые незначительно.

2. Постановка задачи

Рассмотрим постановку задачи для произвольного количества пластин.

Пусть D – область пространства, занятая идеальной несжимаемой жид-

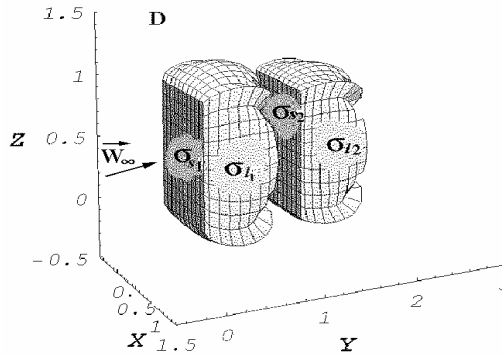


Рис. 1 Обтекание системы пластин

костью, выключая границы (рис.1).

Границами области D в момент времени τ будут: $\sigma_S = \cup \sigma_{S_i}$ – поверхности пластин, $\sigma_l(\tau) = \cup \sigma_{l_i}(\tau)$ – свободные вихревые поверхности за пластинами. \vec{W}_∞ – скорость внешнего потока. Предположим, что везде вне σ_S и $\sigma_l(\tau)$ течение безвихревое и потенциал скорости $\Phi(M, \tau)$ удовлетворяет уравнению Лапласа:

$$\Delta \Phi(M, \tau) = 0, \quad M \in D \quad (2.1)$$

Граничными условиями для уравнения (2.1) будут:

– условие непротекания пластин:

$$(\vec{\nabla} \Phi(M, \tau), \vec{n}) = 0, \quad M \in \sigma_S(\tau) \quad (2.2)$$

– условие непрерывности давления и нормальной составляющей скорости на свободных вихревых поверхностях:

$$(\vec{\nabla} \Phi(M, \tau), \vec{n})_+ = (\vec{\nabla} \Phi(M, \tau), \vec{n})_-, \quad P_+ = P_-, \quad M \in \sigma_l(\tau)$$

– условие затухания возмущений при бесконечном удалении от границ:

$$\lim_{R-R_\sigma \rightarrow \infty} |\vec{\nabla} \Phi| = 0, \quad \lim_{R-R_\sigma \rightarrow \infty} P = P_\infty,$$

– условие Кутта-Жуковского на тех краях пластин, с которых происходит отрыв

$$W_{0+}(M, \tau) = W_{0-}(M, \tau), \quad P_+(M, \tau) = P_-(M, \tau), \quad M \in L$$

где W_{0+} , W_{0-} – предельные значения скорости жидкости при приближении к поверхности пластин, L – линия схода свободной вихревой поверхности. За

положительную сторону каждой пластины выбрана та сторона, нормаль к которой составляет острый угол с набегающим потоком (если пластины перпендикулярны потоку, то нормаль совпадает с направлением набегающего потока). Для координат свободных поверхностей \vec{r} в произвольный момент времени можно записать задачу Коши:

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{r}(M, \tau)}{d\tau} &= \vec{w}_{\sigma_l}, \quad \tau > \tau_0, \quad M \in \sigma_l(\tau) \\ \vec{r}(M, \tau) &= \vec{r}_0(M, \tau_0), \quad \tau = \tau_0 \end{aligned}$$

\vec{w}_{σ_l} – скорость частиц, которые принадлежат свободной вихревой поверхности.

Задача решалась в безразмерном виде. При обтекании двух квадратных пластин за характерный размер была выбрана длина стороны задней пластины L_2 .

Безразмерный потенциал скорости $\varphi(M, \tau)$ находился в виде потенциала двойного слоя [1]. Из условия непротекания (2.2) получим сингулярное интегральное уравнение:

$$\frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial \vec{n}_{M_0}} \int_{\sigma_s \cup \sigma_l} g(M, \tau) \frac{\partial}{\partial \vec{n}_M} \left(\frac{1}{r_{MM_0}} \right) dS_M = 0, \quad M_0 \in \sigma_s, \quad M \in \sigma_s \cup \sigma_l \quad (2.3)$$

где \vec{n}_{M_0} – нормаль к поверхности σ_s в точке M_0 , $g(M, \tau)$ – плотность потенциала двойного слоя, \vec{r}_{MM_0} – вектор, который соединяющий точки M и M_0 .

Если потенциал возмущенной скорости найден, то давление в произвольной точке области D определяется из интеграла Коши-Лагранжа. Формула для перепада давления будет иметь вид [1]:

$$\Delta p(M, \tau) = p_- - p_+ = w_{0+}^2(M, \tau) - w_{0-}^2(M, \tau) - 2 \frac{\partial(\varphi^- - \varphi^+)}{\partial \tau} \quad (2.4)$$

где $\vec{w}_{0+}, \vec{w}_{0-}$ – предельные значения скорости жидкости при приближении к пластине с соответствующей стороны.

Зная перепад давления на каждой пластине σ_{S_i} , вектор нормальной силы \vec{N}_i и коэффициент нормальной силы c_{ni} можно определить за формулами:

$$\vec{N}_i = \int_{\sigma_{S_i}} \Delta p(M, \tau) \vec{n}_M d\sigma_{S_i}, \quad c_{ni} = \frac{N_i}{q_i S} \quad (2.5)$$

где \vec{n}_M – нормаль к поверхности σ_{S_i} , $q = \frac{\rho W_\infty^2}{2}$ – скоростной напор, S – характерная площадь (в данных расчетах – площадь задней пластины).

3. Метод решения

Дискретизация по пространственным переменным состояла в представлении вихревых слоев дискретными вихревыми рамками [2]. Скорость в любой точке потока может быть найдена как сумма скорости набегающего потока и скорости, индуцированной рамками L_{S_k} и L_{l_k} . Поверхность пластин σ_S и свободные вихревые пелены σ_l разобьем на совокупность гладких поверхностей σ_{S_k} и σ_{l_k} ограниченных контурами (рамками) L_{S_k} и L_{l_k} . Пусть K_S – число контуров на σ_S и K_l – на σ_l . Плотность двойного слоя в пределах каждой рамки будем считать постоянной. Потенциалы двойного слоя постоянной плотности равны, как известно [6], потенциалам от замкнутых вихревых нитей, которые совпадают с контурами L_{S_k} и L_{l_k} , с постоянными по всей длине циркуляциями скорости вокруг нитей Γ_{S_k} и Γ_{l_k} . Контур при этом надо обходить по часовой стрелке, если смотреть с конца нормали, проведенной к положительной стороне. Индуцированную рамкой скорость можно найти по закону Био-Саварра. На каждой элементарной поверхности σ_{S_j} выберем контрольную точку M_{0j} , в которой будем требовать выполнения условия непротекания. Находя скорость в контрольной точке и проекцию на нормаль, получим дискретный аналог уравнения (2.3):

$$\sum_{k=1}^{K_S} w_{n_{S_k}}(M_{0j}, \tau) \Gamma_{S_k}(\tau) = e_{nW_\infty} - \sum_{k=1}^{K_l(\tau)} w_{n_{l_k}}(M_{0j}, \tau) \Gamma_{l_k}, \quad j=1, K_S \quad (3.1)$$

где \vec{e}_{W_∞} – орт скорости набегающего потока, $w_{n_{S_k}}(M_{0j}, \tau) \Gamma_{S_k}(\tau)$ – скорость, индуцированная присоединенной рамкой L_{S_k} , $w_{n_{l_k}}(M_{0j}, \tau) \Gamma_{l_k}$ – скорость, индуцированная свободной рамкой L_{l_k} . Индекс n означает проекцию на нормаль к поверхности.

Непрерывный процесс изменения величин со временем заменяется ступенчатым с шагом $\Delta\tau_S$. В первый момент времени, если свободные рамки отсутствуют, решается система (3.1), в правой части которой $K_l = 0$ и находятся циркуляции присоединенных рамок на пластинах $\Gamma_{S_k}(\tau_0)$. Далее находится скорость в узлах вихревой сетки по краю пластин и осуществляется смещение данных точек по местной скорости жидкости. При этом образуется первый ряд свободных рамок. Их циркуляции полагаются равными циркуляциям соседних присоединенных рамок. На следующем шаге по времени снова решается система (3.1), в правой части которой уже учитывается скорость от первого ряда свободных рамок и т.д. Таким образом, циркуляции присоединенных рамок изменяются со временем, а свободные рамки движутся вместе с частицами жидкости без изменения своих интенсивностей.

4. Вычисление перепада давления на пластинах

Для каждой пластинки выберем местную систему координат OXY' , оси OX' и OY' которой будут направлены вдоль сторон и вместе с нормалью к пластине будут образовывать правую тройку. Прямыми, параллельными OX' и OY' разобьем пластину на прямоугольные рамки σ_{S_k} со сторонами $\Delta l_{x'i}$, $\Delta l_{y'j}$. Контрольные точки $M_0 \in \sigma_{S_k}$ выберем на пересечении диагоналей образованных прямоугольников. Перепад давления на элементарном участке s_{S_k} , ограниченном L_{S_k} рамкой будем считать постоянным и вычислим его в контрольной точке M_0 по формуле (2.4). Как известно [7], скачок потенциала $\varphi_- - \varphi_+$ при переходе через вихревую элементарную поверхность σ_{S_k} будет равняться циркуляции скорости по контуру, который проходит через σ_{S_k} и охватывает поверхность $\sigma_s + \sigma_l$ с любой стороны. В случае моделирования рамками скачек потенциала будет равняться циркуляции данной рамки, поскольку для всех других рамок вихревые отрезки имеют одинаковые по модулю, но противоположно направленные интенсивности и будут взаимно компенсировать друг друга.

Можно показать [2], что разность квадратов предельных скоростей равна смешанному произведению: $w_{0+}^2(M, \tau) - w_{0-}^2(M, \tau) = 2(\bar{n}_{M_0}, \bar{w}_0, \bar{\gamma})$,

$$\text{где } \bar{n}_{M_0} - \text{нормаль в контрольной точке } M_0 \in \sigma_{S_k}, \bar{w}_0 = \frac{\bar{w}_{0+} + \bar{w}_{0-}}{2}$$

– скорость в точке $M_0 \in \sigma_{S_k}$, $\bar{\gamma}(M_0, \tau)$ – интенсивность вихревого слоя в точке M_0 , которую можно выразить через плотность двойного слоя: $\bar{\gamma}(M_0, \tau) = [-\text{Grad } g(M_0, \tau), \bar{n}_{M_0}]$, где $\text{Grad } g(M_0, \tau)$ – градиент по поверхности в точке M_0 . Тогда перепад давления будет вычисляться по формуле:

$$\Delta p(M_0, \tau) = 2(\bar{n}_{M_0}, \bar{w}_0, \bar{\gamma}) + \frac{\partial \Gamma_{S_k}}{\partial \tau} \quad (4.1)$$

В расчетах находились координаты $\bar{\gamma}_{ij}$ в системе координат, связанной с пластиной, далее преобразовывались координаты данного вектора в абсолютную систему координат, после этого вычислялся перепад давления по формуле (4.1) и, соответственно, коэффициенты нормальной силы по формуле (2.5). Такой подход позволяет вычислять перепад давления на пластинах, которые могут находиться по отношению одна к другой и к потоку под любым углом.

5. Тестовые расчеты и выбор численных параметров

Было исследовано обтекание двух одинаковых пластин, расположенных одна за другой перпендикулярно к потоку. Результаты сравнивались с экспериментом и расчетами для плоского случая [1]. При сравнении с плоским случаем размер пластин вдоль одной оси (оси OX) был в 5 раз больше, чем вдоль оси OZ . Коэффициент нормальной силы на единицу длины находился в среднем сечении, чтобы уменьшить влияние боковых пелен. Шаг по времени согласовывался с

шагом по пространству и был таким, чтобы размеры первых свободных рамок, которые сходят, приближенно равнялись размерам присоединенных рамок на пластине. В расчетах $\Delta\tau_r$ вычислялся по формуле: $\Delta\tau_r = \frac{\Delta L}{w_m}$, где ΔL – длина стороны присоединенной рамки (для квадратных рамок) или длина стороны рамки в том направлении, в котором происходит движение пелены, w_m – максимальная скорость жидкости в точках, из которых происходит сход свободных рамок.

Для того чтобы свободные рамки одной пластины не пересекали поверхность другой пластины, вокруг каждой пластины вводилась свободная зона в виде параллелепипеда, так называемый "ореол". При этом для каждого узла свободно пелены делалась проверка пересечения им границы "ореола" за время $\Delta\tau_r$ при своем движении. Если узел пересекал "ореол", то он возвращался в точку пересечения. Для движения первых нескольких рядов рамок это ограничение не накладывалось, чтобы дать возможность им выйти за область "ореола". Наилучшие результаты получались при безразмерной толщине "ореола" (по отношению к стороне задней пластины) 0,12 и 0,14 для преимущественного большинства режимов обтекания. Как показывают исследование, величина оптимального размера "ореола" для каждого конкретного размещения пластин мало зависит от количества рамок на пластине.

После тестовых вычислений была проведена серия расчетов для двух квадратных пластин, расположенных одна за другой перпендикулярно потоку. Отношение сторон изменялось в пределах $L_1/L_2 = 0,6 \div 1,2$ с шагом 0,1. При фиксированных размерах исследовалось изменение коэффициента суммарного сопротивления в зависимости от безразмерного расстояния между пластинами L , отнесенного к стороне задней пластины. Представленные результаты получены следующим образом. Для обеих пластин находилось изменение с течением времени коэффициентов нормальной силы c_{n1} и c_{n2} при различном количестве рамок на пластинах, вычисленных за формулой (2.5) и отнесенных к площади задней пластины. Как правило, рассматривались три различных варианта разбивки на рамки. Это было необходимо для того, чтобы проверить устойчивость данного режима обтекания относительно возмущений. Известно [3], что для двух дисков при определенных их размерах и расстоянии между ними существуют неустойчивые режимы обтекания. В численном методе роль возмущений играют погрешности, внесенные дискретизацией. Если графики c_{n1} и c_{n2} при различном количестве рамок выходили на некоторый устойчивый режим и были близки друг к другу, то находились осредненные по времени значения \bar{c}_{ni} для любой разбивки (интервал осреднения зависел от установления потока), а потом – средние значения среди них. Коэффициент суммарного сопротивления вычислялся по формуле $c_d = \bar{c}_{n1} + \bar{c}_{n2}$. В данном случае он является полным лобовым сопротивлением, которое действует на обе пластины.

6. Результаты моделирования

6.1 Сравнение с плоским случаем и экспериментом

Результаты моделирования течения около двух пластин одинакового размера, расположенных перпендикулярно потоку сравнивались с плоским случаем обтекания двух пластин. На рис.2 изображена фотография потока около двух пластин (безразмерное расстояние между пластинами $L = 0,5$), полученная путем визуализации в гидрлотке [1] при наличии разделяющей пластины для обеспечения симметрии ($Re = 3 \cdot 10^3$), а также численное поле скоростей в сечении $x = 2,5$ для двух удлиненных вдоль оси OX пластин (размер вдоль оси OX в 5 раз больше размера вдоль оси OY в момент времени $\tau = 5$).

Зона интенсивного вихревого движения за второй пластиной и в области между пластинами вызывает значительное разрежение потока в этих областях. Это

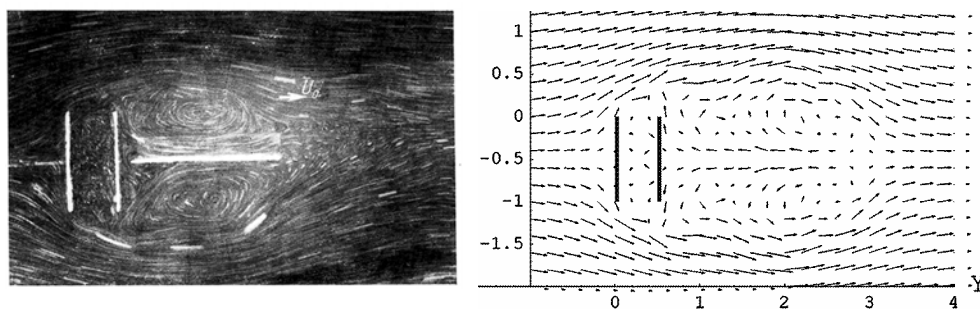


Рис. 2 Поле скоростей около двух пластин (расчет и эксперимент [1])

создает подсосывающую силу на второй пластине и уменьшает общее сопротивление двух пластин по сравнению с одной. На рис.3 сравниваются коэффициен-

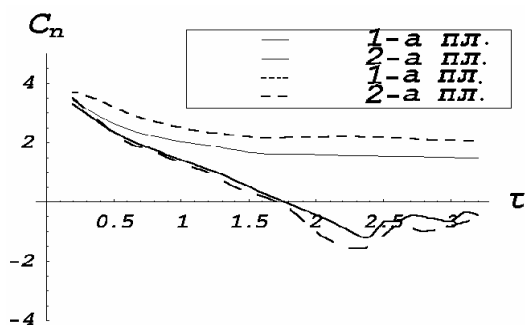


Рис. 3 Зависимость от времени коэффициентов нормальной силы для двух пластин (пространственный и плоский [1] случаи) при расстоянии между пластинами $L = 1,5$

ты нормальных сил c_n на единицу длины для удлиненных пластин с соответствующими коэффициентами для плоского случая, полученными с помощью метода дискретных вихрей в работе [1]. Чтобы уменьшить влияние конечных эф-

фектов, нормальная сила N' вычислялась в средней части пластинки (на ширине одной рамки). Безразмерное расстояние между пластинами $L=1,5$. Сплошными линиями обозначаются коэффициенты для пространственного случая, штриховыми – для плоского. Видно, что уже при $\tau \approx 1,7$ для обоих случаев на задней пластине возникает разрежение, которое приводит к уменьшению суммарного сопротивления всей системы.

Некоторые тестовые расчеты для двух пластин, расположенных под углом друг к другу, и трех пластин представлены в работе [7].

6.2 Обтекание двух квадратных пластин

Рассмотрим результаты для двух квадратных пластин. Исследование относи-

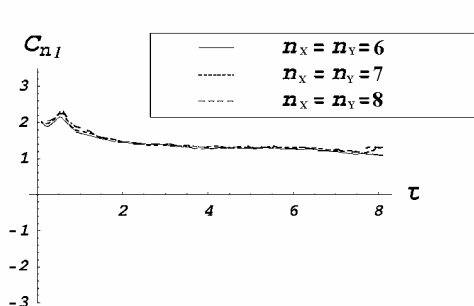


Рис. 4 Коэффициент c_n на передней пластине при различном числе рамок

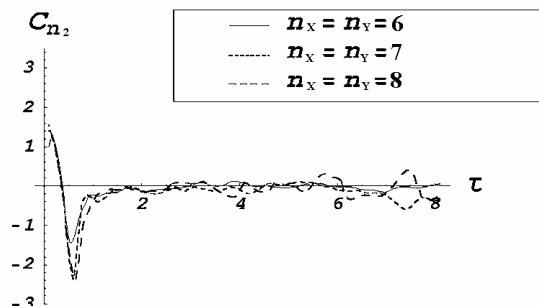


Рис. 5 Коэффициент c_n на задней пластине при различном числе рамок

тельно влияния количества рамок на любой из пластин показывают, что при $n_x \geq 10$ интегральные характеристики изменяются мало. На рис.4 изображен характерный график изменения с течением времени коэффициента нормальной силы на передней пластине (расстояние между пластинами $L=1$) при различном количестве рамок. Различные кривые соответствуют различному количеству рамок на пластине, n_x, n_y – число отрезков, на которые разбивается каждая сторона. Как видно из графиков, кривые довольно близкие друг к другу, что свидетельствует об устойчивости данного режима обтекания. Аналогичная зависимость для другой пластины изображена на рис.5. На второй пластине в первые моменты времени возникает положительное сопротивление, а потом c_n становится отрицательным, тем позже, чем большее расстояние между пластинами. При $\tau > 6$ разброс между различными кривыми становится значительным.

При расстоянии между пластинами $L \geq 7,2$ влияние пластин одна на другую практически отсутствует и коэффициенты c_n на обеих пластинах почти совпадают и близки к коэффициенту c_n на отдельной пластине (рис.6). Точки \bullet –

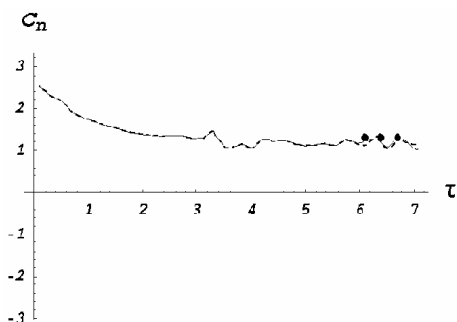


Рис. 6 Изменение c_n двух пластин точки \bullet – одна пластина, $L = 7,2$

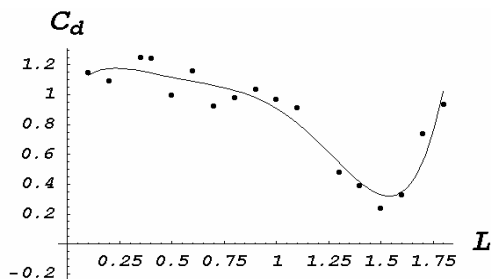


Рис. 7 Зависимость c_d от расстояния между пластинами ($L_1 / L_2 = 1$)

эксперимент [1] для одной пластины, сплошная линия – передняя пластина, штриховая – задняя. На промежутке времени, когда поток устанавливается и данные для различного количества рамок близки между собою (в данном случае от $\tau = 3$ до $\tau = 6$), находились осредненные по времени значения \bar{c}_{n1} и \bar{c}_{n2} для любой разбивки, а потом средние среди них. Коэффициент суммарного сопротивления находился как сумма осредненных таким образом коэффициентов: $c_d = \bar{c}_{n1} + \bar{c}_{n2}$.

На рис. 7 изображена зависимость коэффициента суммарного сопротивления c_d от расстояния между пластинами. Точкам соответствуют вычисленные данные, кривая – их интерполяция по методу наименьших квадратов. Как видно из графика, сопротивление падает при увеличении расстояния между пластинами до некоторого минимального значения, потом резко возрастает, при значительном расстоянии $L \approx 5$ достигая удвоенного значения для отдельной пластинки. При расстоянии между пластинами $L = 0,1 \div 1,75$ сопротивление двух пластин будет меньше сопротивления для отдельной пластины (за исключением двух точек). Минимальное значение на интерполяционной кривой $c_{d \min}$ достигается при расстоянии между пластинами $L \approx 1,54$ и равняется $c_{d \min} = 0,32$, что приблизительно на 73% меньше сопротивления отдельной пластины $c_n \approx 1,17$ (минимальное расчетное значение $c_{d \min} = 0,24$ при $L = 1,5$, что меньше примерно на 79%). Для сравнения – коэффициент лобового сопротивления системы двух одинаковых дисков достигает минимума приблизительно при $D_1 / D_2 = 1,55$, принимая значения $c_d = 0,85$, что на 26% меньше сопротивления отдельного диска.

6.3 Обтекание двух пластин разного размера ($L_1 / L_2 = 0,6 \div 1,2$)

Считаем, что пластины расположены симметрично одна за другой перпендикулярно к потоку так, что центры пластин находятся на прямой, перпендикулярной к плоскости пластин. Будем рассматривать течение возле пластин в за-

висимости от отношения сторон: если сторона передней пластины больше стороны задней пластины и если она меньшая.

Рассмотрим первый случай: $L_1/L_2 = 1,1 \div 1,2$. Зависимость коэффициента полного сопротивления от расстояния между пластинами при $L_1/L_2 = 1,1$ представлена на рис.8. Отметим, что при определенных расстояниях между пласти-

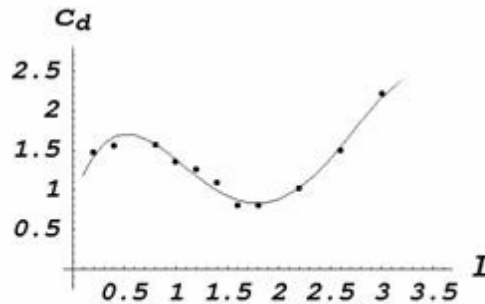


Рис. 8 $L_1/L_2 = 1,1$ Зависимость c_d от расстояния между пластинами

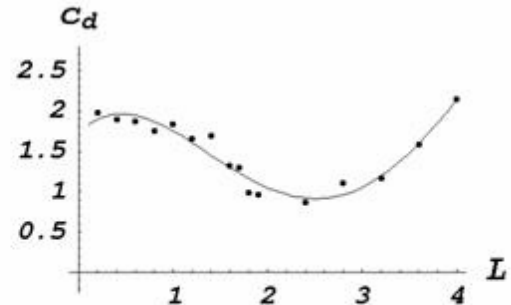


Рис. 9 $L_1/L_2 = 1,2$ Зависимость c_d от расстояния между пластинами

нами не удастся получить устойчивые результаты, поэтому на графике нет некоторых промежуточных точек, и о характере изменения полного сопротивления условно можно судить разве что по кривой, которая интерполирует численные данные. Отметим, что в случае с двумя дисками при определенных соотношениях диаметров дисков и расстояния между ними течение тоже становится неустойчивым, а при соотношении $D_1/D_2 = 0,825$ и расстоянии $L/D_2 = 0,6$ обнаружено два устойчивых режима, где c_d изменяется от 0,65 до 0,25.

В данных расчетах минимальное значение лобового сопротивления при отношении сторон $L_1/L_2 = 1,1$ достигается при расстоянии между пластинами $L \approx 1,79$ и равно 0,83, что на 29% меньше сопротивления на отдельной пластине. Из графика также следует, что при $L < 1,4$ сопротивление такой конфигурации будет больше за сопротивление одной пластины.

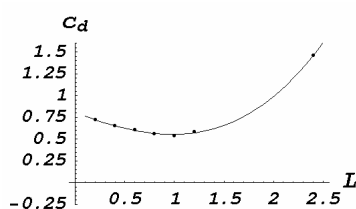
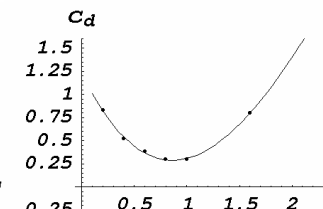
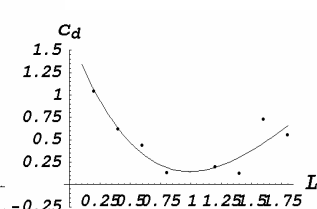
На рис. 9 изображена зависимость коэффициента полного сопротивления при $L_1/L_2 = 1,2$. Минимум сопротивления достигается при расстоянии $L \approx 2,5$ и приблизительно равно 0,91, что на 32% ниже сопротивления отдельной пластины.

Из данных результатов в частности следует, что если считать размер задней пластины фиксированным, то с увеличением размера передней пластины минимум суммарного сопротивления достигается на большем расстоянии.

Рассмотрим второй случай: $L_1/L_2 = 0,6 \div 0,8$. Изменение суммарного сопротивления при $L_1/L_2 = 0,8$ в зависимости от расстояния между пластинами изображено на рис.10. Как видно из графика, примерно при $L < 2$ сопротивление такой конфигурации будет меньше за сопротивление отдельной пластины. Минимальное c_d достигается при $L \approx 0,98$ и равно 0,55, что ниже за сопротивление отдельной пластины на 53%. При $L_1/L_2 = 0,7$ минимум суммарной силы сопротивления равняется $c_{d \min} = 0,28$ при $L = 0,86$ (рис. 11). Результаты для

определенных расстояний не удастся получить в силу сильных пульсаций графиков, что может свидетельствовать о неустойчивости данных режимов.

При $L_1/L_2 = 0,6$ (рис.12) минимальное значение суммарной силы сопротивления близко к нулю $c_{d\min} = 0,144$ при $L = 0,99$, что является наименьшим сопротивлением для всех режимов обтекания. То есть, если перед основной пластиной поместить меньшую пластину и стороны этих пластин будут относиться

Рис. 10 $L_1/L_2 = 0,8$ Рис. 11 $L_1/L_2 = 0,7$ Рис. 12 $L_1/L_2 = 0,6$

как $L_1/L_2 = 0,6$ то коэффициент силы сопротивления такой конфигурации будет близким к случаю потенциального обтекания (снижение сопротивления на 88%). Отметим, что в работе [9] в конфигурации диск-цилиндр наблюдалось снижение лобового сопротивления до 0,02.

7. Выводы

На рис.13 и рис.14 изображены итоговые графики изменения суммарного сопротивления в зависимости от расстояния между пластинами при разных от-

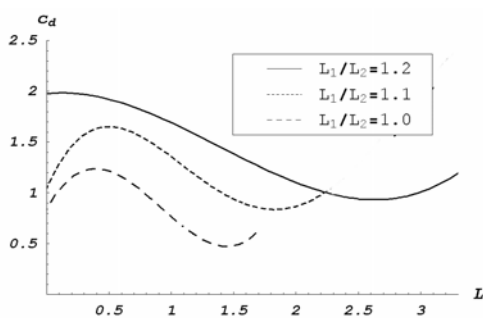


Рис.13

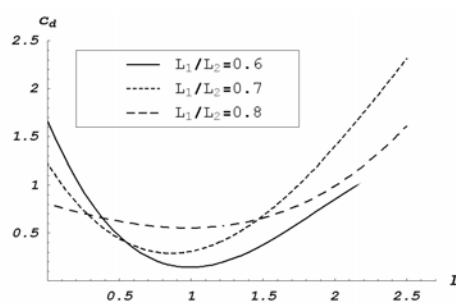


Рис.14

ношениях сторон. Из проведенных исследований и анализа данных графиков можно сделать такие выводы.

1. При определенном выборе размеров пластинок и расстояния между ними можно получить существенное снижение лобового сопротивления по сравнению с сопротивлением отдельной пластинки.

2. Исследованные режимы течения по характеру изменения суммарного сопротивления c_d можно разделить на две группы:

а) сторона передней пластины меньше стороны задней ($L_1/L_2 = 0,6 \div 0,8$);

б) сторона передней пластины больше или равна стороне задней пластины ($L_1 / L_2 = 1,0 \div 1,2$).

3. Если перед основной пластиной поместить меньшую пластину, причем соотношение сторон пластин будет равно $L_1 / L_2 = 0,6$ на расстоянии, равном приблизительно стороне задней пластины, то это даст возможность снизить сопротивление примерно на 88% по сравнению с отдельной пластиной. Для сравнения – в системе из двух дисков минимум силы сопротивления достигается при отношении диаметров $D_1 / D_2 = 0,8$ и расстояния $L = 0,54D_2$ и сопротивление снижается на 81% [4]. В конфигурации диск-цилиндр [9] наблюдалось снижение лобового сопротивления до 0,02.

4. Если размер задней пластины фиксированный, то установление дополнительно передней пластинки меньшего размера даст в целом большее снижение сопротивления, чем установление пластинки большего размера при различных расстояниях между пластинами (поскольку график функции лежит ниже).

5. При определенном расстоянии между пластинами дополнительная передняя пластина может быть больше за заднюю пластину и при этом все-таки происходит значительное (примерно на 30%) снижение лобового сопротивления.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.Г. Белоцерковский, М.И. Ништ. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью – М.: Наука, 1978.– 351 с.
2. И.К. Лифанов. Метод сингулярных интегральных уравнений и численный эксперимент – М., 1995.– 519 с.
3. С.А. Довгий, И.К. Лифанов. Методы решения интегральных уравнений – К.: Наукова думка, 2002.– 343 с.
4. Морель (Т. Morel), Бон (М. Bohn). Обтекание двух круглых дисков, расположенных друг за другом //Теоретические основы инженерных расчетов – 1980- т.102-№ 1, С.225-234.
5. С.О. Довгий, Г.Г. Буланчук Просторова задача обтікання системи пластин//Труды XI Международного симпозиума “Методы дискретных особенностей в задачах математической физики”, 2003, Харьков-Херсон, С.87-92.
6. Л.Г. Лойцянский. Механика жидкости и газа – М.: Наука, 1987.– 840 с.
7. С. М. Белоцерковский. Тонкая несущая поверхность в дозвуковом потоке газа – М.: Наука, 1965 – 242 с.
8. С.О. Довгий, Г.Г. Буланчук Просторова задача обтікання системи пластин//Труды XI Международного симпозиума “Методы дискретных особенностей в задачах математической физики”, 2003, Харьков-Херсон, С.87-92.
9. Roshko A., Koenig K. Interaction Effects on the Drag of Bluff Bodies in Tandem// Proceedings of the Symposium on Aerodynamic Drag Mechanisms, Ed. G. Sovran, T. Morel and W.T. Mason, Jr., Plenum Press, New York, 1978.