

влиянию числа лопастей и критерия Рейнольдса, количественные результаты должны уточняться.

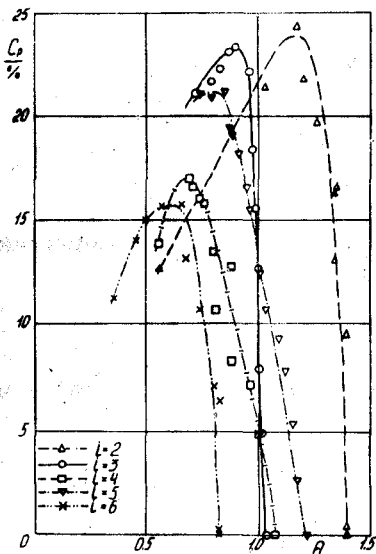


Рис. 4
Влияние угла лопастей в роторе на мощностные характеристики (1-я серия опытов)

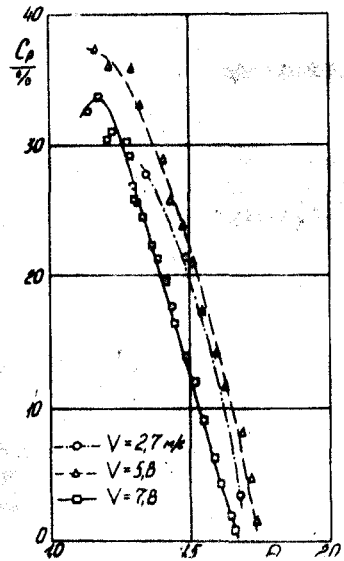


Рис. 5
Изменение $C_p = f(\theta)$ в диапазоне чисел $Re = 1,7 \cdot 10^4 - 4,9 \cdot 10^4$ (2-я серия опытов)

SUMMARY

There are presented the results of aerodynamic tests of orthogonal wind installations' rotor, which blades are of original profile of KH-6 type. There is examined the influence of the installed blades angle, their number and Reynolds criterion on the rotor power characteristics.

Поступила в редколлегию 12 июля 1995г.

УДК 533.6 : 621.548

САМОВРАЩЕНИЕ ПЛОСКОЙ ПЛАСТИНЫ В ПОТЕНЦИАЛЬНОМ ПОТОКЕ ИДЕАЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ

Н.И.Волков, доц., Ю.А.Педан, асп.

Эффект самовращения плоской пластины в потоке равномерно движущейся жидкости известен из ряда исследований. Физическая картина взаимодействия пластины с потоком достаточно сложна и мало изучена. Выявление ее особенностей и закономерностей открывает возможности анализа сходственных процессов, связанных с обтеканием жидкостью или газом движущихся твердых поверхностей. Как заметил Г.Ю.Степанов, проявляющиеся здесь эффекты, возможно, привели Н.Е.Жуковского к понятию присоединенных вихрей [1]. Очевидно, что в рамках моделей безотрывного или отрывного стационарного обтекания потоком такой пластины приемлемые результаты не могут быть получены. В качестве первого приближения частоту самовращения пластины можно попытаться рассчитать в постановке нестационарного отрывного обтекания потенциальным потоком невязкой несжимаемой жидкости.

Авторам неизвестны результаты определения частоты самовращения пластины расчетным способом. Поэтому была предпринята попытка определения частоты самовращения плоской пластины в потенциальном потоке идеальной несжимаемой жидкости с использованием метода дискретных вихрей [2].

В статье используются обозначения: b - ширина пластины (характерный линейный размер); V_0 - скорость невозмущенного потока (характерная скорость); $\bar{\omega} = \omega b / V_0$ - безразмерная частота вращения пластины; φ - угол поворота пластины; $\tau = t V_0 / b$ - безразмерное время; N - число участков разбиения пластины; $\gamma, \delta = \Gamma V_0 / b$ - безразмерные интенсивности дискретных вихрей. Линейные размеры отнесены к ширине пластины, скорости - к V_0 , давления - к динамическому напору $\rho V_0^2 / 2$.

Пусть плоская пластина бесконечного размаха вращается относительно своей продольной оси симметрии с угловой скоростью ω , при этом невозмущенный поток нагнетает перпендикулярно продольной оси симметрии. В принятой постановке отрывного нестационарного обтекания пластины задачу будем решать как плоскую.

Пластина разбивается на N равных отрезков. Контрольные точки располагаются на концах, а присоединенные дискретные вихри - на серединах этих отрезков. Сход свободных вихрей предполагается с концов пластины по касательным к ней (рис. 1). Интенсивности свободных вихрей в следы в любой момент времени сохраняются неизменными, а их положение определяется из условия, что они движутся вместе с частицами среды. Система присоединенных вихрей движется по закону движения пластины, по этому же закону движутся и ближайшие свободные дискретные вихри, расположенные на расстояниях $b/2N$ от концов пластины.

Интенсивности суммарных вихрей на профиле, а также вновь сошедших свободных вихрей определяются из условия непротекания в контрольных точках и гипотезы Жуковского-Чаплыгина.

Система уравнений, определяющая неизвестные интенсивности в расчетный момент времени, имеет вид [2]

$$\sum_{\mu=1}^N \gamma_{\mu}^M a_{\mu\nu} + \delta_I^M a_{I\nu} + \delta_{II}^M a_{II\nu} = 2\pi f_{\nu} - \sum_{L=1}^{M-1} (\delta_I^L a_{I\nu}^L + \delta_{II}^L a_{II\nu}^L);$$

$$\sum_{\mu=1}^N \gamma_{\mu}^M + \delta_I^M + \delta_{II}^M = - \sum_{L=1}^{M-1} (\delta_I^L + \delta_{II}^L); \quad (1)$$

$$L = 1, \dots, M-1; \quad \nu = 1, \dots, N+1.$$

Здесь безразмерные функции

$$f_{\nu} = -\cos \varphi + \bar{\omega} \bar{\xi}_{\nu}$$

определяются в контрольных точках, коэффициенты $a_{I\nu}^L, a_{II\nu}^L$, вычисляются аналогично [2], независящие от времени коэффициенты в левой части (1) имеют вид:

$$a_{\mu\nu} = 1/(\bar{\xi}_{\nu} - \bar{\xi}_{\mu}); \quad a_{k\nu} = 1/(\bar{\xi}_{\nu} - \bar{\xi}_k)$$

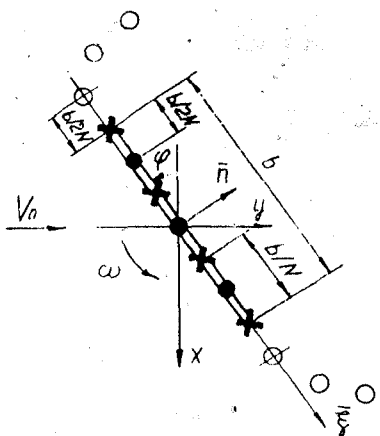


Рис. 1. Расположение вихрей и контрольных точек:

- - присоединенные вихри;
- - свободные вихри;
- × - контрольные точки.

где $\bar{\xi}$ - безразмерная координата по оси ξ с индексами: ν - для контрольных точек; μ - для присоединенных вихрей; k - для вновь отошедших свободных вихрей: $k = I, II$.

Размерность системы (1) - $N+2$. Через γ_{μ}^M обозначена интенсивность μ -го присоединенного вихря в M -й момент времени. δ_k^M и δ_k^L - свободные вихри носовой и кормовой пелены, сошедшие соответственно в текущий M -й и в предыдущий L -й моменты времени.

Система уравнений (1) решается методом Гаусса, перепад давлений на пластине определяется из интеграла Лагранжа-Коши последовательно на каждом шаге по времени, после чего пластина всякий раз поворачивается на угол $\Delta\varphi = \bar{\omega}\Delta t$. Одновременно вычисляется работа аэродинамических сил при повороте пластины на угол $\Delta\varphi$.

Равенство нулю суммарной работы за один полный оборот определяет частоту самовращения пластины. Разработанная и реализованная на ЭВМ программа численного исследования взаимодействия пластины с потоком позволила в рамках принятой постановки провести расчеты безразмерной частоты самовращения плоской пластины в потоке невязкой несжимаемой жидкости. Программа позволяет также получить распределение касательных скоростей и перепад давлений на невращающейся пластине при различных углах натекания, что использовалось для тестирования программы, в частности, для сравнения расчетных результатов с приведенными в [2] для $\varphi = 60^\circ$.

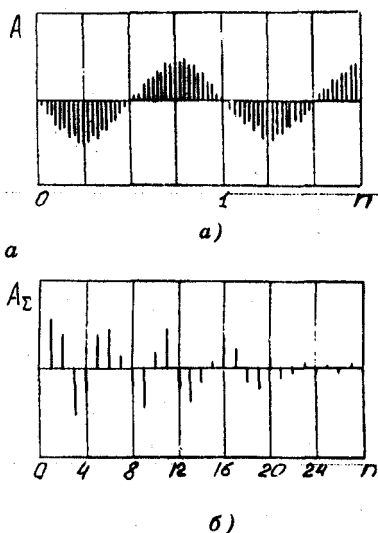


Рис. 2. Диаграмма работ аэродинамических сил:

- а) по шагам времени;
- б) суммарных за оборот.

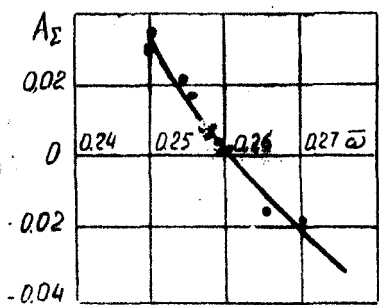


Рис. 3. Зависимость работы аэродинамических сил от частоты вращения пластины

Нестационарность исследуемого процесса и дискретность математической модели приводят к некоторым особенностям численной реализации задачи по определению частоты самовращения пластины.

Во-первых, выбор начального значения производился из промежутка $0 < \bar{\omega} \leq 2$. Это предположение основано на том, что линейная скорость концов пластины не должна превышать скорости набегающего потока, т.е. $\bar{\omega}b/2 \leq V_0$, $\bar{\omega}b/V_0 \leq 2$, $\bar{\omega} \leq 2$.

Во-вторых, нестабильность работы аэродинамических сил за один шаг по времени и за один полный оборот не позволила выделить четкий критерий остановки вычислений. На рис. 2 показаны качественные диаграммы изменения пошаговой безразмерной работы A аэродинамических сил и суммарных работ A_s на каждом обороте n с

последовательным приближением частоты вращения к $\bar{\omega}_c$. Поэтому определение частоты самовращения производилось в два этапа. На первом этапе определялось значение суммарной за 1 оборот работы A_Σ при изменении $\bar{\omega}$ в пределах выбранного промежутка. На рис. 3 представлена зависимость суммарной работы аэродинамических сил за один оборот от частоты вращения пластины. Точка пересечения линии с осью абсцисс соответствует значению $\bar{\omega}$, при котором работа равна нулю, и дает основания считать указанное значение частотой самовращения пластины. На втором этапе это значение уточнялось путем итераций, в результате чего получена величина $\bar{\omega}_c = 0.26$.

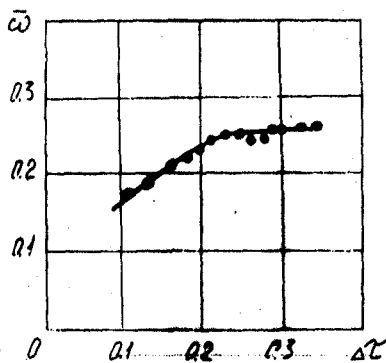


Рис. 4. Зависимость частоты самовращения пластины от шага по времени.

В-третьих, известные особенности метода дискретных вихрей потребовали анализа влияния на полученные решения числа участков разбиения и шага по времени. Значение $\bar{\omega}_c = 0.26$ получено при $N = 10$ и $\Delta t = 0.3$. На рис. 4 представлена зависимость частоты самовращения пластины от величины Δt . Наличие характерного горизонтального участка на графике позволяет рекомендовать для расчетов и исследований значения $\Delta t = 0.25 - 0.35$.

Следует, наконец, заметить, что полученные Н.Е.Жуковским в экспериментах значения частоты самовращения $\bar{\omega}_c = 0.9 - 1.2$ больше рассчитанных по изложенной методике. Хотя для традиционного метода дискретных вихрей и характерно

преувеличение сопротивления, что приводит к снижению расчетного значения $\bar{\omega}_c$, тем не менее, расхождения слишком велики.

Надо полагать, что расчетная модель нуждается в существенной корректировке. Прежде всего следует уточнить модель схода свободных вихрей с краев пластины, располагая их не в продолжении пластины, а перпендикулярно "по ветру" на некотором расстоянии, зависящем от интенсивности ближайшего присоединенного вихря. Целесообразно попытаться учесть эффекты вязкости, проявляющиеся не только в трении на пластине, но и в сложных процессах образования, перемещения и диссипации вихрей.

Авторы выражают благодарность Г.Ю.Степанову за уточнение постановки задачи и обсуждение ее результатов.

SUMMARY

The paper deals with the calculation of a flat plate autorotation dimensionless frequency, using a discrete vortex method. The problem has been solved for the case of an unsteady separated potential flow of an ideal incompressible fluid around the plate. Illustrations and recommendations for computerized numerical realization of the algorithm are given in the paper.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Жуковский Н.Е. О парении в воздухе легких продолговатых тел, вращающихся около своей продольной оси. О присоединенных вихрях. Собр. соч., М.; Л., 1949, т.4, с. 41-91.
2. Белоцерковский С.М., Ништ М.И. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. - М.: Наука, 1978.

Поступила в редколлегию 21 июня 1995г.