

УДК 533.6.013.122

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ОБТЕКАНИЯ ПЛАСТИНКИ ПРИ БОЛЬШИХ УГЛАХ АТАКИ¹

С. М. БЕЛОЦЕРКОВСКИЙ, М. И. НИШТ

(Москва)

Методом дискретных вихрей, изложенным в работах [1, 2], производится подробный анализ особенностей срывного обтекания пластины бесконечного размаха при углах атаки $0 < \alpha \leq 90^\circ$. Схема течения, основанная на модели идеальной жидкости, позволяет выявить характерные черты срывного обтекания. Так, непрерывная вихревая пелена со временем разрушается, образуя вихревые сгустки типа дорожки Кармана. Нагрузки имеют характерные «палочки», наблюдаемые в эксперименте. По мере развития срыва течение становится периодически меняющимся по времени. Период и амплитуда колебаний нормальной силы увеличиваются с ростом угла атаки. Центр давления располагался вблизи середины хорды.

1. В работах [1, 2] предложен численный метод расчета срывного обтекания тонкого крыла, позволяющий изучать весь процесс образования срывной области. Основные положения метода заключаются в следующем: 1) среда считается идеальной и несжимаемой, 2) на передней, задней и боковых кромках бесконечно тонкого крыла выполняется гипотеза Чаплыгина — Жуковского о конечности скоростей, 3) изучается весь процесс схода с кромок поверхностей разрыва и образования спутного вихревого следа. Таким образом, решается нестационарная задача.

Численное решение задачи проводится на ЦВМ методом дискретных вихрей. При этом непрерывные распределения и законы движения заменяются дискретными. Задача сводится к решению системы линейных алгебраических уравнений в некоторые расчетные моменты времени. Аэродинамические нагрузки вычисляются с помощью интеграла Коши — Лагранжа.

Метод является обобщением на случай срывного обтекания тех вихревых методов, которые ранее были разработаны для линейных стационарных и нестационарных и нелинейных стационарных задач теории крыла [3-5]. Он опирается на результаты всесторонних методических исследований, выполненных при решении указанных задач и изложенных в работах [3, 5].

На основе указанного метода на ЦВМ были рассчитаны нестационарные срывные характеристики тонкой пластины бесконечного размаха в широком диапазоне углов атаки ($0 < \alpha \leq 90^\circ$). Ниже дается анализ результатов этих расчетов.

2. Если крыло имеет хорошо профилированный или отклоненный на определенный угол носок, то при умеренных углах атаки как нижняя, так и верхняя поверхности обтекаются плавно, поток огибает переднюю кромку без срыва, и свободные вихри сходят только с задней кромки, а носовая пелена отсутствует. На пластинке такое течение можно получить, отклонив, например, небольшую переднюю часть ее так, чтобы критическая точка сместилась при данном угле атаки α в носок. При небольших углах

¹ Здесь публикуется часть материалов, доложенных авторами на XIII Международном конгрессе по теоретической и прикладной механике в Москве 21 августа 1972 г.

атаки вне области, непосредственно прилегающей к носку, это течение получается близким к образующемуся при обтекании пластины без носовой пелены. Последнее находится из решения нестационарной задачи, в которой гипотеза Чаплыгина — Жуковского о конечности скоростей на передней кромке пластины не используется. Пример подобного течения при $\alpha=15^\circ$ рассмотрен ниже и трактуется как нестационарное безотрывное обтекание пластины.



Фиг. 1

Если угол атаки велик и крыло имеет сравнительно острую переднюю кромку, то на ней происходит срыв потока и образуется носовая вихревая пелена. Такое течение получается в расчете при использовании гипотезы Чаплыгина — Жуковского как на задней, так и на передней кромках пластины и трактуется как срывное.

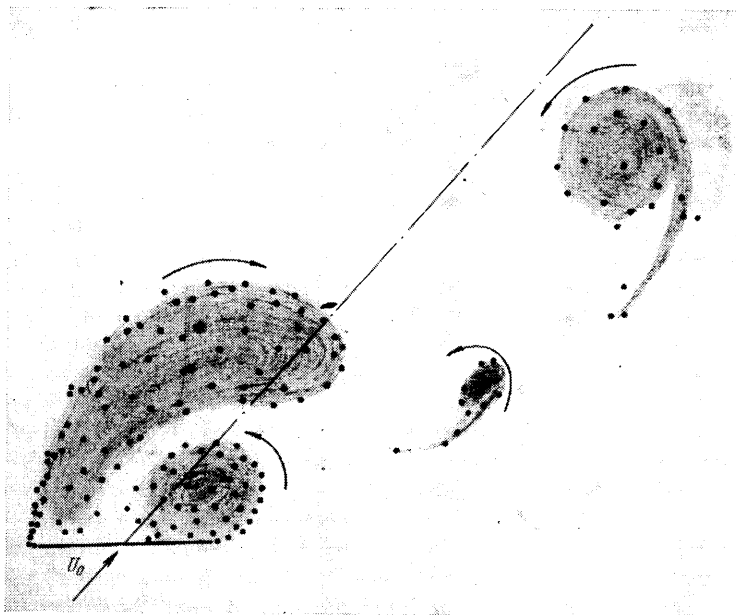
Во всех расчетах рассматривался случай, когда пластинка в некоторый момент времени $t=0$ мгновенно переходит от состояния покоя к движению с постоянной скоростью U_0 при фиксированном угле атаки α . Таким образом, закон движения пластины описывается следующими зависимостями:

$$(2.1) \quad \alpha = \text{const}, \quad U(\tau) = \begin{cases} 0, & \tau < 0 \\ U_0, & \tau \geq 0 \end{cases} \quad \left(\tau = \frac{U_0 t}{b} \right)$$

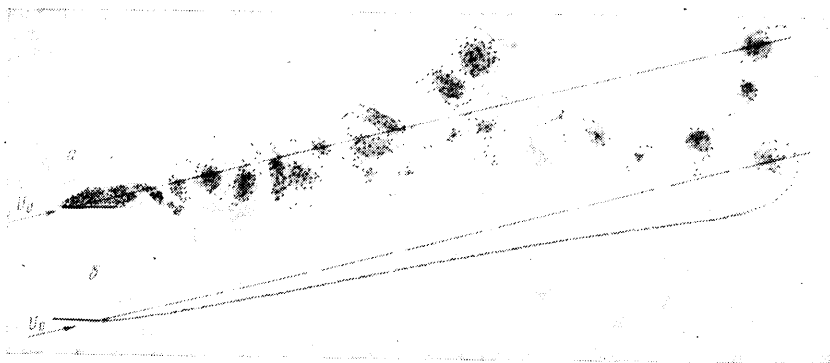
где b — хорда пластинки, а τ — безразмерное время. Пластинка моделировалась двадцатью вихрями по хорде ($n=20$), а расчетный шаг по безразмерному времени составлял $\Delta\tau=0.05$. Начало связанной с пластиной системы координат расположено в носке, ось x направлена от носка к корме (фиг. 1). Таким образом, имеем значения безразмерной координаты $\xi = x/b = 0$ и 1 в носке и на задней кромке пластины соответственно.

На фиг. 1 показано последовательное развитие срыва на пластинке при угле атаки $\alpha=45^\circ$. Точки здесь и в дальнейшем соответствуют положени-

ям дискретных вихрей в данный момент времени. Вначале ($\tau < 2$, фиг. 1) как кормовая, так и носовая вихревые пелены представляют собой тонкие спиралевидные поверхности. Они оказываются неустойчивыми, поэтому уже при $\tau = 2$ наблюдаются петлеобразные формы в носовой пелене, а в кормовой намечается разрыв (фиг. 1). Это свидетельствует о начале распада



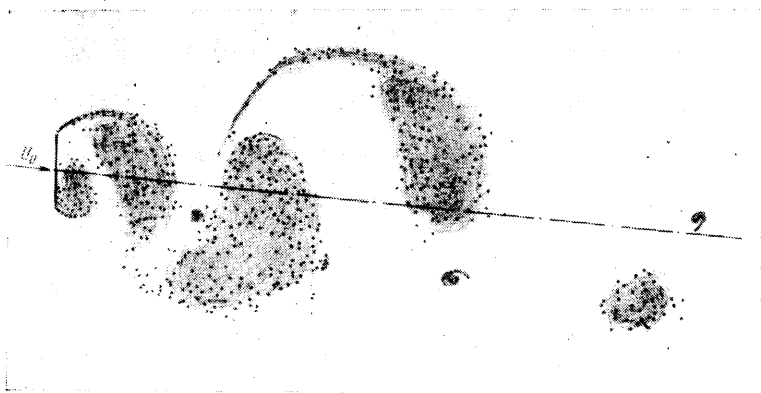
Фиг. 2



Фиг. 3

поверхностей разрыва и образования вихревых сгустков. В дальнейшем происходит разрушение носовой пелены и формирование начальных кормовых вихрей и пары вихревых сгустков противоположного вращения, образующихся вследствие схода вихрей с носка и хвостика пластинки (фиг. 2, $\tau = 4$). Штрихпунктирная линия на фиг. 2 и т. д. показывает направление скорости невозмущенного потока, а стрелки на фиг. 2 — направление вращения в вихревых сгустках.

Расчеты показывают, что при больших τ течение становится практически периодическим. За пластинкой образуется шахматная вихревая дорожка типа дорожки Кармана. Дискретные вихри, образовавшиеся из кормовой пелены, при $\alpha > 0$ вызывают вращение жидкости против часовой стрелки, а образовавшиеся из носовой пелены — по часовой стрелке (фиг. 2). При этом циркуляции присоединенных вихрей направлены по



Фиг. 4



Фиг. 5

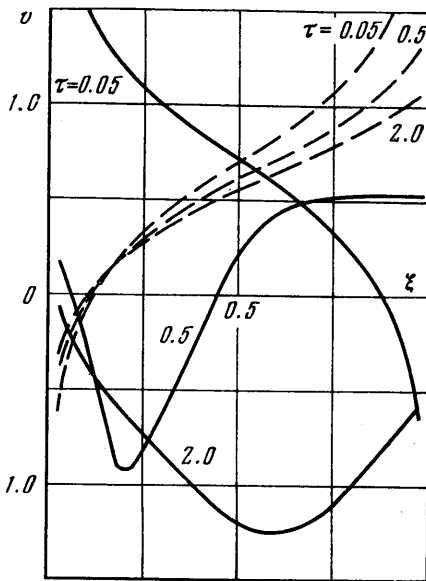
часовой стрелке. Следует отметить наличие у вихревых сгустков характерных спиралевидных хвостов-протуберанцев, форма которых определяется направлением вращения в сгустке.

Характер вихревой дорожки за пластиной зависит от угла атаки. При малых углах атаки (фиг. 3, $\alpha = 15^\circ$, $\tau = 15$) размеры сгустков и средний шаг дорожки меньше, а течение принимает периодический характер раньше, чем при больших углах атаки (фиг. 4, $\alpha = 85^\circ$, $\tau = 15$).

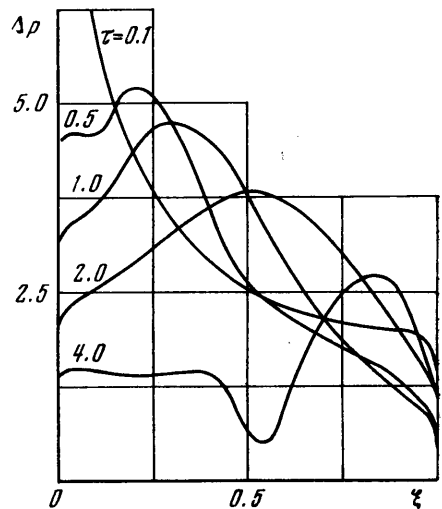
На фиг. 5 изображена верхняя половина спутного следа за пластинкой, поставленной перпендикулярно потоку ($\alpha = 90^\circ$) при $\tau = 15$. И в этом случае непрерывная пелена неустойчива и, разрушаясь, образует вихревые сгустки в виде симметричной дорожки в отличие от случая $\alpha < 90^\circ$, когда образуется шахматная дорожка (фиг. 2—4). Отметим, что расчеты проводились по общей для всех углов атаки программе.

На фиг. 3, б показана вихревая структура за пластинкой при $\alpha=15^\circ$, $\tau=15$ и при безотрывном обтекании (без носовой пелены), рассчитанная по той же программе, но с исключением условия Чаплыгина — Жуковского на передней кромке. В этом случае образуется непрерывная вихревая поверхность, сходящая с хвостика пластинки, которая затем превращается в начальный вихрь Прандтля. Течение по времени носит асимптотический характер: циркуляции образующихся на хвостике свободных вихрей монотонно убывают, и течение с ростом τ стремится к стационарному. Полученная расчетом структура потока за пластинкой для $\alpha=15^\circ$ при безотрывном обтекании хорошо согласуется с той, которую наблюдал в эксперименте Прандтль [6].

На фиг. 6 показано изменение по хорде пластины безразмерной касательной скорости потока $v=Wx/U_0$ при $\alpha=45^\circ$ в различные моменты времени (сплошными линиями — на верхней стороне, штриховыми — на нижней). Как видно, течение на нижней поверхности пластины со временем



Фиг. 6

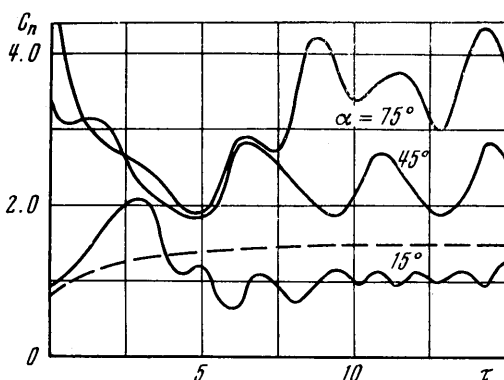


Фиг. 7

изменяется незначительно. Критическая точка ($v=0$) находится вблизи передней кромки. На верхней стороне течение существенно видоизменяется по мере развития срыва. Вначале ($\tau=0.05$) верхняя критическая точка находится вблизи задней кромки. С течением времени зона обратного течения ($v<0$) расширяется, смещаясь к передней кромке, и на верхней стороне появляется вторая критическая точка ($\tau=0.5$). При увеличении интенсивности и размеров носового вихревого сгустка зона обратного течения распространяется почти на всю верхнюю сторону пластины ($\tau=2.0$). После отрыва носового вихря размеры этой зоны уменьшаются и в дальнейшем эта область периодически меняется из-за образования и отхода от пластины вихревых сгустков. Рассчитанные структуры течения около пластины качественно согласуются с предельными формами отрывных автомодельных течений идеальной жидкости, рассмотренных в работе [7].

На фиг. 7 при $\alpha=45^\circ$ в различные моменты времени показано распределение по хорде безразмерной разности Δp давления на нижней и верх-

ней сторонах пластины, отнесенной к скоростному напору набегающего потока. Видно, что максимум безразмерной нагрузки смещается с течением времени назад. Сформировавшемуся срывному обтеканию соответствуют характерные полочки безразмерной нагрузки, которые наблюдаются при экспериментальных измерениях на срывных режимах. Отметим, что при всех τ , кроме $\tau \rightarrow 0$, нагрузка на концах пластинки имеет ограниченное значение, что является следствием выполнения гипотезы Чаплыгина — Жуковского.



Фиг. 8

Таким образом, в этой схеме течения подсосывающая сила отсутствует, и подъемная сила и сопротивление могут быть найдены как соответствующие проекции нормальной силы.

Рассмотрим суммарные аэродинамические характеристики пластины при различных углах атаки. На фиг. 8 и 9 изображено изменение по времени коэффициента нормальной силы пластины и относительной координаты центра давления

$$Cn = N / (1/2 \rho U_0^2 b)^{-1},$$

$$\xi_a = x_a / b$$

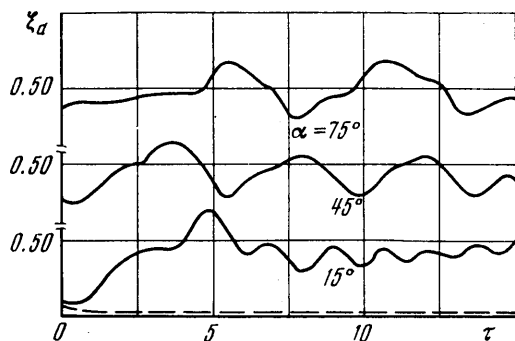
Здесь N — нормальная сила, приходящаяся на единицу размаха пластины, x_a — координата центра давления. Сплошными линиями показаны характеристики пластины при срывном обтекании с образованием носовой пелены на углах атаки $\alpha = 15, 45$ и 75° , а пунктирными — при ее

плавном обтекании без образования носовой пелены на угле атаки $\alpha = 15^\circ$.

Как видно из приведенных данных, аэродинамические силы и моменты при срывном обтекании существенно зависят от времени. Численный расчет не позволяет установить все детали обтекания и величины нагрузок при переходе от покоя к движению (вблизи $\tau = 0$).

По-видимому, импульс аэродинамических сил, связанный с бесконечным ускорением в несжимаемой среде, можно рассчитать по схеме бесциркуляционного обтекания, как и в линейной схеме [5]. Однако срывное обтекание сопровождается мгновенным образованием вихревых спиралей бесконечно малого радиуса [1, 7], что сказывается на величине значения силы при $\tau > 0$. Расчеты показывают, что характер изменения нормальной силы по времени в процессе развития срыва (малые τ) существенно зависит от угла атаки (фиг. 8). Полученное расчетом изменение нормальной силы по τ при умеренных углах атаки ($\alpha = 30-45^\circ$) согласуется с результатами экспериментальных измерений, приведенными в работе [8].

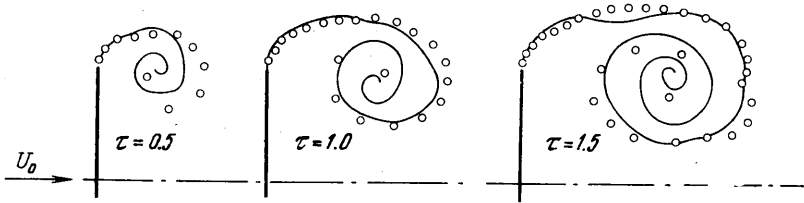
При больших τ аэродинамические силы и моменты совершают колебания относительно некоторых средних значений (фиг. 8 и 9). Амплитуда и



Фиг. 9

период этих колебаний растут с увеличением угла атаки. Частота изменения нормальной силы велика. Так, в соответствии с (2.4) и фиг. 8 при $\alpha=45^\circ$, $U_0=50$ м/сек, $b=0.5$ м период колебаний нормальной силы составляет 0.05 сек.

Периодическое изменение сил и моментов связано с переменностью циркуляции присоединенных вихрей на пластинке. Это изменение в идеальной среде происходит за счет образования и схода в поток свободных



Фиг. 10

вихрей, которые сбегают с задней и передней кромок и образуют вихревые ступки. Центр давления при срывном обтекании находится вблизи середины хорды (фиг. 9), что соответствует опытным данным.

При безотрывном обтекании (без образования носовой пелены) аэродинамические характеристики пластины при увеличении τ монотонно стремятся к стационарным значениям (фиг. 8 и 9, $\alpha=15^\circ$, пункт).

На фиг. 10 производится сравнение полученных расчетом (точки) вихревых структур на пластине при $\alpha=90^\circ$ в моменты времени $\tau=0.5, 1.0$ и 1.5 со снятыми в эксперименте [9] (сплошные линии).

Поскольку в рассматриваемом интервале времени ($\tau=0-1.5$) течение и в расчете, и в эксперименте оставалось симметричным, то показана лишь верхняя половина вихревого следа. Результаты расчета удовлетворительно согласуются и с экспериментальными фотографиями, приведенными в работе [10].

Поступила 19 IX 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Белоцерковский С. М., Ништ М. И. К расчету срывного нестационарного обтекания тонкого профиля. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 3.
2. Белоцерковский С. М., Ништ М. И. Расчет нестационарного срывного обтекания тонкого крыла потоком невязкой несжимаемой жидкости. XIII Международный конгресс по теоретической и прикладной механике (Сб. аннотаций). М., «Наука», 1972.
3. Белоцерковский С. М. Тонкая несущая поверхность в дозвуковом потоке газа. М., «Наука», 1965.
4. Белоцерковский С. М. Расчет обтекания крыльев произвольной формы в плане в широком диапазоне углов атаки. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 4.
5. Белоцерковский С. М., Скрипач Б. К., Табачников В. Г. Крыло в нестационарном потоке газа. М., «Наука», 1971.
6. Prandtl-Tietjens. Hydro- und Aeromechanik. Zweiter Band, Berlin, 1931.
7. Никольский А. А., Бегяев С. К., Малышев И. П. О предельной форме отрывного автомодельного течения идеальной жидкости. Сб. «Проблемы прикладной математики и механики», М., «Наука», 1971.
8. Ham N. D. Aerodynamic loading on a two-dimensional airfoil during dynamic stall. AIAA Journal, 1968, No. 10.
9. Wedemeyer E. Ausbildung eines Wirbelpaares an den Kanten einer Platte. Ingr — Arch., 1961, Bd 30, Nr 3.
10. Pierce D. Photographic evidence of the formation and growth of vorticity behind plates accelerated from rest in still air. J. Fluid Mech., 1961, vol. 11, pt 3.