

В. А. АПАРИНОВ, С. М. БЕЛОЦЕРКОВСКИЙ, М. И. НИШТ,
О. Н. СОКОЛОВА

**О МАТЕМАТИЧЕСКОМ МОДЕЛИРОВАНИИ В ИДЕАЛЬНОЙ
ЖИДКОСТИ ОТРЫВНОГО ОБТЕКАНИЯ КРЫЛА И РАЗРУШЕНИЯ
ВИХРЕВОЙ ПЕЛЕНЫ**

(Представлено академиком Л. И. Седовым 31 XII 1975)

1. Как известно из экспериментов ⁽¹⁾, при обтекании под углом атаки тонких крыльев на их кромках наблюдается отрыв потока. У крыльев малого удлинения треугольной и близкой к ним формы в плане в широком диапазоне углов атаки α образуются устойчивые, практически стационарные вихревые жгуты, в которые сворачивается пелена, сходящая с передних кромок. С ростом углов атаки жгуты разрушаются и превращаются

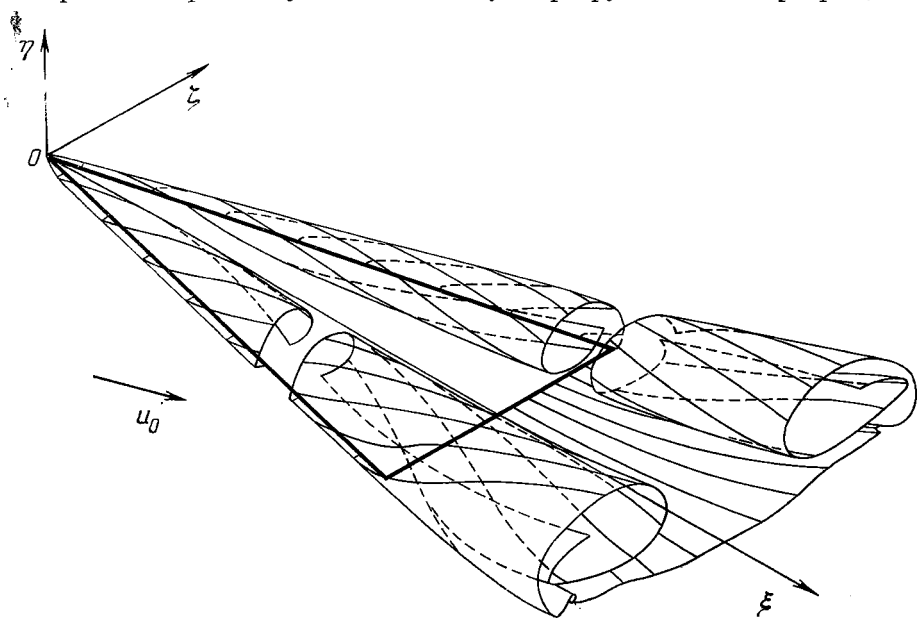


Рис. 1. Вихревая структура треугольного крыла, $\lambda=1$, $\alpha=15^\circ$

в нестационарные вихревые образования. Вначале разрушение имеет место за крылом, а затем, по мере увеличения α , перемещается вперед, к вершине крыла. Устойчивые части вихревых жгутов вызывают над крылом дополнительные разрежения, несущие свойства крыла растут. Разрушение жгутов снижает несущие свойства, вызывает неблагоприятное изменение моментных характеристик.

Для понимания принципиальных особенностей механизма этого явления и практических приложений важно установить, возможно ли, моделируя обтекание крыльев идеальной (не вязкой) средой, правильно описать указанные явления.

2. Еще в работе ⁽²⁾ было установлено, что нелинейная стационарная теория крыла, основанная на схеме несущей поверхности, описывает

сворачивание вихревой пелены в устойчивые вихревые жгуты. Нестационарная нелинейная теория тонкого крыла дала возможность моделировать и неустойчивые отрывы (^{3, 4}).

В данной статье несколько модифицированные методы работ (²⁻⁴) предлагаются к изучению всей картины обтекания тонких крыльев типа треугольных как при устойчивой (умеренные углы атаки), так и разрушающейся носовой пелене

(большие α). В первом случае предполагается, что течение стационарное, и последовательно производится расчет обтекания от малых углов атаки к большим. При каждом фиксированном значении α расчет циркуляций и построение вихревой структуры ведется методом последовательных приближений (²). После 6—9 приближений при умеренных углах атаки процесс сходится. Однако для каждого конкретного крыла с заданными геометрическими параметрами получается некоторое предельное значение угла атаки α_1^* , начиная с которого процесс оказывается расхо-

дящимся или носит колебательный характер. Это относится к подъемной силе, продольному моменту крыла и к носовым вихревым жгутам, которые начинают разрушаться у задней кромки. По мере роста α указанное разрушение пелены, которое начинается за кормовой частью крыла, затем перемещается к его вершине, где даже при довольно больших $\alpha > \alpha_1^*$ наблюдается устойчивая часть пелены.

Расчеты по нестационарной теории (мгновенное изменение угла атаки по ступенчатому закону) при умеренных углах атаки ($\alpha < \alpha_1^*$) привели к тому же результату. После окончания переходного процесса (при $\tau \geq 4-5$, $\tau = u_0 t / b$, u_0 — скорость движения крыла, b — корневая хорда, t — время) все характеристики вышли на те же стационарные значения. Однако на закритических режимах ($\alpha > \alpha_1^*$) после окончания переходного процесса ($\tau > 5-6$) получаются периодически меняющиеся во времени течения. Устойчивая почти стационарная часть вихревой пелены наблюдается здесь лишь у вершины крыла, причем она тем меньше, чем больше угол атаки. Остальная часть пелены разрушается и представляет собою нестационарное хаотическое переплетение вихревых нитей.

3. Проиллюстрируем сказанное выше конкретными данными для треугольного крыла с удлинением $\lambda = 1$. В расчетах крыло и след заменялись вихревыми отрезками, которые моделировали присоединенный и свободный вихревой слой на крыле и вне его. Сетка вихревых отрезков разбивала крыло на прямоугольные ячейки. Число их в методических исследованиях изменялось от 56 до 90. В отрывных задачах на всех кромках обеспечивалось выполнение гипотезы Чаплыгина — Жуковского о конечности скоростей. При расчете обтекания крыла без носовой пелены это условие выставлялось только на задней кромке.

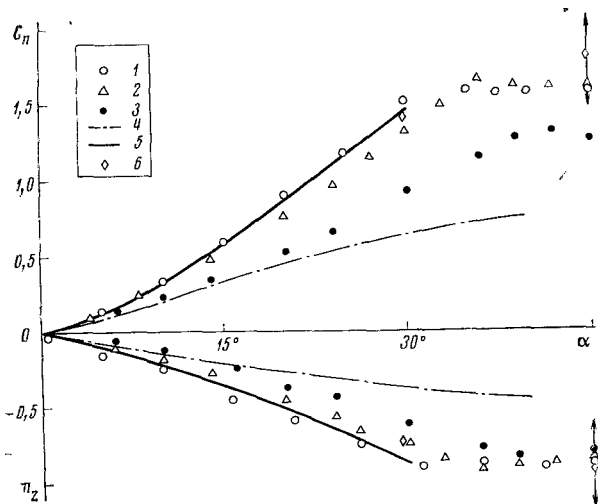


Рис. 2. Зависимости коэффициентов нормальной силы C_n и продольного момента m_z от угла атаки α : 1—3 — эксперимент (1 — $\bar{C} = 0,014$; 2 — $\bar{C} = 0,03$; 3 — $\bar{C} = 0,18$); 4 — расчет без носовой пелены, 5 — расчет с носовой пеленой, 6 — расчет по нестационарной теории

В стационарных задачах каждый вихревой шнур кормовой пелены строился с помощью 12 вихревых отрезков постоянной длины, а носовой — 20 переменной длины, увеличивающейся от начала шнура к концу. Все шнуры заканчивались полубесконечными вихревыми отрезками, направленными по скорости u_0 . Это сопряжение для всех шнуров носовой пелены производилось при $\xi \geq 2-3$ ($\xi = x/b$, $\eta = y/b$, $\zeta = z/b$ — связанные осп).

На рис. 1 показана вихревая структура для $\alpha = 15^\circ$, полученная расчетом по стационарной теории. Как видно, сходящаяся с передних кромок носовая пелена сворачивается в устойчивые жгуты спиральной формы. Однако за задней кромкой пелена начинает терять устойчивость — появляются петлеобразные формы, которые, как известно ⁽⁴⁾, предшествуют разрушению пелены.

На рис. 2 приведены зависимости от угла атаки α коэффициентов нормальнoй силы $C_n = N/(qS)$ и продольного момента $m_z = M_z/(qSb)$ (момент

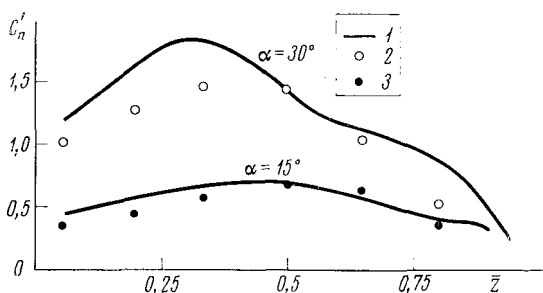


Рис. 3

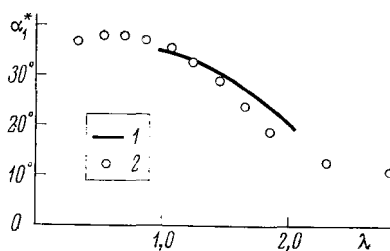


Рис. 4

Рис. 3. Изменение коэффициента нормальной силы сечений C'_n вдоль полуразмаха крыла: 1 — расчет с носовой пеленой, 2, 3 — эксперимент

Рис. 4. Зависимость предельного угла атаки α_1^* от удлинения крыла λ . 1 — расчет, 2 — эксперимент

берется относительно оси, проходящей через вершину крыла, q — скоростной напор, S — площадь крыла). Результаты расчета по стационарной и нестационарной нелинейным теориям сравниваются с данными экспериментальных исследований крыльев различной относительной толщины $\bar{C}$.

Как видно, расчеты по нелинейной безотрывной теории ⁽²⁾ согласуются с экспериментальными данными, полученными на толстом крыле ($\bar{C} = 0,18$) при умеренных углах атаки ($\alpha \leq 15^\circ$), когда, по-видимому, в эксперименте носовая пелена еще не образуется. Расчеты по отрывным теориям хорошо соответствуют данным экспериментов на тонких крыльях ($\bar{C} = 0,014$ и $0,03$).

Расчет по стационарной отрывной теории для указанного крыла удавалось уверенно осуществить до $\alpha = 30^\circ$. При $\alpha \geq 35^\circ$ наблюдался несходящийся численный процесс для C_n , m_z , а также вихревых структур у задней кромки. Таким образом, расчетное значение α_1^* здесь получилось равным 35° . Для $\alpha \leq 30^\circ$ нестационарная теория приводила к тем же предельным значениям C_n , m_z (рис. 2) и вихревых структур, что и стационарная.

При $\alpha = 45^\circ$ расчеты по нестационарной отрывной теории для больших τ дали периодически меняющиеся значения C_n и m_z . Пределы изменения этих коэффициентов указаны на рис. 2, причем экспериментальные данные получены в аэродинамических трубах на обычных весах, которые при меняющихся во времени силах и моментах замеряют некоторые средние их значения.

На рис. 3 проводится сравнение расчетных и опытных данных по коэффициенту нормальной силы сечений крыла C'_n ($\bar{z} = 2z/l$, l — размах кры-

ла) при углах атаки $\alpha=15$ и 30° . Расчет проведен по отрывной нелинейной теории, а эксперимент — путем дренирования тонкого треугольного крыла ($\bar{C}=0,03$).

На рис. 4 дана зависимость предельного угла атаки α_* , при котором происходит разрушение носовой пелены у задней кромки, от удлинения треугольного крыла λ . Расчеты проведены по стационарной нелинейной теории, а экспериментальные данные взяты из работы ⁽⁵⁾.

4. Проведенные исследования показывают, что изложенный подход, основанный на схеме невязкой жидкости, дает возможность моделировать основные черты отрывного обтекания весьма тонких крыльев с образованием носовой пелены и ее разрушением при больших углах атаки. Это связано с тем, что на крыльях с острыми кромками (включая передние) положение основного отрыва всегда фиксировано на них и влияние числа Рейнольдса через изменение положения отрыва не сказывается. Оно может проявиться, если в реальных условиях наблюдаются вторичные отрывы на поверхности крыла (в пограничном слое) или реальное крыло имеет профилированные кромки и линия отрыва может перемещаться.

Авторы благодарят В. Г. Табачникова и Е. Г. Петрова за любезно предоставленные экспериментальные данные.

Поступило
23 XII 1975

ЛИТЕРАТУРА

- ¹ П. Чжен, Отрывные течения, т. 2, М., «Наука», 1973. ² С. М. Белоцерковский, Мех. жидкости и газа, № 4 (1968). ³ С. М. Белоцерковский, М. И. Ништ, там же, № 4 (1974). ⁴ С. М. Белоцерковский, М. И. Ништ, О. Н. Соколова, там же, № 2 (1975). ⁵ W. H. Wentz, D. L. Kohlman. Vortex Breakdown on Slender Sharp - edged Wings, AIAA Paper, № 69-778, 1969.