

С. М. БЕЛОЦЕРКОВСКИЙ, В. В. ГУЛЯЕВ, М. И. НИШТ

К ИЗУЧЕНИЮ ПОЛЕТА НАСЕКОМЫХ И ПТИЦ

(Представлено академиком Л. И. Седовым 24 V 1974)

1. Изучение этого вопроса важно с двух точек зрения: а) оно способствует углублению наших знаний о насекомых и птицах; б) помогает установлению новых аэродинамических эффектов и расширяет возможности их приложений. Это тем более важно, что наблюдаемые в природе способы полета получены на основе длительного естественного отбора и их рациональность можно считать проверенной.

Благодаря появлению современных быстродействующих ЦВМ и развитию численных методов в аэродинамике, стала возможной следующая система исследований полета насекомых и птиц.

а) Тщательное наблюдение за объектом исследования, сопровождающееся доступными измерениями. При этом наиболее полно удастся изучить кинематику движения при полете насекомых и птиц и некоторые интегральные эффекты.

б) Предварительный анализ полученных данных, результатом которого являются те или иные гипотезы об особенностях полета и их причинах.

в) Выбор или создание аэрогидродинамической (или в более общем случае — механической) схемы явления и на ее основе проверка выдвинутых гипотез.

г) Анализ полученных результатов на основании известных фактов этапа а) и расчетных данных этапа в).

2. На примере *Encarsia formosa* ⁽¹⁾ проиллюстрируем указанный подход к изучению полета насекомых и птиц. Вейс-Фосс установил кинематические особенности полета *Encarsia formosa* и обнаружил, что ее летные данные лучше, чем у других насекомых. Оказывается, *Encarsia formosa* перед каждым взмахом крыльев раскрывает их на определенный угол ($\gamma=60^\circ$, рис. 1б).

В работе ⁽¹⁾ проведен в основном качественный гидродинамический анализ этого факта. Причина наблюдаемых явлений в ней объясняется тем, что предварительное раскрытие крыльев создает начальную циркуляцию и позволяет быстрее достигнуть максимальной подъемной силы, т. е. снизить отрицательный эффект переходного процесса (эффект Вагнера ⁽²⁾). В связи с этим говорится о «совершенно новом способе образования подъемной силы».

Для количественного анализа эффекта предварительного раскрытия крыльев в работе ⁽¹⁾ используется схема бесциркуляционного обтекания крыльев на этом этапе. Задача рассматривается в рамках плоского течения несжимаемой жидкости. Это позволяет найти циркуляцию на каждом из крыльев, соответствующую их раскрытию на угол $\gamma=60^\circ$. Однако влияние этой начальной циркуляции на подъемную силу крыльев при их последующем раздвижении в работе ⁽¹⁾ не исследуется.

3. Проанализируем полет *Encarsia formosa* с позиций классической гидродинамики ⁽³⁾. Воспользуемся численными методами нестационарной аэродинамики ⁽⁴⁻⁹⁾, основанными на модели невязкой среды. Эти методы позволяют решать соответствующие задачи на ЦВМ как в линейной, так

и в нелинейной постановке для произвольного движения тонкой несущей поверхности, в том числе и при срывном обтекании.

Для изучения процесса раскрытия крыльев использовались две теоретические модели. Первая соответствует бесциркуляционному (безотрывному) обтеканию (¹, ⁵). Для расчета крылья заменяются системами дискретных вихрей. Полагается, что во все время раскрытия крыльев их суммарная циркуляция равна нулю. Вторая модель — циркуляционная — является

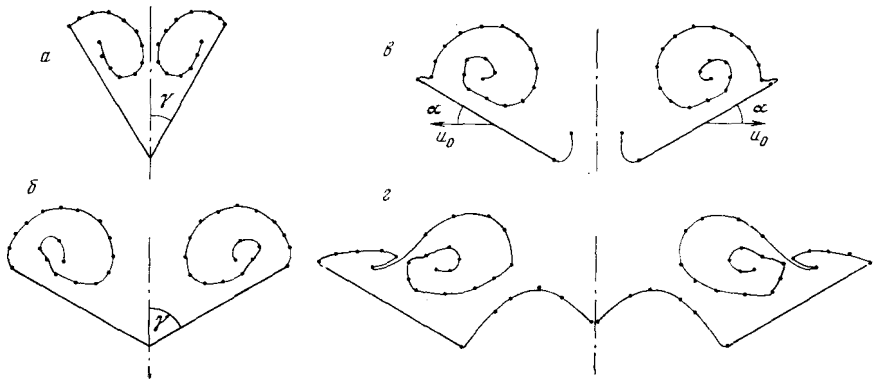


Рис. 1. Вихревые структуры при раскрытии крыльев по плавному закону (а, б) и при раздвижении крыльев по ступенчатому закону с начальной циркуляцией (в, г). а — $\gamma=30^\circ$, б — $\gamma=60^\circ$; в — $\tau=0,3$, г — $\tau=0,9$

более точной. Она описывает отрывное обтекание крыльев при их раскрытии. Отрыв потока с подвижных кромок сопровождается образованием поверхностей тангенциального разрыва скорости (вихревых поверхностей). При решении задачи в этом случае используется условие Чаплыгина — Жуковского на этих кромках (⁶). Изучается весь процесс образования слутного вихревого следа. Каждое крыло и сходящая с его кромки вихревая пелена заменяются дискретными вихрями.

Расчеты по обеим схемам проводились при различных законах раскрытия — ступенчатых и плавных. При ступенчатом законе полагалось, что в некоторый момент времени $t=0$ крылья начинают раскрываться с постоянной угловой скоростью Ω^* :

$$\Omega = \begin{cases} 0, & \tau < 0, \\ \Omega^*, & \tau \geq 0; \end{cases} \quad \tau = \Omega^* t \quad (1)$$

(τ — безразмерное время).

При этом угол между крыльями 2γ растет по линейному закону:

$$\gamma = \tau, \quad 0 \leq \gamma \leq \pi. \quad (2)$$

В качестве первого плавного закона раскрытия использовался следующий:

$$\gamma = \gamma^* \left(1 - \cos \frac{\pi \tau}{2\tau_k} \right), \quad \tau \leq \tau_k; \quad (3)$$

здесь $\gamma^* = \pi/3$ — максимальный угол раскрытия, τ_k — безразмерная продолжительность этого процесса.

Во втором плавном законе угол γ определялся зависимостью

$$\gamma = \frac{\gamma^*}{2} \left(1 - \cos \frac{\pi \tau}{\tau_k} \right), \quad \tau \leq \tau_k. \quad (4)$$

Рассмотрены два случая раздвижения крыльев при угле атаки $\alpha=30^\circ$ (рис. 1в, г) при наличии начальной циркуляции и без нее. Используются две схемы: схема безотрывного обтекания и схема отрывного обтекания.

По безотрывной схеме задачи решались в линейной ⁽⁵⁾ и нелинейной ^(4, 6, 7) постановке, а по отрывной — только в нелинейной.

Расчеты проводились при двух законах раздвижения крыльев — ступенчатым и плавном. При ступенчатом законе крылья в момент $t=0$ начинают двигаться в разные стороны с постоянной скоростью u_0 :

$$u = \begin{cases} 0, & \tau < 0, \\ u_0, & \tau \geq 0; \end{cases} \quad \tau = u_0 t / b \quad (5)$$

(b — хорда крыла).

При плавном законе изменение скорости описывается зависимостью

$$u = \begin{cases} \frac{u_0}{2} \left(1 - \cos \frac{\pi \tau}{\tau_k} \right), & \tau \leq \tau_k, \\ u_0, & \tau > \tau_k. \end{cases} \quad (6)$$

4. Описываемые ниже расчеты и анализ их результатов выполнены в рамках плоского течения невязкой несжимаемой жидкости. В них тонкое крыло бесконечного размаха заменялось двадцатью дискретными вихревыми нитями, а расчетный шаг безразмерного времени составлял $\Delta \tau = 0,05$.

Рис. 1 иллюстрирует динамику образования вихревого следа в процессе раскрытия крыльев по плавному закону (4) (рис. 1, а, б, $\gamma = 30$ и 60°) и последующего их раздвижения с начальной циркуляцией по ступенчатому закону (5) (рис. 1в, г, $\tau = 0,3$ и $0,9$, $\tau = 0$ соответствует началу раздвижения) при срывном обтекании. Точками показано положение дискретных вихрей в следе. Видно, что поверхности тангенциального разрыва, сходящиеся с кромки крыльев, сворачиваются в спиралевидные образования. Со временем в них возникают петлеобразные формы, которые, как показано в ^(8, 9), предшествуют разрушению непрерывной пелены и образованию дискретных вихрей конечных размеров. При переходе от раскрытия (рис. 1а, б) к раздвижению (рис. 1в, г) вихревой след резко деформируется и сводится потоком к задней кромке. В результате отрыва потока над крылом образуется обширная зона вихревого движения.

На рис. 2а, б приведены зависимости суммарной циркуляции $\Gamma(\gamma)$ и коэффициента нормальной силы $C_n(\gamma)$ одного крыла при раскрытии по ступенчатому закону (2), полученные по бесциркуляционной (безотрывной) схеме и по схеме срывного обтекания. Безразмерные величины введены по формулам

$$\Gamma = \Gamma_+ / (\Omega^* b^2), \quad C_n = 2N / (\rho \Omega^* b^3);$$

здесь Γ_+ — размерная циркуляция, N — нормальная сила на одном крыле, ρ — плотность среды.

Зависимость $\Gamma(\gamma)$, полученная численно по схеме бесциркуляционного течения, совпадает с решением, приведенным в ⁽¹⁾. Наличие зоны вихревого движения над крылом, вызванного отрывом потока, существенно изменяет зависимости $\Gamma(\gamma)$ и $C_n(\gamma)$ по сравнению с более грубой, бесциркуляционной схемой. Значительное разрежение потока, возникающее в вихревой зоне, вызывает рост нормальной силы по мере раскрытия крыльев (рис 2б).

На рис. 2в, г представлены зависимости коэффициента нормальной силы $C_n = 2N / (\rho u_0^2 b)$ от безразмерного времени $\tau = u_0 t / b$ для случаев раздвижения крыльев без начальной циркуляции по ступенчатому закону (5) (рис. 2в) и плавному закону (6) (рис. 2г). При отрывном обтекании в обоих случаях вначале возникает нормальная сила, большая, чем при безотрывном. Это происходит за счет схода с передней кромки крыла вихревой пелены и образования на ее основе вихревого жгута, который вызывает дополнительные разрежения на верхней стороне крыла. В дальнейшем этот жгут отрывается и уносится потоком (рис. 1г, $\tau = 0,9$). При дальнейшем увели-

чении τ нормальная сила падает и становится меньше, чем при безотрывном обтекании (⁸).

На основе выполненных на ЦВМ многочисленных расчетов сделана оценка интегрального эффекта увеличения несущих свойств за счет различных факторов (присутствия второго крыла, наличия начальной циркуляции, влияния отрыва потока и др.). Основными факторами, влияющими на несущие свойства, являются наличие второго крыла и отрыва с передней кромки. Эффект начальной циркуляции, который дает линейная теория,

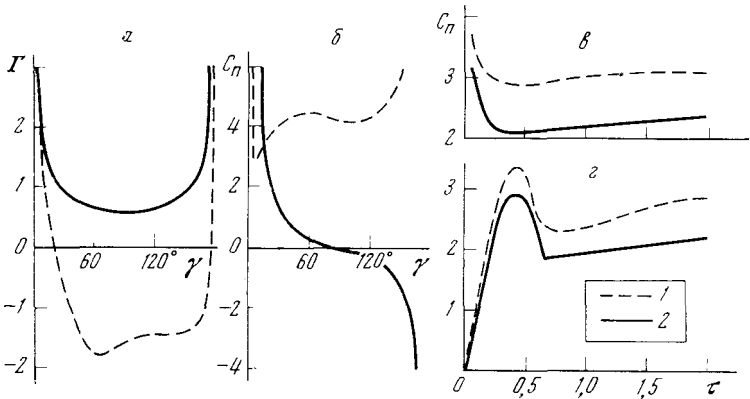


Рис. 2. Зависимости циркуляции Γ и коэффициента нормальной силы C_n от безразмерного времени τ при раскрытии крыльев по ступенчатому закону (а, б) и при раздвижении крыльев без начальной циркуляции по ступенчатому (б) и плавному законам (с). 1 — отрывное обтекание, 2 — безотрывное

не подтверждается более точной нелинейной безотрывной теорией. Его нужно рассматривать как следствие тех погрешностей, которые вносит линейная теория при больших углах атаки ($\alpha=30^\circ$).

К сожалению, авторам не удалось найти данных по законам раскрытия и раздвижения крыльев *Encarsia formosa*. Как показывают расчеты, выбором этого закона также можно получить дополнительный положительный эффект. Улучшение несущих свойств может достигаться и за счет соответствующих деформаций крыльев. Если записать их или измерить упругие свойства крыльев *Encarsia formosa*, то в качестве механической модели может быть рассмотрена и аэроупругая (¹⁰).

В заключение отметим, что аналогичные расчеты и анализ могут быть проведены и для крыла конечного размаха (^{4, 5, 7}).

Поступило
24 V 1974

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ M. I. Lighthill, J. Fluid Mech., v. 60, Part 1 (1973). ² H. Wagner, Zs. angew. Math. Mech., v. 5, 17 (1925). ³ Л. И. Седов, Плоские задачи гидродинамики и аэродинамики, «Наука», 1966. ⁴ С. М. Белоцерковский, Изв. АН СССР, Механика жидкости и газа, № 4 (1968). ⁵ С. М. Белоцерковский, Б. К. Скрипач, В. Т. Табачников, Крыло в нестационарном потоке газа, «Наука», 1971. ⁶ С. М. Белоцерковский, М. И. Ништ, Изв. АН СССР, Механика жидкости и газа, № 3 (1972). ⁷ С. М. Белоцерковский, М. И. Ништ, XIII Международн. конгресс по теоретической и прикладной механике, Сборник аннотаций, «Наука», 1972. ⁸ С. М. Белоцерковский, М. И. Ништ, Изв. АН СССР, Механика жидкости и газа, № 5 (1973). ⁹ С. М. Белоцерковский, М. И. Ништ, ДАН, т. 243, № 4 (1973). ¹⁰ С. М. Белоцерковский, ДАН, т. 207, № 3 (1972).