УДК 533.682

ТОНКИЙ ПРОФИЛЬ СО СТРУЙНОЙ МЕХАНИЗАЦИЕЙ

Ю.А. Крашаница, д-р техн. наук , Ф. Мохаммед

Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е.Жуковского «ХАИ»

Представлены теоретические и экспериментальные исследования нелинейных задач теории струйного профиля вблизи поверхности раздела.

* * *

Представлено теоретичні та експериментальні дослідження нелінійних задач теорії струменевого профиля розташованого поблизу поверхні розподілу.

* * *

The paper is dedicated to a theoretical and experimental investigation of nonlinear boundary problems a theory for the jet flap in ground effect

Введение

Реактивным или струйным закрылком называют тонкую газовую струю, вытекающую с большой скоростью из щелевого сопла вдоль задней кромки крыла (или вблизи от нее) под некоторым углом к скорости набегающего потока и хорде профиля. Под действием набегающего потока струя изгибается. При этом в ней возникают силы противодействия в виде центробежных сил массы газовой струи, которые уравновешиваются силами давления основного потока на нижней и верхней поверхностях струи. Искривленная струя замедляет скорость движения основного потока под крылом и ускоряет его сверху, что приводит к появлению дополнительной циркуляции скорости на контуре крыла и связанной с ней аэродинамической подъемной силой - $\boldsymbol{У}_c$.

Теоретические и экспериментальные исследования крыльев с реактивными закрылками начали проводиться сравнительно недавно [2…4]. Интерес, проявляемый к этому газодинамическому способу увеличения подъемной силы крыла, обусловливается, с одной стороны, стремлением решить важную проблему уменьшения взлетно-посадочных скоростей современных самолетов, а с другой стороны, в полной мере воспользоваться энергетическими возможностями реактивных двигателей. Кроме того, исследование кинематических и динамических характеристик струи позволяет предсказывать ее влияние на окружающую среду.

Постановка задачи

Предполагается, что тонкая струя жидкости, вытекающая с большой скоростью из задней кромки

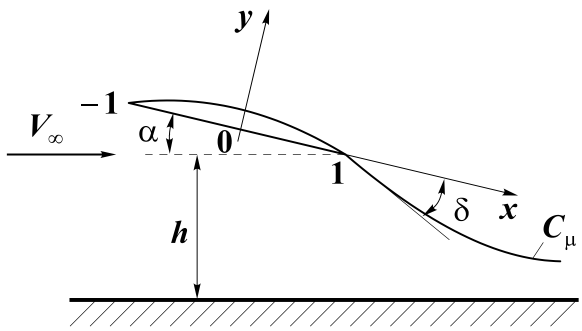

Рис. 1. Тонкий профиль со струйным закрылком вблизи поверхности раздела

профиля крыла под углом δ к хорде крыла, обтекается потенциальным потоком несжимаемой жидкости без смешивания (рис.1). Поток в струи и вне струи считается изоэнтропическим. Характерной особенностью задачи является отсутствие условия Жуковского – Чаплыгина на задней кромке профиля. Для упрощения анализа рассматривается плоскопараллельное течение, но основные приведенные результаты могут быть в разумных пределах распространены и на трехмерные течения.

При наличии секундного импульса струи $\boldsymbol{K}$, помимо аэродинамических сил, в создании подъемной силы крыла будет также принимать участие вертикальная составляющая реакции струи $\boldsymbol{K}sin(\tau + \alpha)$. Таким образом, полная подъемная сила крыла будет складываться из трех компонентов

$$\boldsymbol{У} = \boldsymbol{У}_{пр} + \boldsymbol{У}_c + \boldsymbol{K} sin(\tau + \alpha).$$

где $\boldsymbol{У}_{пр}$ - подъемная сила профиля без струи.

Постоянство секундного импульса струи

Результаты первых систематических экспериментальных исследований крыла с реактивным закрылком, опубликованные в конце 1955 г. [2] свидетельствовали о высокой аэродинамической эффективности подобного рода устройств.

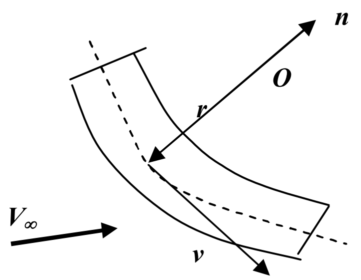

Рис. 2. Произвольный элемент сечения вязкой струи

Как уже отмечалось выше, в результате взаимодействия внешнего потока и струи, на границах последней возникает перепад давления, который может быть выражен через параметры струи. Для этого рассмотрим произвольный элемент сечения струи (рис.2). Параметры p, ρ, v и r есть соответственно текущие значения давления, плотности, касательной скорости и радиуса кривизны линии тока. Индекс *1* относится к вогнутой границе струи, индекс *2* – к выпуклой.

Уравнения движения установившегося потенциального потока несжимаемой невесомой жидкости

$$\left(\nabla, \boldsymbol{V}\right) = 0\,; \quad (\boldsymbol{V}, \nabla)\boldsymbol{V} = -\frac{1}{\rho}\nabla p \qquad (1)$$

в кольцевом канале при $v_z = v_r = 0$ имеют вид:

$$\frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} = 0\,,$$

поэтому $V = v_\varphi = v_\varphi(r)$ и

$$\frac{v_\varphi^2}{r} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r}\,. \qquad (2)$$

Разность давлений на границах струи из (2) и рис. 2 вычисляется по формуле

$$\Delta p_c = p_2 - p_1 = \int_{r_1}^{r_2} \frac{\rho v^2}{r}\,dr\,.$$

Если определить значение среднего радиуса кривизны $r_{ср}$ выражением

$$r_{ср} = \frac{\int_{r_1}^{r_2} \rho v^2 dr}{\int_{r_1}^{r_2} \frac{\rho v^2}{r} dr} \qquad (r_1 < r_{ср} < r_2),$$

то $$\Delta p_c = \frac{1}{r_{ср}} \int_{r_1}^{r_2} \rho v^2 dr\,.$$

Интеграл справа выражает секундный импульс, производимый струей на единице размаха. Следовательно,

$$\Delta p_c = \frac{K}{r_{ср}}\,,$$

$$\text{где } K = \int_{r_1}^{r_2} \rho v^2 dr\,.$$

Таким образом, перепад давления на поверхности тонкой струи зависит только от расхода импульса и некоторого среднего радиуса кривизны струи, причем

$$r_{ср} = \frac{\left[1 + (y_c')^2\right]^{3/2}}{y_c''}\,,$$

где $y_c = y_c(x)$ – уравнение средней линии струи.

Вопрос об изменении секундного импульса вдоль струи можно было бы решить строго лишь с учетом фактического изменения скоростей и давлений по толщине струи. Такой анализ представляет значительные трудности. Оказывается, что имеется возможность применить гипотезу постоянства импульса вдоль струи, исходя из следующих предположений. Если струя используется в качестве реактивного закрылка, то на нижней ее поверхности создается повышенное, а на верхней - пониженное давление по сравнению с давлением невозмущенного потока. Поэтому среднее давление в струе в первом приближении может быть принято равным давлению невозмущенного потока, что ведет к условию постоянства величины ***К*** вдоль направления движения струи.

Отметим, что такой же результат был получен аналитически в работе [2] при рассмотрении предельного случая бесконечно тонкой струи в предположении ее несжимаемости. Последнее ограничение было введено для простоты анализа и не является принципиальным. В дальнейшем как допущение принимается, что секундное количество движения тонкой струи по ее длине остается величиной неизменной.

Суммарные силы на струе

Подъемная сила и лобовое сопротивление струи (см. рис. 2) единичного размаха выражаются формулами

$$Y_c = \int\limits_l \Delta p_c dx\,; \qquad X_c = -\int\limits_l \Delta p_c dy\,.$$

Если зависимость $y_c = f(x)$ есть уравнение средней линии струи, то

$$r_{cp} = \frac{\left[1+f'^2(x)\right]^{3/2}}{f''(x)}\,.$$

Тогда с учетом формулы (1) и очевидных равенств $y''dx = dy';\quad y'dx = dy$ найдем, что

$$Y_c = K\int\limits_{y'_в}^{y'_\infty}\frac{dy'_c}{\left[1+y_c'^2\right]^{3/2}}\,;\; X_c = -K\int\limits_{y'_в}^{y'_\infty}\frac{y'_c dy'_c}{\left[1+y_c'^2\right]^{3/2}}\,.$$

Пределы интегрирования здесь найдутся из граничных условий. Угол отклонения струи по отношению к скорости невозмущенного потока равен: на задней кромке крыла $y'_в = -tg(\delta+\alpha)$; далеко за крылом, при $x \to \infty$ $y'_\infty = -tg\varepsilon_\infty$.

При этих условиях получим

$$Y_c = K\left[sin(\delta+\alpha) - sin\,\varepsilon_\infty\right];$$
$$X_c = K\left[cos\,\varepsilon_\infty - cos(\delta+\alpha)\right]. \qquad (3)$$

Можно считать, что в плоскопараллельном потоке возмущения, вызываемые системой крыло - струя, уменьшаются по мере удаления от крыла так, что на бесконечности по потоку они исчезают, и скорость основного потока приобретает направление невозмущенной скорости. В противном случае подъемная сила крыла будет всегда бесконечно большой, в то время как подъемная сила самой струи остается величиной конечной. Поэтому при рассмотрении плоской задачи в формулах (3) необходимо положить величину ε_∞ равной нулю

$$Y_c = K\,sin(\delta+\alpha);\; X_c = K\left[1-cos(\delta+\alpha)\right].$$

или в безразмерном виде

$$C_{y_c} = C_\mu\, sin(\delta+\alpha);\; C_{x_c} = C_\mu\left[1-cos(\delta+\alpha)\right], \quad (4)$$

где $C_\mu = \dfrac{K}{\rho_\infty V^2{}_\infty S/2}$ является коэффициентом секундного количества движения струи.

Сравнение суммарных аэродинамических характеристик профиля с реактивным закрылком при α = 0, полученных по методу эквивалентного закрылка, с данными вихревой теории [2] показывает почти .полное отсутствие расхождения (менее 1%) во всем диапазоне рассмотренных в этой работе значений C_y. как для коэффициента подъемной силы, так и для коэффициента продольного момента.

Интегральное уравнение

Таким образом, рассматривается обтекание безвихревым потоком несжимаемой жидкости со скоростью V_∞ тонкого слабоизогнутого профиля со струйным закрылком. Профиль заменяется несущею вихревой поверхностью *(S)* (производной от двойного слоя поверхности разрыва), свободная струя, которая вытекает из задней кромки образует вихревую поверхность (Σ), поверхность разрыва моделируется зеркально отображенной системой (см. рис.1).

Граничные условия при такой постановке задачи обтекания крыла, ка твердой поверхности, имеют вид

$$\partial\varphi/\partial n + \mathrm{V}cos\,(\boldsymbol{V}, \boldsymbol{n}) = 0. \qquad (5)$$

Поверхность струи (Σ) за пределами крила представляется линией тока и поэтому вектор скорости совпадает по направлению с касательной к линии тока, что эквивалентно виполнению на (Σ) условий:

$$\partial\varphi/\partial n + V\cos(\boldsymbol{V}, \boldsymbol{n}) = 0;\ \partial\varphi/\partial\tau + V\cos(\boldsymbol{V}, \boldsymbol{\tau}) = 0, \quad (6)$$

где (s, τ, n) - система ортогональных криволинейных координат такая, что семейства кривых τ = *const.* совпадают с линиями тока.

Удовлетворяя граничным условиям (5 - 6) на поверхностях (S) и (Σ), пользуясь для потенциала φ выражением

$$\varphi = \frac{1}{2\pi}\int_{L_i} \mu_i arctg\left(\frac{y-\eta}{x-\xi}\right)dl\,, \quad (7)$$

имеем систему граничных интегральных уравнений для опредения интенсивностей вихревых слоев μ_i, а также формы поверхности струи (Σ).

В плоскопараллельном потоке интенсивность непрерывно распределенного вихревого слоя тонкой реактивной струя представляется формулой [2]

$$\mu_j = \frac{1}{2}C_\mu V_\infty \frac{y_j''}{\left[1+\left(y_j'\right)^2\right]^{3/2}}\,. \quad (8)$$

Возьмем определенный интеграл от погонной завихренности струи (8) в пределах от задней кромки профиля, где $y_j' = -tg(\delta+\alpha)$ до точки x, где удовлетворяется граничное условие,

$$\int_{x_p}^{x}\mu_j dl = \frac{1}{2}C_\mu V_\infty \int_{x_p}^{x}\frac{y_j''}{\left[1+\left(y_j'\right)^2\right]^{3/2}}\sqrt{1+\left(y_j'\right)^2}\,dx\,.$$

Отсюда определяется граничное условие в (6) для угла наклона касательной к струе в точке x:

$$arg\ \tau(x) = \frac{2}{C_\mu V_\infty}\int_{x_p}^{x}\mu_j dl + \alpha + \delta\,. \quad (9)$$

Полученные системы интегральных уравнений, построенные квадратурные формулы [1], дали возможность заменить интегральные уравнения системой линейных алгебраических уравнений относительно коэффициентов разложения интенсивностей вихревого слоя профиля и струи в узловых точках соответствующих квадратурных правил. При этом отрезками выстраивается и форма струи.

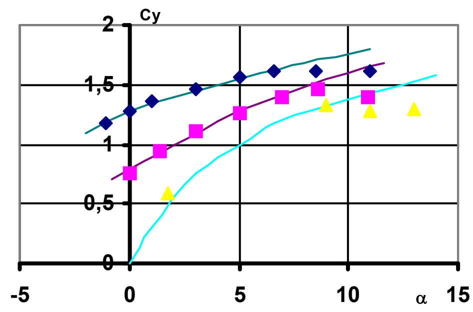

Рис. 3. Коэффициент подъемной силы C_y тонкого профиля как функции угла атаки α и импульса струи C_μ: Δ - C_μ:= 0; □ - C_μ: = 1; ◊ - C_μ: = 5, — - эксперимент [2].

На рис. 3 показаны некоторые результаты решения нелинейной задачи обтекания тонкого профиля, расположенного на относительном расстоянии до поверхности раздела $\bar{h} = 0{,}05$, со струйным закрылком.

Литература

1. Крашаница Ю.А., Неффа Р.В. Приближенное решение интегрального уравнения тонкого механизированного профиля/ *Математ. .методы анализа динамич. систем.* 1982, вып. 6. С. 17 – 21.

2. Spence D.A., The Lift Coefficient of a Thin, Jet-Flapped Wing/ *Proceeding of the Royal Society of London, Ser. A,* Vol. 238, No. 121, 1956, pp.46-68..

3. Lissaman P.B.S., "A Linear Theory for the Jet Flap in Ground Effect;"*Journal of Aircraft,* Vol. 4, No. 6, Nov.-Dec. 1967, pp. 555-556.

4. Kida T., Miyai Y. Jet-Flapped Wings in very Close Proximity to the Ground/*AIAA Journal*, 1972, v.10, № 5, pp. 611-616.

Поступила в редакцию 04.04.03

Рецензенты: д-р техн. наук, профессор Солодов В.Г., ХНАДУ, г. Харьков; канд. техн. наук, доцент Шувалов А.А. ХИ ВВС, г.Харьков.