

ПРОЕКТИРОВАНИЕ КРЫЛОВОГО ПРОФИЛЯ С УСТРОЙСТВАМИ ВЫДУВА РЕАКТИВНЫХ СТРУЙ НА НИЖНЕЙ ПОВЕРХНОСТИ В НЕОГРАНИЧЕННОМ ПОТОКЕ ЖИДКОСТИ

Ключевые слова: аэрогидродинамика, крыловой профиль, идеальная несжимаемая жидкость, устройства управления потоком, выдув реактивной струи

Поставлена и решена задача проектирования профиля крыла с выдувом реактивной струи на нижней поверхности под углом к контуру профиля в неограниченном потоке. Разработан итерационный процесс построения решения, проведена серия числовых расчетов, сделаны выводы.

Keywords: aerohydrodynamics, airfoil, ideal incompressible fluid, flow control device, blowing jet.

The problem of designing a wing profile with blowing jet on the lower surface at an angle to the contour profile in unlimited stream is set and solved. The iteration process of building solutions is worked out, a series of numerical calculations is made, and conclusions are made.

Основной вектор развития современных научных исследований в области аэрогидродинамики, касающихся расчета, проектирования и оптимизации профилей крыльев, ориентирован на использование устройств активного управления потоком, позволяющих значительно улучшить аэродинамические характеристики крыловых профилей, а также на разработку методов расчета, проектирования и оптимизации аэродинамических форм, учитывающих влияние таких устройств на обтекание. К этим устройствам можно отнести устройства отбора потока и выдува струй, в том числе и реактивных, через щели конечных размеров, влияющих на всю картину течения вблизи тела.

Целью работы являлось развитие численно-аналитических методов решения задач аэродинамического расчета, проектирования форм элементов летательных аппаратов таких, как профили крыльев самолетов дозвуковой авиации, профилей крыльев, совмещенных с устройствами активного управления потоком.

Базой проведения исследований служит теория обратных краевых задач аэрогидродинамики (ОКЗА). При проведении исследований активно использовались как классические математические модели механики жидкости и газа (идеальная несжимаемая жидкость) и классические методы (методы конформных отображений), так и современные вычислительные подходы.

Решение ОКЗА для профилей с выдувом во внешний поток струи имеет ряд сложностей. Основная сложность состоит в том, что обычно выдуваемая струя имеет другие, чем во внешнем потоке параметры (плотность и полное давление), вследствие чего нарушается аналитичность функции комплексного потенциала потока. Решение задачи проектирования крылового профиля с устройством выдува реактивной струи изложено в работе Д.Ф. Абзалилова, Н.Б. Ильинского [1]. Проведено исследование влияния положения канала выдува на форму профиля и его аэродинамические характеристики: чем дальше от задней кромки располагается щель выдува, тем более эффективным оказывается выдув. Н.Б. Ильинским, Р.Ф. Мардановым [2] решена задача о

нахождении формы симметричного профиля крыла с устройством выдува из головной части профиля реактивной струи навстречу дозвуковому стационарному безвихревому набегающему потоку ИНЖ, в решении реализована идея Л.И. Седова (см., напр., [3]) об образовании застойной зоны в окрестности критической точки.

Крыловой профиль с выдувом обладает преимуществами по сравнению с обычными профилями в следствии эффекта Коанда – эффект прилипания высоко энергетической струи к обтекаемой поверхности даже при очень малых радиусах кривизны последней. Другой эффект, который наблюдается при выдуве реактивной струи это суперциркуляция. Другими словами эффект «жидкого закрылка», выдуваемая под углом струя отклоняет набегающий поток подобно закрылку, вследствие чего увеличивается циркуляция, а следовательно и подъемная сила.

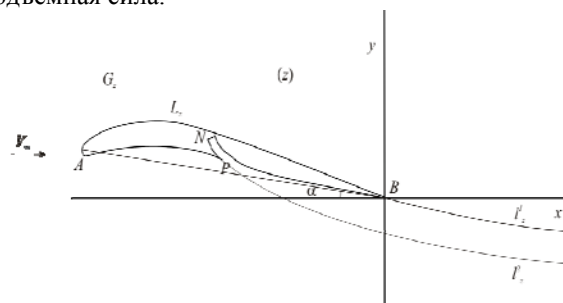


Рис. 1 - Течение в физической плоскости

В физической плоскости $z = x + iy$ искомый контур L_z крылового профиля обтекается плавно потенциальным потоком идеальной несжимаемой жидкости со скоростью V_∞ набегающего потока на бесконечности, плотностью ρ и давлением p_∞ (т.е. полное давление внешнего потока есть $p_0 = p_\infty + \rho V_\infty^2 / 2$). На нижней поверхности имеется щель, которая моделируется завитком, асимптотически переходящим в бесконечнолистный круговой канал с постоянными скоростями V_{j1} и V_{j2} ($V_{j1} \leq V_{j2}$) на стенках (рис. 1).

Отметим, что в случае равенства скоростей $V_{j1} = V_{j2}$, стенки канала асимптотически стремятся к прямым и в расчетной схеме уходят на второй лист римановой поверхности. Из этой щели выдувается струя ИНЖ с другой плотностью ρ_j и скоростью $V_{j\infty}$ при давлении $p_{j\infty}$ (полное давление в струе равно $p_{j0} = p_\infty + \rho_j V_{j\infty}^2 / 2$). Также считается заданной безразмерная ширина щели h или безразмерный расход q . В точке A разветвления потока профиль предполагается гладким, а в точках B и P схода потока внутренние к области течения углы приняты равным 2π .

Обозначим через l_z^1 и l_z^2 линии тока, сходящие с точек B и P соответственно и разделяющие струю и внешний поток. Предполагается, что при переходе через эти линии давление меняется непрерывно, а скорость изменяется скачком, который определяется из интеграла Бернулли соотношением

$$p = p_0 - \frac{\rho V^2}{2} = p_{j0} - \frac{\rho_j V_j^2}{2} \quad (1)$$

$$\rho_j V_j^2 = \rho V^2 + \mu \rho V_\infty^2$$

где безразмерный параметр μ , характеризующий энергию выдуваемой струи, равен

$$\mu \equiv \frac{2(p_{j0} - p_0)}{\rho V_\infty^2} = \frac{\rho_j V_{j\infty}^2}{\rho V_\infty^2} - 1.$$

Вдоль искомого участка задано распределение скорости

$$V = V(\gamma), \quad \gamma \in [0, 2\pi], \quad (2)$$

где γ – полярная координата в канонической области $|\zeta| > 1$ (рис. 2) плоскости ζ . Точки в плоскости z переходят в соответствующие точки плоскости ζ . Для взаимно-однозначного конформного отображения областей G_z и G_ζ предполагается соответствие бесконечно удаленных точек плоскостей z и ζ , а также переход точки $z = 0$ в точку $\zeta = 1$.

Требуется построить весь контур L_z профиля крыла с устройствами активного управления потоком и найти его аэродинамические характеристики.

В исследуемых ранее задачах рассматривались случаи течения, когда канал для выдува подходил к контуру профиля под углом π . При рассмотрении случая с углом в точке P схода потока меньшим π , возникает ситуация, когда скорость в канале будет конечной, а во внешнем потоке будет равной нулю, так как эта точка является точкой торможения. Возникновение таких особенностей приводит к невозможности применения ранее разработанных методов.

В работе [2] при рассмотрении задачи проектирования крылового профиля с выдувом реактивной струи навстречу потоку возникала такая же особенность с точкой разветвления потока.

Особенность была устранена введением небольшого участка «дефлектора». В настоящей задаче поступим аналогичным образом, искусственно устранив особенность.

Будем считать, что канал для выдува струи расположен под углом к поверхности профиля. Пусть натекающий внешний поток вблизи канала образует застойную зону с замкнутым вихревым течением. Тогда течение вне застойной зоны можно рассматривать как течение идеальной несжимаемой жидкости и использовать ранее разработанные методы. При этом в задаче проектирования основной сложностью будет правильное задание распределения скорости вблизи канала, способствующего образованию кривизны, которую можно считать застойной зоной. В работе [4] исследовалась задача обтекания пластинки с щитком с образованием застойной зоны. Опираясь на результаты [4] в настоящей работе образование застойной зоны моделируется заданием в распределении скорости участка резкого падения скорости перед каналом.

Решение

При сделанных предположениях во внешнем потоке и в струе существуют комплексные потенциалы потоков. Пусть $w(z) = \varphi(x, y) + i\psi(x, y)$ – комплексный потенциал течения в струе и во внешнем потоке, тогда в этой области $w(z)$ будет кусочно-аналитической функцией, терпящей разрыв на линиях тока l_z^1 , l_z^2 . Формула для комплексно-сопряженной скорости в плоскости ζ будет

$$\frac{dw}{d\zeta} = u_\infty e^{-i\beta} f(\zeta) e^{-\Omega(\zeta)} \quad (3)$$

$$\text{где } f(\zeta) = \left(1 - \frac{\zeta_a}{\zeta}\right) \left(1 - \frac{1}{\zeta}\right) \left(1 - \frac{\zeta_p}{\zeta}\right) \left(1 - \frac{\zeta_n}{\zeta}\right)^{-1}.$$

Здесь $\zeta_a = e^{i\gamma_a}$, $\zeta_p = e^{i\gamma_p}$, $\zeta_n = e^{i\gamma_n}$ – координаты точек A, P, N на окружности $|\zeta| = 1$, u_∞ и β – модуль и аргумент скорости набегающего потока на бесконечности в канонической плоскости ζ ; $\Omega(\zeta) = T(r, \gamma) + i\Lambda(r, \gamma)$ – кусочно-аналитическая функция, терпящая скачок на линиях канонической плоскости l_ζ^1 , l_ζ^2 , являющихся образами линий схода потока l_z^1 , l_z^2 физической плоскости z соответственно.

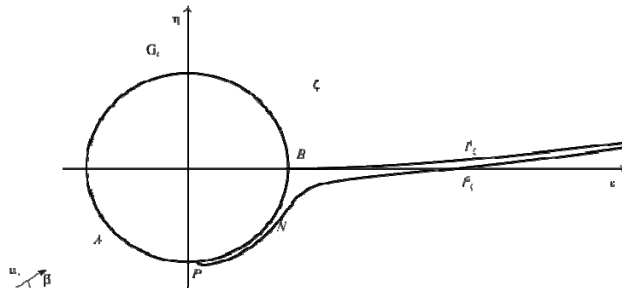


Рис. 2 – Течение в канонической плоскости

Перейдя в формуле (3) на границу $\zeta = e^{i\gamma}$, установим связь углов

$$\Lambda(\gamma) \equiv \delta = (\gamma_a + \gamma_p - \gamma_n - \pi) / 2 - \beta \quad (4)$$

Пусть $\mathcal{G}^k(t)$ – углы наклона касательной к линиям I_ζ^k ($k=1,2$), где t – дуговая абсцисса этих линий, отсчитываемая от точек E , G и P (здесь P – точка пересечения I_ζ^3 с линией ординат в канонической плоскости, определяемая в ходе итерационного процесса) соответственно, тогда

$$\frac{d\zeta^k(t)}{dt} = e^{i\mathcal{G}^k(t)} \quad (5)$$

Условия непроницаемости линий I_ζ^k имеют вид

$$\mathcal{G}^k(t) = \Lambda^k(t) + \beta - \text{Im}[\ln(f(\zeta^k(t)))] \quad (6)$$

откуда следует, что $\text{Im}\Omega(\zeta^k)$ меняется непрерывно при переходе через линии I_ζ^k , а скачок терпит лишь $\text{Re}\Omega(\zeta^k(t)) = T^k(t)$.

Рассмотрим функцию Жуковского-Мичела $\chi(\zeta) = \ln \frac{dw}{dz} = S - i\theta$. Для исключения особенностей у этой функции в точках ζ_a , ζ_n и на линиях I_ζ^k введем функцию

$$\chi_1(\zeta) = S_1 + i\theta_1 = \chi(\zeta) - \chi_0(\zeta) + \Omega(\zeta) \quad (7)$$

где $\chi_0(\zeta) = \ln \left(1 - \frac{\zeta_a}{\zeta}\right) - \frac{ia}{\pi} \ln \left(1 - \frac{\zeta_c}{\zeta}\right)$, постоянная $a = \ln(V_{j2}/V_{j1})$. Покажем, что функция $\chi_1(\zeta)$ является аналитической в области $|\zeta| > 1$ и, следовательно, непрерывна при переходе через линии раздела сред I_ζ^k .

Комплексно-сопряженную скорость в физической плоскости можно записать в виде

$$\frac{dw}{dz} = u_\infty \exp(\chi_1(\zeta) - \Omega(\zeta)) \left(1 - \frac{\zeta_a}{\zeta}\right) \left(1 - \frac{\zeta_n}{\zeta}\right)^{\frac{ai}{\pi}} \quad (8)$$

Из соотношения $\frac{dz}{d\zeta} = \frac{dz}{dw} \frac{dw}{d\zeta}$ с учетом следует (3) и (8) следует

$$\frac{dz}{d\zeta} = u_\infty \exp(-\chi_1(\zeta) - i\beta) \left(1 - \frac{1}{\zeta}\right) \left(1 - \frac{\zeta_p}{\zeta}\right) \left(1 - \frac{\zeta_c}{\zeta}\right)^{\frac{ai}{\pi}-1} \quad (9)$$

Так как левая часть в (9) аналитическая функция в области G_ζ , то и функция $\chi_1(\zeta)$, входящая в правую часть, также будет аналитической в этой области и, следовательно, непрерывной при переходе через линии раздела сред I_ζ^k . Таким образом, из (9) следует, что скачки функций $\chi(\zeta)$ и $\Omega(\zeta)$ на линиях I_ζ^k компенсируют друг друга и

$$\lambda^k(t) = T - T_j|_{I_\zeta^k} = \ln \frac{V_j^k(t)}{V^k(t)} \Big|_{I_\zeta^k} \quad (10)$$

Заметим, что для $k=1,2$ скорости $V_j^k(t)$ и $V^k(t)$ связаны соотношением (1).

Разделив действительные и мнимые части (7) на границе $\zeta = e^{i\gamma}$

$$S_1(\gamma) = \ln \left| \frac{V(\gamma)}{2 \sin \frac{\gamma - \gamma_a}{2}} \right| + a \frac{\gamma - \gamma_n}{2\pi} - \frac{a}{2} \text{sgn}(\gamma - \gamma_n) + T(\gamma) \quad (11)$$

$$\theta_1(\gamma) = -\theta(\gamma) + \delta + \frac{\gamma - \gamma_a - \pi \text{sgn}(\gamma - \gamma_a)}{2} + \frac{a}{\pi} \ln \left| 2 \sin \frac{\gamma - \gamma_n}{2} \right| \quad (12)$$

Для решения ОКЗА необходимо знать функцию $S_1(\gamma)$. Но в правую часть формулы (11) входит неизвестная функция $T(\gamma)$. Поэтому предположим вначале, что линии раздела сред I_ζ^k (т.е. углы наклона $\mathcal{G}^k(t)$) функции скачка $\lambda^k(t)$ известны. Следуя [5], функция $\Omega(\zeta)$, удовлетворяющую условиям (4) и (10), определим по формуле

$$\Omega(\zeta) = \Phi(\zeta) + \overline{\Phi(1/\bar{\zeta})} - \overline{\Phi(0)} \quad (13)$$

$$\Phi(\zeta) = \frac{1}{2\pi i} \left\{ \int_{I_\zeta^1} \frac{\lambda^1(\tau) d\tau}{\tau - \zeta} - \int_{I_\zeta^2} \frac{\lambda^2(\tau) d\tau}{\tau - \zeta} \right\} \quad (14)$$

причем (4) будет выполняться при

$$\delta = \text{Im} \Phi(0) \quad (15)$$

Определив из (13) $\text{Re}\Omega(e^{i\gamma}) = T(\gamma)$, по (11) найдем $S_1(\gamma)$. На границе окружности $|\zeta|=1$ восстановим $\text{Im} \chi_1(e^{i\gamma}) = \theta_1(\gamma)$ сингулярным интегралом Гильберта-Шварца по формуле

$$\theta_1(\gamma) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} S_1(\sigma) \text{ctg} \frac{\sigma - \gamma}{2} d\sigma \quad (16)$$

Из соотношения (12) определим угол наклона $\theta(\gamma)$ касательной к контуру крылового профиля, после чего координаты искомого контура найдем по формуле

$$dz = \frac{ds}{d\gamma} e^{i\theta(\gamma)} d\gamma \quad (17)$$

где s – дуговая абсцисса контура L_z , отсчитываемая от задней кромки B так, чтобы область течения оставалась слева.

Схема итерационного процесса

Для нахождения неизвестных функций $\lambda^k(t)$ и неизвестных линий I_ζ^k (функций $\mathcal{G}^k(t)$) составлен следующий итерационный процесс. В точках B и P справедливы соотношения:

$$\lambda^1(0) = \ln \frac{V_{j1}}{V_1}, \quad \lambda^2(0) = \ln \frac{V_{j2}}{V_2},$$

$$\mathcal{G}^1(0) = 0, \quad \mathcal{G}^2(0) = \gamma_p$$

Первые два соотношения следуют из условия задания распределения скорости на контуре профиля, а два других указывают на то, что линии схода потока в канонической плоскости подходят к единичной окружности под прямым углом.

Этапы итерационного процесса:

– Проинтегрировав (5), определим линии раздела сред $I_{\zeta}^k(t)$.

– По (14) найдем $\Phi(\zeta)$, по (15) – δ , по (4) – β .

– Из соотношения (13) определим на линиях раздела сред $I_{\zeta}^k(t)$ функции $T^k(t) = \operatorname{Re} \Omega(\zeta)|_{I_{\zeta}^k}$, $\Lambda^k(t) = \operatorname{Im} \Omega(\zeta)|_{I_{\zeta}^k}$ и на границе круга $|\zeta| = 1$ функцию $T^k(\gamma) = \operatorname{Re} \Omega(e^{i\gamma})$.

– По формуле (11) определим действительную часть функции $\chi_1(\zeta)$ на границе круга, т.е. $S_1(\gamma)$.

– По известной $S_1(\gamma)$ найдем $S_1^k(t)$ на линиях $I_{\zeta}^k(t)$, используя формулу Пуассона

$$S_1(re^{i\gamma}) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} S_1(\tau) \frac{(r^2 - 1)d\tau}{r^2 - 2r \cos(r - \gamma) + 1}.$$

– Распределение скоростей внешнего течения $V^k(t)$ на линиях $I_{\zeta}^k(t)$ определим по формуле

$$V^k = \exp(S_1^k(t) - T^k(t)) \left| \left(1 - \frac{\zeta_a}{\zeta}\right) \left(1 - \frac{\zeta_n}{\zeta}\right)^{-\frac{a_1}{\pi}} \right|,$$

вытекающей из (8).

– Распределение скоростей струи $V_j^k(t)$ на линиях $I_{\zeta}^k(t)$ определим по формуле найдем по формуле (1).

– Новые функции $\mathcal{G}^k(t)$, $\lambda^k(t)$ определим из уравнений (6), (10).

– Критерием выхода из итерационного процесса служат условия $\max |g_n^k - g_{n-1}^k| < \ell$, $\max |\lambda_n^k - \lambda_{n-1}^k| < \ell$, где ℓ малое число.

– По (16) находим $\theta_1(\gamma)$, а по (12) – угол наклона касательной $\theta(\gamma)$ и по (17) восстанавливаем координаты профиля.

Условия разрешимости

В результате решения задачи в окрестности кромки B может получиться незамкнутый контур профиля, а скорость потока на бесконечности в физической плоскости z отличной от заданной. Поэтому так же, как и в обратной краевой задаче для непроницаемого профиля, необходимо потребовать выполнение условий разрешимости задачи [6]. Условие задания скорости на бесконечности имеет вид

$$\int_0^{2\pi} S_1(\gamma) d\gamma = 2\pi \ln V_{\infty}, \quad (18)$$

а условиями замкнутости контура крылового профиля будут

$$\int_0^{2\pi} S_1(\gamma) \cos \gamma d\gamma = \pi(\cos \gamma_n - \cos \gamma_p - 1) + a \sin \gamma_n, \quad (19)$$

$$\int_0^{2\pi} S_1(\gamma) \sin \gamma d\gamma = \pi(\sin \gamma_n - \sin \gamma_p) - a \cos \gamma_n. \quad (20)$$

На ряду с условиями (18) – (20) существует условие получения заданного расхода q или ширины канала h . Для определения расхода q через щель выдува разложим комплексно сопряженную скорость $dw/d\zeta$ в окрестности точки N

$$\frac{dw}{d\zeta} \Big|_{\zeta \rightarrow \zeta_n} = \frac{q}{\pi(\zeta - \zeta_n)} + \sum_{k=0}^{\infty} a_k (\zeta - \zeta_n)^k.$$

Подставив сюда (3), получим

$$q = 8\pi u_{\infty} \sin \frac{\gamma_n - \gamma_a}{2} \sin \frac{\gamma_n - \gamma_p}{2} \sin \frac{\gamma_n}{2} e^{-T(\gamma_n)}, \quad (21)$$

Эти условия, (18) – (21), представляют систему нелинейных уравнений, налагающих ограничения на класс исходных распределений скорости $V(\gamma)$. Для их удовлетворения распределение скорости $V(\gamma)$ целесообразно выбрать в виде, схематично изображенном на рис. 3. Полученная система нелинейных уравнений решается методом Ньютона.

Исходное распределение скорости

Для выполнения условий разрешимости достаточно задавать трехпараметрический класс распределений $V(\gamma, a_1, a_2, a_3)$, при этом свободные параметры a_i ($i = 1, 2, 3$) следует искать из условий (18) – (20).

Ввиду задания ширины h щели или безразмерного расхода q через щель появляется еще одно условие, выполнение которого достигается за счет введения четвертого свободного параметра в $V(\gamma)$.

Для получения желаемых аэродинамических или геометрических характеристик профиля (например, заданного отстояния щели от задней кромки, направления выдува струи) исходное распределение $V(\gamma)$ зададим зависящим от большего чем 4 числа параметров.

Знак скорости связан с направлением роста γ и поэтому $V > 0$ при $\gamma \in (\gamma_a, \gamma_p) \cup (\gamma_n, 2\pi)$ и $V < 0$ при $\gamma \in (0, \gamma_a) \cup (\gamma_p, \gamma_n)$.

Для получения заданного h и q , и выполнения условий разрешимости параметры $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_p, V_3$ определялись в процессе решения. Остальные параметры задавались. На положение канала выдува влияет параметр γ_n , отношения скоростей V_{j2}/V_{j1} и V_1/V_0 влияют на направление выдува.

Примеры построения крыловых профилей

При численной реализации описанного метода было исследовано влияние параметра μ и аэродинамические характеристики контура крылового профиля.

При проектировании крыловых профилей часто выбирают распределения скорости в виде

кусочно-линейной функции, а также с участком падения скорости на верхней поверхности в виде гидродинамически-целесообразного распределения скорости (ГЦРС) (см., например, [6]). Далее приведены примеры построения профилей с выдувом реактивных струй при разных значениях параметра μ .

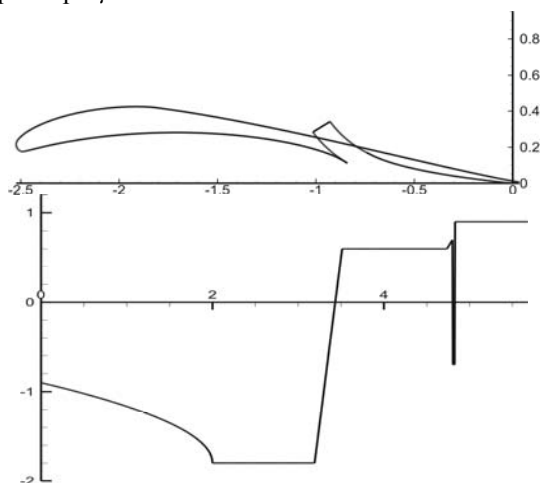


Рис. 3 - Крыловой профиль и распределение скорости $V(\gamma)$ для $\mu = 1$

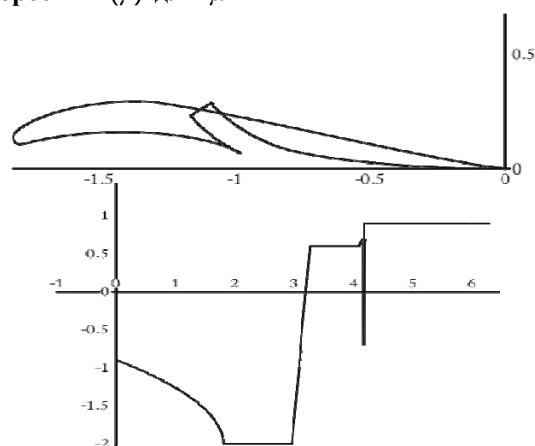


Рис. 4 - Крыловой профиль и распределение скорости $V(\gamma)$ для $\mu = 2$

На рис. 3 приведен пример построения крылового профиля и распределение скорости для

$\mu = 1$. При этом на контуре канал сместился к задней кромке профиля. Это связано с тем, что при увеличении параметра μ соответственно возрастают скорости в области течения в струе

На рис. 4 приведен пример для значения параметра $\mu = 2$ при расположении канала для выдува в середине нижней поверхности профиля. В результате расчетов получили тонкий профиль с моделью канала, пересекающей верхнюю поверхность. В рассматриваемой модели линии канала могут пересекать контур профиля, так как в реальной конструкции канал для выдува может иметь физически другой вид. Однако, для увеличения толщины профиля можно модифицировать распределение скорости, увеличив величину максимальной скорости на верхней поверхности профиля

Таким образом решена задача построения крылового профиля, обтекаемого с выдувом реактивной струи под углом к нижней поверхности контура, по заданному распределению скорости. Разработан способ, позволяющий моделировать непрерывное течение вблизи канала без особенностей.

Литература

1. Д.Ф.Абзалилов, Н.Б. Ильинский. Механика жидкости и газа, 3, 134–143 (1999).
2. Н.Б.Ильинский, Р.Ф.Марданов. Журнал вычислительной математики и математической физики, 47, 10, 1784–1792 (2007).
3. Л.И.Седов. Успехи механики, 3, 1, 94 –106 (2005).
4. Л.Г.Плотникова, А.В.Поташев, А.В. Ученые записки Казанского университета, 148, Кн.2 (2006).
- 5.Д.В.Маклаков. Нелинейные задачи гидродинамики потенциальных течений с неизвестными границами М.: Янус-К, 1997. 280 с.
6. А.М.Елизаров, Н.Б. Ильинский, А.В. Поташев. Обратные краевые задачи аэродинамики. М.: Наука, 1994. 440 с.
7. В.Н.Посохин, Ю.Р.Кареева, Р.Г.Сафиуллин. Вестник Казан. технол. ун-та, 6, 75-76 (2013).
8. А.В.Фафурин, М.Л.Шустрова. Вестник Казан. технол. ун-та, 20, 225-228 (2011).

© А. Н. Гайфутдинов – канд. физ.-матем. наук, доц. каф. машин и аппаратов химических производств НХТИ ФГБОУ ВПО «КНИТУ», gan.59@mail.ru; Р.А. Гайфутдинов - канд. физ.-матем. наук, доц. той же кафедры; С. А. Соловьев - канд. физ.-матем. наук, ст. научный сотр. Института матем. и механики ФГБОУ ВПО «ПФУ».