

Если теперь количество отсасываемого воздуха, потребное для сохранения пограничного слоя в состоянии нейтральной устойчивости на эквивалентном толстом профиле в несжимаемой жидкости, принять в качестве исходного для соответствующего профиля в сжимаемом потоке при больших числах M , то можно проследить, как будет изменяться величина $C_{Q \min}$ с ростом числа M .

Такая зависимость приведена на фиг. 4 для трех значений относительных толщин, равных, соответственно, $\bar{c} = 0,05, 0,12$ и $0,2$. Нетрудно видеть, что рост величины $C_{Q \min}$ с ростом числа M сильнее выражен у более толстых профилей.

Увеличение угла атаки и соответствующее перераспределение давлений на верхней и нижней поверхностях крылового профиля приводят к изменению $C_{Q \min}$, на верхней поверхности (\uparrow) в связи с более интенсивным возрастанием давления в кормовой части и смещением точки потери устойчивости вперед к носку профиля расход отсасываемого воздуха, т. е. $C_{Q \min}$, с ростом угла атаки возрастает (фиг. 5), на нижней поверхности (\downarrow), наоборот, с увеличением угла атаки положительный градиент давления в кормовой части профиля уменьшается, а точка потери устойчивости смещается вниз по течению, что приводит к уменьшению $C_{Q \min}$. В результате полное количество потребного для отсасывания воздуха с увеличением угла атаки изменяется незначительно и в первом приближении в крейсерском диапазоне углов атаки и чисел M может считаться неизменным.

Поступило 25 II 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. L a s c h m a n n G. Boundary layer and flow control. Oxf., Pergamon Press, 1962, vol. 2.
2. Браиловская И. Ю., Чудов Л. А. Решение уравнений пограничного слоя разностным методом. Сб. работ вычисл. центра Моск. ун-та, № 1. М., Изд-во Моск. ун-та, 1962.
3. L i n C. C. On the stability of two-dimensional parallel flows. Quarterly of Applied Mathematics, 1946, vol. 3, No. 4.
4. G ö r t l e r H. A new series for the calculation of steady laminar boundary layer flows. J. of Mathematics and Mechanics, 1957, vol. 6, No. 1.
5. Линь Цзя-цзяо. Теория гидродинамической устойчивости. М., Изд-во иностр. лит., 1958.
6. Аржаников Н. С., Садекова Г. С. Аэродинамика больших скоростей. М., Изд-во «Высшая школа», 1965.
7. A b b o t t J. H., D o e n h o f f A. E. Theory of wing sections. Dover publications, 1958.

ПРИБЛИЖЕННЫЙ РАСЧЕТ КАВИТАЦИОННОГО ОБТЕКАНИЯ РЕШЕТКИ

В. В. ДЗУГАЕВ

(Москва)

В работе рассмотрена в линеаризованной постановке задача кавитационного обтекания невязкой несжимаемой жидкостью бесконечной прямой решетки без выноса, составленной из слабоизогнутых гидродинамических профилей. Образующаяся над профилем каверна заканчивается на спинке профиля. Аналогичная задача в случае замыкания каверны в потоке за профилем рассмотрена в работе [1]. Краевые условия задачи линеаризованы с помощью теории малых возмущений, развитой для течений с замкнутыми кавернами в работе [2].

В области замыкания каверны линеаризация граничных условий некорректна, так как в этой области возникает беспорядочное движение жидкости. Для сильно вытянутых каверн это обстоятельство несущественно, поскольку при этом почти не нарушается течение вблизи обтекаемого тела. В рассматриваемом в статье случае линеаризация менее законна, так как модель течения оказывается неудовлетворительной в некоторой области, пусть даже небольшой, в окрестности профиля.

Однако в случае линеаризации задачи для тонкого крыла при сплошном обтекании¹ расчеты подъемной силы и момента дают удовлетворительные результаты, поэтому и в случае частичной кавитации следует надеяться на то, что в качестве первого приближения можно решать линеаризованную задачу. Для определения комплексной скорости течения используется решение краевой задачи, данное в работе [3].

1. Рассмотрим в плоскости комплексного переменного $z = x + iy$ решетку, составленную из слабоизогнутых телесных профилей с шагом ti и обтекаемую безвихревым потоком невязкой несжимаемой жидкости. На бесконечности перед решеткой скорость потока параллельна действительной оси x . Профили в решетке составляют с осью x некоторый угол α . При обтекании передней кромки поток отрывается от

¹ Эта задача является частным случаем задачи о частично кавитирующем профиле, когда длина каверны равна нулю.

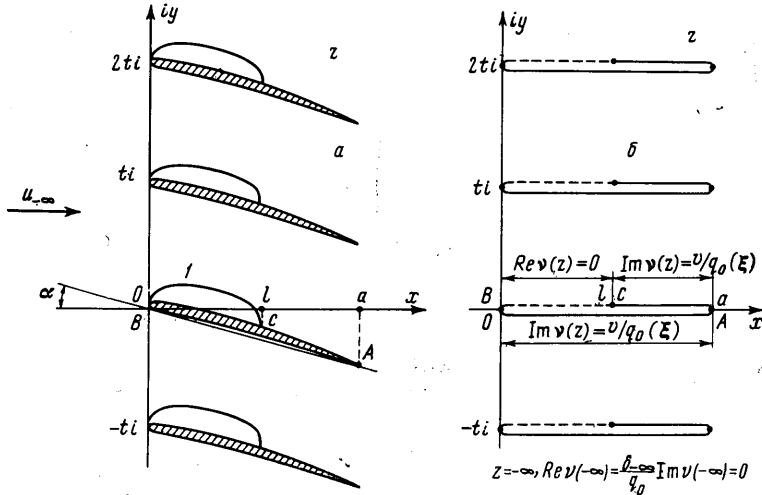
профиля и около последнего образуется каверна 1, которая замыкается на спинке профиля (фиг. 1). Точка отрыва считается заранее известной.

Точка замыкания каверны должна быть определена в результате решения. За каверной поток обтекает профили безотрывно.

Характерным параметром, определяющим режим обтекания, является, как известно, число кавитации σ , определяемое по формуле

$$\sigma = \frac{p_{-\infty} - p_0}{\frac{1}{2}\rho u_{-\infty}^2} \tag{1.1}$$

Здесь $p_{-\infty}$, $u_{-\infty}$ — давление и скорость потока на бесконечности перед решеткой, p_0 — давление в каверне.



Фиг. 1

Число σ будем считать малым, а течение, следовательно, развитым кавитационным [4]. Угол α установки профиля в решетке и кривизна его верхней и нижней поверхностей предполагаются тоже малыми величинами, так что квадратами всех этих величин можно пренебречь.

Возьмем функцию

$$v(z) = \ln \frac{1}{q_0} \frac{dW}{dz} = \ln \frac{q}{q_0} - i\theta$$

Здесь $(dW/dz = qe^{-i\theta} = u - iv)$ — комплексная скорость течения — регулярная периодическая функция от z в области, занимаемой жидкостью, q_0 — модуль скорости на поверхности каверны. Поскольку модуль скорости на поверхности каверны является постоянной величиной, то действительная часть функции $v(z)$ на границе каверны известна и равна нулю, на всей остальной части профиля мнимая часть функции $v(z)$ известна как функция длины дуги профиля.

В работе [2] показано, что при сделанных предположениях относительно малости величин α , σ^2 и кривизны поверхностей профиля граничные условия с профиля и каверны могут быть снесены параллельно оси y на отрезок оси x , соответствующий профилю. В плоскости z , таким образом, может быть рассмотрена приближенная смешанная краевая задача. После разложения в ряды в первом приближении можно получить [2]:

$$\ln \frac{q}{q_0} \approx \frac{u}{q_0} - 1 = \frac{\delta}{q_0}, \quad \theta \approx \frac{dy_*}{dx} \approx \frac{v}{q_0}, \quad v(z) \approx \frac{\delta}{q_0} - i \frac{v}{q_0}$$

Здесь y_* — ордината профиля. В результате в плоскости z для определения функции $v(z)$ имеются следующие граничные условия на решетке разрезов, параллельных оси x :

при подходе сверху к разрезам

$$\begin{aligned} Re v(z) &= \delta / q_0 = 0 & (0 < x < l) \\ Im v(z) &= v(\xi) / q_0 & (l < x < a) \end{aligned}$$

¹ Линеаризация граничных условий справедлива и при любых σ .

при подходе снизу

$$\text{Im } v(z) = v(\xi) / q_0 \quad (0 < x < a)$$

Здесь a — абсцисса задней острой кромки профиля, l — абсцисса точки C замыкания каверны;

$$v(-\infty) = \delta_{-\infty} / q_0 \quad \text{при } z = -\infty$$

Эти условия полностью определяют искомую аналитическую функцию.

2. При решении задачи воспользуемся методом, изложенным в работах [3], [2]. Для этого введем вспомогательную периодическую функцию $g(z)$, которая бы удовлетворяла следующим граничным условиям на разрезах в плоскости z , на которые снесены условия для функции $v(z)$ (фиг. 2):

при подходе сверху

$$g(z) = \text{Im}g(z) \quad (0 < x < l)$$

$$g(z) = \text{Re}g(z) \quad (l < x < a)$$

при подходе снизу

$$g(z) = \text{Re}g(z) \quad (0 < x < a)$$

В качестве такой функции может быть выбрана, например, следующая:

$$g(z) = \sqrt{1 + f(l)f^{-1}(z)}$$

$$f(l) = \sqrt{\text{sh } \lambda l / \text{sh } \lambda(a-l)}$$

$$f(z) = \sqrt{\text{sh } \lambda z / \text{sh } \lambda(a-z)}, \quad \lambda = \pi / t$$

Функция $g(z)$ позволяет выделить в плоскости z вне разрезов четыре регулярные ветви, удовлетворяющие имеющимся условиям. Выберем из них ту, которая принимает следующие значения на берегах указанных разрезов:

при подходе сверху

$$g(z) = \text{Im}g(z) = i|g| \quad (0 < x < l), \quad g(z) = \text{Re}g(z) = |g| \quad (l < x < a)$$

при подходе снизу

$$g(z) = \text{Re}g(z) = |g|, \quad 0 < x < a$$

$$g(-\infty) = \sqrt{1 + if(l)e^{\lambda a / 2}} = m - in, \quad \text{при } z = -\infty$$

Здесь m и n — действительные числа, равные:

$$m = [1/2(\sqrt{f^2(l)e^{\lambda a} + 1} + 1)]^{1/2}, \quad n = [-1/2(\sqrt{f^2(l)e^{\lambda a} + 1} - 1)]^{1/2}$$

Составим новую функцию

$$F(z) = F_1 - iF_2 = v(z)g(z) - v(-\infty)g(-\infty) \quad (2.2)$$

Эта функция является регулярной периодической вне разрезов, стремящейся к нулю на бесконечности перед решеткой.

Функция $F(z)$ периодическая, с периодом, равным периоду решетки, поэтому достаточно написать ее значения только на разрезе, совпадающем с осью x ; на всех остальных разрезах значения ее будут такими же. Значения функции при подходе к указанному разрезу сверху будем писать со знаком плюс, а при подходе снизу, соответственно, со знаком минус.

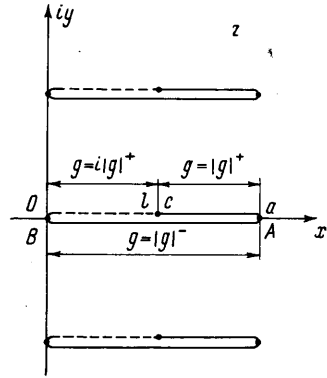
Мнимая часть функции $F(z)$ на всех разрезах известна и принимает следующие значения:

$$F_2^+ = -\frac{\delta_{-\infty}}{q_0} n \quad \text{при } 0 < x^+ < l$$

$$F_2^+ = -\frac{\delta_{-\infty}}{q_0} n + \left(\frac{v}{q_0} |g|\right)^+ \quad \text{при } l < x^+ < a$$

$$F_2^- = -\frac{\delta_{-\infty}}{q_0} n + \left(\frac{v}{q_0} |g|\right)^- \quad \text{при } 0 < x^- < a$$

Отыскание регулярной в некоторой области функции по значениям ее мнимой части на отрезках, параллельных оси x , в решетке пластин без выноса, дано в рабо-



Фиг. 2

тах [3, 5]. Применяя это решение к рассматриваемой задаче, для искомой функции $F(z)$, получаем выражение:

$$\begin{aligned}
 F(z) &= \frac{1}{2t} \int_0^a (F_2^- - F_2^+) \varphi(\xi) d\xi + \frac{1}{2tf(z)} \int_0^a (F_2^+ + F_2^-) f(\xi) d\xi d\xi = \\
 &= \frac{1}{2t} \left\{ \int_0^a \left(\frac{v}{q_0} |g| \right)^- \varphi(\xi) d\xi + \int_a^l \left(\frac{v}{q_0} |g| \right)^+ \varphi(\xi) d\xi + \right. \\
 &+ \frac{1}{f(z)} \left[\int_0^a \left(\frac{v}{q_0} |g| \right)^- f(\xi) \varphi(\xi) d\xi - \int_a^l \left(\frac{v}{q_0} |g| \right)^+ f(\xi) \varphi(\xi) d\xi - \right. \\
 &\left. \left. - 2 \frac{\delta_{-\infty}}{q_0} n \int_0^a f(\xi) \varphi(\xi) d\xi \right] \right\}
 \end{aligned} \tag{2.3}$$

$$f(\xi) = \sqrt{\frac{\text{sh } \lambda \xi}{\text{sh } \lambda (a - \xi)}}, \quad \varphi(\xi) = \text{cth } \lambda (\xi - z) - 1$$

Теперь можно найти логарифм комплексной скорости в первом приближении:

$$v(z) = \frac{1}{g(z)} \left[F(z) + \frac{\delta_{-\infty}}{q_0} (m - in) \right] \tag{2.4}$$

В формулу (2.4) входит единственная неизвестная величина — длина каверны l . Для ее определения можно использовать условие замкнутости каверны в линеаризованном виде [2]:

$$\text{Im} \oint v(z) dz = 0 \tag{2.5}$$

здесь интеграл берется вдоль разреза по оси x .

Подъемная сила Y и сопротивление X , а также соответствующие коэффициенты C_y и C_x могут быть найдены следующим образом.

Сила, которая действует на профиль, обтекаемый с отрывом по рассматриваемой схеме, равна [3]:

$$X + iY = i \oint_L p dz = i \int_{BAC} p dz + i \int_{CB} p_0 dz \tag{2.6}$$

Здесь L — контур профиля. Так как

$$\int_{CB} p_0 dz = - \int_{BAC} p_0 dz$$

то, подставляя это в (2.6), получаем:

$$X + iY = i \int_{BAC} (p - p_0) dz = i \int_{BAC} (p - p_0) dx - \int_{BAC} (p - p_0) \frac{dy^*}{dx} dx$$

$$X = - \int_{BAC} (p - p_0) \frac{dy^*}{dx} dx, \quad Y = \int_{BAC} (p - p_0) dx$$

$$C_x = - \int_{BAC} \frac{p - p_0}{\frac{1}{2} \rho q_0^2 a} \frac{dy^*}{dx} dx, \quad C_y = \int_{BAC} \frac{p - p_0}{\frac{1}{2} \rho q_0^2 a} dx$$

Линеаризованное выражение для давления имеет вид [2]

$$\frac{p - p_0}{\frac{1}{2} \rho q_0^2} = 1 - \left(\frac{q}{q_0} \right)^2 \approx -2 \left(\frac{u}{q_0} - 1 \right) = -2 \frac{\delta}{q_0}$$

Принимая это во внимание, найдем в первом приближении

$$C_x = \int_{BAC} \frac{2\delta}{aq_0} \frac{dy^*}{dx} dx, \quad C_y = - \int_{BAC} \frac{2\delta}{aq_0} dx$$

В том случае, когда каверна не заканчивается на спинке профиля, а сходит с задней кромки, задача может быть решена путем надлежащего подбора периодической функции $g(z)$. При этом необходимо учесть, что свободная линия тока гладко сопрягается с задней кромкой профиля.

Если поток обтекает безотрывно переднюю кромку и каверна начинается за ней, согласно схеме на фиг. 3, то в приведенном решении (выражения (2.3), (2.4)) достаточно заменить вспомогательную функцию $g(z)$, определенную выражением (2.1), на следующую:

$$g(z) = \{[1 + f(l)f^{-1}(z)][1 + f(b)f^{-1}(z)]^{-1}\}^{1/2}, \quad f(b) = (\text{sh } \lambda b / \text{sh } \lambda(a - b))^{1/2}$$

Здесь b — абсцисса точки отрыва потока.

3. В качестве примера рассмотрим кавитационное обтекание бесконечной решетки с шагом $t = \pi$, которая составлена из плоских пластинок, образующих некоторый малый угол с осью x .

Применяя к этому частному случаю формулы (2.3) и (2.4), получаем решение линеаризованной задачи:

$$\begin{aligned} v(z) = & \sqrt{[1 + f_1(l)f_1^{-1}(z)]^{-1}} \left[\frac{v}{2\pi q_0} \left(\int_0^a \sqrt{1 + f_1(l)f_1^{-1}(\xi)} \varphi(\xi) d\xi + \right. \right. \\ & \left. \left. + \int_a^l \sqrt{1 - f_1(l)f_1^{-1}(\xi)} \varphi(\xi) d\xi \right) + \frac{1}{2\pi f_1(z)} \left(\frac{v}{q_0} \int_0^a f_1(\xi) \sqrt{1 + f_1(l)f_1^{-1}(\xi)} \varphi(\xi) d\xi - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{v}{q_0} \int_a^l f_1(\xi) \sqrt{1 - f_1(l)f_1^{-1}(\xi)} \varphi(\xi) d\xi - 2 \frac{\delta_{-\infty}}{q_0} n_1 \int_0^a f_1(\xi) \varphi(\xi) d\xi \right) + \frac{\delta_{-\infty}}{q_0} (m_1 - in_1) \right] \\ & f_1 = f_{\lambda=1}, \quad m_1 = m_{\lambda=1}, \quad n_1 = n_{\lambda=1} \end{aligned}$$

После вычисления интегралов найдем:

$$\begin{aligned} v(z) = & \frac{\delta}{q_0} - i \frac{v}{q_0} = \sqrt{[1 + f_1(l)f_1^{-1}(z)]^{-1}} \left\{ \frac{v}{q_0} \sqrt{1 - f_1(l)f_1^{-1}(z)} + \right. \\ & \left. + \frac{v}{2q_0} [(-1 + if_1^{-1}(z)e^{-a/2})\sqrt{-1 + if_1(l)e^{a/2}} - \right. \\ & \left. - (1 + if_1^{-1}(z)e^{-a/2})\sqrt{-1 - if_1(l)e^{a/2}}] - \frac{\delta_{-\infty}}{q_0} (n_1 f_1^{-1}(z) - m_1) \right\} \end{aligned} \quad (3.1)$$

Из условия (2.5) для определения длины каверны получаем следующее уравнение:

$$\begin{aligned} & v / q_0 [e^{-a} \sqrt{(\kappa + 1)(\eta - 1)} - \sqrt{(\kappa - 1)(\eta + 1)}] + \\ & + \delta_{-\infty} / q_0 [e^{-a} \sqrt{(\kappa - 1)(\eta - 1)} + \sqrt{(\kappa + 1)(\eta + 1)} - 2\eta] = 0 \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$\kappa = \sqrt{f_1^2(l)e^a + 1}, \quad \eta = \sqrt{f_1^2(l)e^{-a} + 1}$$

Существование однозначного решения этого уравнения может быть установлено следующим образом.

В случае очень малой каверны ($\sigma \rightarrow \infty$, $f_1(l) \rightarrow 0$, $f_1(l) \neq 0$) уравнение (3.2) может быть линеаризовано и представлено в виде

$$f_1(l) \Phi [f_1(l), \delta_{-\infty} / q_0] = 0$$

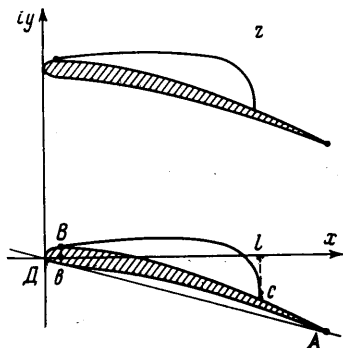
Здесь

$$\Phi [f_1(l), \delta_{-\infty} / q_0] = -2e^{-a/2} v / q_0 + 1/2 f_1(l) \delta_{-\infty} / q_0 + \theta(f_1^3(l))$$

Значение $f_1(l) = 0$ является корнем уравнения (3.2) при любых значениях $\delta_{-\infty} / q_0$, v / q_0 и соответствует безотрывному обтеканию. Значения $f_1(l) = 0$, $\sigma = \infty$

являются решением уравнения (3.2) в предельном случае отрывного течения, когда длина каверны уменьшается до нуля. Функция $\Phi[f_1(l), \delta_{-\infty}/q_0]$ монотонна при $\delta_{-\infty}/q_0 = \text{const}$. Отсюда следует, что (3.2) определяет $f_1(l)$ в некоторой окрестности $f_1(l) = 0, \sigma = \infty$ как однозначную непрерывную функцию от $\delta_{-\infty}/q_0$ [9].

Зная длину каверны, найдем коэффициенты подъемной силы и сопротивления:



Фиг. 3

$$C_y = \frac{\pi}{a} \left\{ \frac{1}{\eta} \left[\frac{v}{q_0} \sqrt{(\kappa-1)(\eta-1)} + e^{-a} \sqrt{(\kappa+1)(\eta+1)} + \frac{\delta_{-\infty}}{q_0} (e^{-a} \sqrt{(\kappa-1)(\eta+1)} - \sqrt{(\kappa+1)(\eta-1)}) \right] - 2 \frac{v}{q_0} \right\} \quad (3.3)$$

$$C_x = \frac{\pi v}{a q_0} \left\{ \frac{1}{\eta} \left[\frac{\delta_{-\infty}}{q_0} \sqrt{(\kappa+1)(\eta-1)} - e^{-a} \sqrt{(\kappa-1)(\eta+1)} - \frac{v}{q_0} \sqrt{(\kappa-1)(\eta-1)} + e^{-a} \sqrt{(\kappa+1)(\eta+1)} \right] + 2 \frac{v}{q_0} \right\} \quad (3.4)$$

Приведенное решение легко может быть использовано для расчета отрывного обтекания одиночного профиля. Для этого в выражениях (2.3) и (2.4) достаточно произвести предельный переход, полагая, что шаг решетки t становится бесконечно большой величиной. В частном случае одиночной плоской пластинки имеем из выражения (3.1)

$$v(z) = \sqrt{[1 + f_2(l) f_2^{-1}(z)]^{-1}} \left\{ \frac{v}{q_0} \sqrt{-1 - f_2(l) f_2^{-1}(z)} + \frac{v}{2q_0} [(-1 + i f_2^{-1}(z)) \sqrt{-1 + i f_2(l)} - (1 + i f_2^{-1}(z)) \sqrt{-1 - i f_2(l)}] - \frac{\delta_{\infty}}{q_0} (n_2 f_2^{-1}(z) - m_2) \right\}$$

$$f_2(z) = \left(\frac{z}{a-z} \right)^{1/2}, \quad m_2 = \left[\frac{1}{2} \left(\sqrt{\frac{a}{a-l}} + 1 \right) \right]^{1/2}$$

$$n_2 = - \left[\frac{1}{2} \left(\sqrt{\frac{a}{a-l}} - 1 \right) \right]^{1/2}$$

Для определения длины выравнивания потока и коэффициентов подъемной силы и сопротивления в этом случае получим выражения

$$\left(\frac{v}{q_0} \right)^2 f_2^3(l) - 2 \frac{v}{q_0} \frac{\delta_{\infty}}{q_0} f_2^2(l) + \left(\frac{\delta_{\infty}}{q_0} \right)^2 f_2(l) - 4 \frac{v}{q_0} \frac{\delta_{\infty}}{q_0} = 0$$

$$C_y = \frac{\pi}{1 + f_2^2(l)} \left[\frac{\delta_{\infty}}{q_0} f_2(l) - \frac{v}{q_0} - \left(\frac{\delta_{\infty}}{q_0} f_2(l) + \frac{v}{q_0} \sqrt{1 + f_2^2(l)} \right) \right]$$

$$C_x = \frac{\pi}{1 + f_2^2(l)} \frac{v}{q_0} \left[\frac{v}{q_0} - \frac{\delta_{\infty}}{q_0} f_2(l) + \left(\frac{\delta_{\infty}}{q_0} f_2(l) + \frac{v}{q_0} \right) \sqrt{1 + f_2^2(l)} \right]$$

Существенное различие в коэффициенте сопротивления при отрывном и безотрывном обтекании решетки пластин и одиночной пластины видно из приведенной ниже таблицы.

Из формул (3.1) и (3.5) видно, что комплексная скорость течения в линеаризированной постановке задачи имеет особенности в точке отрыва потока (в рассмотренных примерах — на передней острой кромке) и в области замыкания каверны. На передней кромке в случае решетки имеет место особенность вида $(\text{sh } z)^{-1/4}$, а при замыкании каверны вида $[\text{th}(l-z)]^{-1/2}$.

Для изолированного профиля в тех же местах располагаются особенности соответственно вида $z^{-1/4}$ и $(l-z)^{-1/2}$.

Из примеров видно также, что в случае острой кромки точка раздвоения линии тока — критическая точка совпадает в первом приближении с точкой отрыва потока.

В области замыкания каверны, при приближении к точке замыкания, аргумент комплексной скорости на свободной линии тока приобретает бесконечно большое значение, а модуль остается постоянным. В самой точке замыкания имеет место скачок в изменении комплексной скорости.

u_{∞} м/сек	α°	a	λ	σ	$f(l)$	C_y	C_x
8	-5	1	1	2.16	0.57	0.1144 π	$0.995 \cdot 10^{-2} \pi$
				∞	0	0.11 π	$0.32 \cdot 10^{-2} \pi$
			0	0.4	3.254	0.1377 π	$0.12 \cdot 10^{-2} \pi$
			0	∞	0	0.1744 π	0

Вблизи передней кромки модуль скорости изменяется скачком от величины, соответствующей давлению в каверне, до бесконечно большой, а аргумент меняется от конечного значения, соответствующего форме профиля в данной точке, до бесконечно большого.

Линеаризованное решение может быть, в случае необходимости, уточнено путем учета членов более высоких порядков в разложениях в ряды для граничных условий [2].

Автор благодарит М. И. Гуревича за ценные замечания и советы по работе, а также В. И. Лапидуса и В. П. Вахомчика за полезные обсуждения.

Поступило 7 IX 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Sutherland C. D., Cohen H. Finite Cavity Cascade Flow. Proc. of the 3rd U. S. Nat. Congr. Appl. Mechanics, 1958.
2. Tulin M. P. Supercavitating flows. small perturbation theory. Приложения теории функций в механике сплошной среды. Тр. междунар. симпозиума в Тбилиси, т. 2, изд-во «Наука», 1965.
3. Седов Л. И. Плоские задачи гидродинамики и аэродинамики, изд. 2-е. Изд-во «Наука», Главн. ред. физ.-мат. лит-ры, 1966.
4. Гуревич М. И. Теория струй идеальной жидкости. М., Физматгиз, 1961.
5. Кочин Н. Е. Гидродинамическая теория решеток. М.—Л., Гостехиздат, 1949.
6. Фихтенгольц Г. М. Курс дифференциального и интегрального исчисления, т. 1, М.—Л., Гостехиздат, 1951.

ОБ УЧЕТЕ ВЛИЯНИЯ СТенок КАНАЛА НА ВЕЛИЧИНУ МИДЕЛЯ КАВЕРНЫ

Л. А. ЭПШТЕЙН

(Москва)

В работе [1] был дан метод расчета ширины каверны за телом в плоском и осесимметричном каналах. Решение задачи было получено на базе применения закона количества движения к течению в каверной, закачивающейся по схеме Жуковского — Рошко при единственном нестрогом допущении о том, что связь между коэффициентами сопротивления C_x при числах кавитации $\sigma = 0$ и $\sigma \neq 0$ может быть выражена формулой $C_x(\sigma) = C_x(0) (1 + \sigma)$. Результаты расчетов сопоставлялись с точным решением [2] плоской задачи об обтекании пластинки в канале по схеме Эфроса. Были высказаны соображения о том, что обнаруженные при этом сопоставлении расхождения (не превышавшие $\sim 12\%$) должны быть в основном объяснены различием в схемах обтекания, а не допущением о виде зависимости $C_x(\sigma)$.

В настоящей работе это положение доказывается путем сопоставления расчетов по формулам [1] с расчетами по работе А. Г. Терентьева [3], решившего плоскую задачу об обтекании наклонной пластинки в канале по схеме с параллельными стенками (схема Жуковского — Рошко). Результаты сопоставления, приведенные на фигуре, свидетельствуют о хорошем согласовании в широком диапазоне чисел кавитации и соотношений площадей миделевых сечений тела и канала.