

С.А. Чаплыгин

**К теории открьлка и закрылка.
Исследования по разрезным крыльям с
закрылком**

**Москва
«Книга по Требованию»**

УДК 53
ББК 22.3
С11

С11 **С.А. Чаплыгин**
К теории отрыва и зарыва. Исследования по разрезным крыльям с зазором / С.А. Чаплыгин – М.: Книга по Требованию, 2013. – 48 с.

ISBN 978-5-458-32116-7

ISBN 978-5-458-32116-7

© Издание на русском языке, оформление
«YOYO Media», 2013
© Издание на русском языке, оцифровка,
«Книга по Требованию», 2013

Эта книга является репринтом оригинала, который мы создали специально для Вас, используя запатентованные технологии производства репринтных книг и печати по требованию.

Сначала мы отсканировали каждую страницу оригинала этой редкой книги на профессиональном оборудовании. Затем с помощью специально разработанных программ мы произвели очистку изображения от пятен, клякс, перегибов и попытались отбелить и выровнять каждую страницу книги. К сожалению, некоторые страницы нельзя вернуть в изначальное состояние, и если их было трудно читать в оригинале, то даже при цифровой реставрации их невозможно улучшить.

Разумеется, автоматизированная программная обработка репринтных книг – не самое лучшее решение для восстановления текста в его первозданном виде, однако, наша цель – вернуть читателю точную копию книги, которой может быть несколько веков.

Поэтому мы предупреждаем о возможных погрешностях восстановленного репринтного издания. В издании могут отсутствовать одна или несколько страниц текста, могут встретиться невыводимые пятна и кляксы, надписи на полях или подчеркивания в тексте, нечитаемые фрагменты текста или загибы страниц. Покупать или не покупать подобные издания – решать Вам, мы же делаем все возможное, чтобы редкие и ценные книги, еще недавно утраченные и несправедливо забытые, вновь стали доступными для всех читателей.

Согласно общей теории, развитой проф. С. А. Чаплыгиным (С. А. Чаплыгин: «О давлении плоскопараллельного потока на преграждающие тела», 1910), вводим $\frac{dw}{du}$, где $w = \varphi + i\psi$, причем, как везде, ставится условие, что бесконечно-удаленная точка плоскости z , т. е. $u = 1 + bi$ является одновременно полюсом и логарифмической точкой функции w . Эти требования удовлетворяются, если положить:

$$\frac{dw}{du} = akv_0 N \frac{(u + \beta)(u - \gamma)}{[(u - 1)^2 + b^2]^2}. \quad (9)$$

Отсюда в силу выражения (7) находим:

$$\frac{dw}{dz} = \frac{v_0 N}{1 + n} \frac{u - \gamma}{\alpha - u} u^n, \quad (10)$$

где $u = \gamma$ соответствует точке с нулевой скоростью, а $u = \alpha$ — бесконечно-большому значению скорости в точке A .

Так как $z = \infty$ соответствует $u = 1 + bi$, то из основного условия, что

$$\left(\frac{dw}{dz}\right)_{z=\infty} = v_0 e^{-i\theta_0},$$

найдем:

$$e^{-i\theta_0} = \frac{N}{1 + n} \frac{1 + bi - \gamma}{\alpha - 1 - bi} (1 + bi)^n. \quad (11)$$

Положим далее

$$\begin{aligned} \frac{b}{1 - \gamma} &= \operatorname{tg} \mu_1, & \frac{b}{\alpha - 1} &= \operatorname{tg} \mu_2, & b &= \operatorname{tg} \mu_3, \\ N &= (1 + n) \frac{\sqrt{(\alpha - 1)^2 + b^2}}{\sqrt{(1 - \gamma)^2 + b^2}} (1 + b^2)^{-\frac{n}{2}}. \end{aligned}$$

Нетрудно убедиться, что

$$\begin{aligned} \sqrt{\frac{(\alpha - 1)^2 + b^2}{(1 - \gamma)^2 + b^2}} &= \frac{\sin \mu_1}{\sin \mu_2}, & (1 + b^2)^{-\frac{n}{2}} &= \cos^n \mu_3, \\ \frac{1 + bi - \gamma}{\alpha - 1 - bi} &= \frac{\sin \mu_2}{\sin \mu_1} e^{i\mu_1} e^{i\mu_2}, & (1 + bi)^n &= \frac{1}{\cos^n \mu_3} e^{in \mu_3}. \end{aligned}$$

В таком случае из формулы (11) непосредственно заключаем, что

$$-\theta_0 = \mu_1 + \mu_2 + n \mu_3,$$

или, вводя угол атаки τ , связанный с θ_0 соотношением:

$$\theta_0 = -\pi + \tau,$$

будем иметь:

$$\mu_1 = \pi - \tau - \mu_2 - n \mu_3. \quad (12)$$

Определение циркуляции. Циркуляция C скорости около бесконечно удаленной точки $u_0 = 1 + bi$ есть коэффициент при $\frac{1}{u - u_0}$ в разложении $\frac{dw}{du}$. Таким образом задача заключается в нахождении этого коэффициента. В нашем случае

$$\frac{dw}{du} = akv_0 N \frac{(u + \beta)(u - \gamma)}{[(u - 1)^2 + b^2]^2}.$$

Правую часть этого выражения можно представить в следующем виде:

$$\frac{(u+\beta)(u-\gamma)}{[(u-1)^2+b^2]^2} = \frac{(u+\beta)(u-\gamma)}{(u-u_0)^2(u-\bar{u}_0)^2} = \frac{A}{(u-u_0)^2} + \frac{A_1}{(u-u_0)} + \frac{B}{(u-\bar{u}_0)^2} + \frac{B_1}{(u-\bar{u}_0)}. \quad (13)$$

Требуется определить коэффициент A_1 этого разложения. Для этого поступим следующим образом; умножив обе части разложения (13) на $(u-u_0)^2$, получим:

$$\frac{(u+\beta)(u-\gamma)}{(u-\bar{u}_0)^2} = A + A_1(u-u_0) + B \frac{(u-u_0)^2}{(u-\bar{u}_0)^2} + B_1 \frac{(u-u_0)^2}{u-\bar{u}_0},$$

или, дифференцируя по u , найдем:

$$\begin{aligned} \frac{d}{du} \frac{(u+\beta)(u-\gamma)}{(u-\bar{u}_0)^2} &= A_1 + 2B \frac{(u-u_0)(u-\bar{u}_0)^2 - (u-u_0)^2(u-\bar{u}_0)}{(u-\bar{u}_0)^4} + \\ &+ B_1 \frac{2(u-u_0)(u-\bar{u}_0) - (u-u_0)^2(u-\bar{u}_0)}{(u-\bar{u}_0)^2}. \end{aligned}$$

Отсюда для коэффициента A_1 найдем следующее выражение:

$$A_1 = \left|^{u=u_0} \frac{d}{du} \frac{(u+\beta)(u-\gamma)}{(u-\bar{u}_0)^2} \right. \quad (14)$$

В нашем случае

$$\frac{d}{du} \frac{(u+\beta)(u-\gamma)}{(u-\bar{u}_0)^2} = \frac{(2u+\beta-\gamma)(u-1+bi)^2 - [u^2+u(\beta-\gamma)-\gamma\beta] \cdot 2(u-1+bi)}{(u-1+bi)^4},$$

откуда, выполняя вычисления на основании формулы (14), окончательно находим:

$$iC = -akv_0 N \frac{b^2 + (1-\gamma)(1+\beta)}{4b^3}. \quad (15)$$

Преобразуем правую часть этого выражения, приведя ее к тригонометрическому виду; именно мы имеем:

$$b^2 + (1+\beta)(1-\gamma) = (1+\beta)(1-\gamma) \left[1 + \frac{b}{1+\beta} \cdot \frac{b}{1-\gamma} \right];$$

положим:

$$\frac{b}{1+\beta} = \operatorname{tg} \mu_1;$$

в таком случае:

$$\begin{aligned} b^2 + (1+\beta)(1-\gamma) &= (1+\beta)(1-\gamma) [1 + \operatorname{tg} \mu_1 \cdot \operatorname{tg} \mu_1] = \\ &= \frac{(1+\beta)(1-\gamma)}{\cos \mu_1 \cdot \cos \mu_1} \cos(\mu_1 - \mu_1). \end{aligned} \quad (16)$$

Но так как

$$\cos \mu_1 = \frac{1-\gamma}{\sqrt{(1-\gamma)^2 + b^2}}, \quad \cos \mu_1 = \frac{1+\beta}{\sqrt{(1+\beta)^2 + b^2}},$$

то, подставляя значения (16) в выражение (15), окончательно найдем:

$$C = akv_0 (1+n) \frac{\sqrt{(1-\gamma)^2 + b^2} \sqrt{(1+\beta)^2 + b^2}}{4b^3 (1+b^2)^2} \cos(\tau + \mu^2 + n\mu_3 + \mu_4),$$

или, еще иначе:

$$C = -akv_0(1+n) \frac{\sqrt{(\alpha-1)^2 + b^2} \sqrt{(1+\beta)^2 + b^2}}{4b^3(1+b^2)^{\frac{n}{2}}} \sin\left(\tau + \mu_2 + \mu_4 + n\mu_3 - \frac{\pi}{2}\right).$$

Принимая во внимание формулы (7), а также выражения

$$b = \sqrt{\frac{c^2-1}{1-n^2}}, \quad (1+b^2)^{\frac{n}{2}} = \left(\frac{c^2-n^2}{1-n^2}\right)^{\frac{n}{2}},$$

получим:

$$C = -\frac{akv_0 \sqrt{1-n^2}}{2(c^2-1)} \sqrt{c^2-n^2} \sin\left(\tau + \mu_2 + \mu_4 + n\mu_3 - \frac{\pi}{2}\right) \left(\frac{1-n^2}{c^2-n^2}\right)^{\frac{n}{2}}.$$

Вставляя значение

$$\frac{k}{2} = \frac{c-1}{1-n^2} \left(\frac{c+n}{1+n}\right)^n$$

и полагая

$$\lambda = \mu_2 + \mu_4 + n\mu_3 - \frac{\pi}{2}, \quad (17)$$

окончательно будем иметь:

$$C = -\frac{av_0}{c+1} \left(\frac{c+n}{1+n}\right)^{\frac{1+n}{2}} \left(\frac{c-n}{1-n}\right)^{\frac{1-n}{2}} \sin(\tau + \lambda). \quad (18)$$

Таково окончательное выражение для коэффициента циркуляции. Сама циркуляция по абсолютной величине равна $2\pi \cdot (c)$. Поддерживающая сила определится тогда, как известно, по формуле:

$$P = 2\pi \cdot |C| \cdot \varrho v_0. \quad (19)$$

Что касается сопротивления, то, как известно, циркуляционная теория дает лишь подъемную силу, совершенно не охватывая величины сопротивления.

Как видно из равенства (18), в выражение циркуляции наряду с углом атаки τ входит постоянный угол λ , величина которого определяется формулой (17). Выразим этот угол λ через известные нам величины c и n .

Очевидно, что

$$\mu_2 = \arctg \frac{b}{\alpha-1},$$

$$\mu_4 = \arctg \frac{b}{\beta+1};$$

в таком случае

$$\operatorname{tg}(\mu_2 + \mu_4) = \frac{b(\alpha + \beta)}{(\alpha-1)(\beta+1) - b^2};$$

но

$$\alpha + \beta = \frac{2\sqrt{1+(1-n^2)b^2}}{1+n},$$

$$(\alpha-1)(\beta+1) = \frac{[\sqrt{1+(1-n^2)b^2}-1][\sqrt{1+(1-n^2)b^2}+1]}{(1+n)^2} = \frac{1-n}{1+n} b^2.$$

Таким образом

$$\operatorname{tg}(\mu_2 + \mu_4) = -\frac{\sqrt{1+(1-n^2)b^2}}{nb},$$

следовательно

$$\mu_2 + \mu_1 = \frac{\pi}{2} + \operatorname{arctg} \frac{nb}{\sqrt{1 + (1-n^2)b^2}} = \frac{\pi}{2} + \operatorname{arctg} \frac{n\sqrt{c^2-1}}{c\sqrt{1-n^2}},$$

откуда находим окончательное выражение для угла λ ;

$$\lambda = \operatorname{arctg} \frac{n\sqrt{c^2-1}}{c\sqrt{1-n^2}} + n \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{c^2-1}{1-n^2}}. \quad (20)$$

В приводимых ниже таблицах подсчитаны значения коэффициента циркуляции C , а также подъемной силы P , выраженной в килограммах на квадратный метр поверхности пластинки для различных значений угла атаки.

В таблице 1 даны значения угла $\angle AOB = \varphi$ для различных значений n , из которой очевидно, что при n очень малом угол φ близок к 180° , а также те значения угла атаки τ , при которых подъемная сила равна нулю.

В таблицах 2—5 даны значения C и P , подсчитанные соответственно для углов атаки

$$\tau = 0^\circ, \tau = 5^\circ, \tau = 10^\circ, \tau = 15^\circ.$$

Как и следовало ожидать, с уменьшением угла φ , т. е. с увеличением отклонения OB , подъемная сила сильно возрастает, что совершенно очевидно из этих таблиц.

Эти таблицы подсчитаны для пластинки, у которой

$$a = 100 \text{ мм}, b = 10 \text{ мм}, v = 20 \text{ м/сек.}$$

Таблица 1

Значения угла атаки τ , при котором $P=0$

n	$\frac{1}{10}$	$\frac{1}{20}$	$\frac{1}{30}$	$\frac{1}{40}$	$\frac{1}{50}$	$\frac{1}{60}$	$\frac{1}{80}$	$\frac{1}{100}$	0
φ	162°	171°	174°	$175^\circ 35'$	$176^\circ 24'$	177°	$177^\circ 42'$	$178^\circ 12'$	180°
τ	$-14^\circ 6'$	$-7^\circ 3'$	$-4^\circ 37'$	$-3^\circ 31' 3''$	$-2^\circ 50'$	$-2^\circ 13'$	$-1^\circ 41'$	$-1^\circ 29' 36''$	0

Таблица 2

Угол атаки $\tau = 0^\circ$

n	$\frac{1}{10}$	$\frac{1}{20}$	$\frac{1}{30}$	$\frac{1}{40}$	$\frac{1}{50}$	$\frac{1}{60}$	$\frac{1}{80}$	$\frac{1}{100}$	0
C	441,26	223,3	146,38	109,45	90,383	70,363	52,928	42,632	0
P	6,927	3,505	2,298	1,718	1,419	1,104	0,831	0,660	0

Таблица 3
Угол атаки $\tau = +5^\circ$

n	$\frac{1}{10}$	$\frac{1}{20}$	$\frac{1}{30}$	$\frac{1}{40}$	$\frac{1}{50}$	$\frac{1}{60}$	$\frac{1}{80}$	$\frac{1}{100}$	0
C	592,69	379,53	303,96	267,47	248,27	228,47	209,69	200,86	172,601
P	9,305	5,958	4,772	4,199	3,897	3,587	3,292	3,153	2,709

Таблица 4
Угол атаки $\tau = +10^\circ$

n	$\frac{1}{10}$	$\frac{1}{20}$	$\frac{1}{30}$	$\frac{1}{40}$	$\frac{1}{50}$	$\frac{1}{60}$	$\frac{1}{80}$	$\frac{1}{100}$	0
C	739,60	533,04	459,15	421,97	404,28	384,86	364,87	357,63	343,88
P	11,611	8,368	7,208	6,624	6,347	6,042	5,728	5,650	5,399

Таблица 5
Угол атаки $\tau = +15^\circ$

n	$\frac{1}{10}$	$\frac{1}{20}$	$\frac{1}{30}$	$\frac{1}{40}$	$\frac{1}{50}$	$\frac{1}{60}$	$\frac{1}{80}$	$\frac{1}{100}$	0
C	880,9	682,49	610,85	573,25	557,22	538,33	517,26	511,66	512,56
P	13,830	10,715	9,590	9,000	8,748	8,451	8,121	8,033	8,047

Приближенное выражение циркуляции. Постараемся теперь, предполагая n достаточно малым, получить приближенное значение для циркуляции, а следовательно и для поддерживающей силы P . Для этого поступаем следующим образом. Согласно формуле (8) имеем:

$$\sigma = \left(\frac{c+n}{c-n} \right)^n \frac{c-1}{c+1}.$$

Но, разлагая в ряд

$$\lg \left(\frac{c+n}{c-n} \right)^n = 2n \left(\frac{n}{c} + \frac{n^3}{3c^3} + \frac{n^5}{5c^5} + \dots \right),$$

ввиду малости n , непосредственно заключаем, что

$$\left(\frac{c+n}{c-n} \right)^n = e^{\frac{2n^2}{c} + \frac{2n^4}{3c^3} + \dots} = 1 + \frac{2n^2}{c} + \frac{2n^4}{3c^3} + \dots$$

Ограничиваясь членами 2-го порядка малости для n , получим:

$$\left(\frac{c+n}{c-n} \right)^n \cong 1 + \frac{2n^2}{c},$$

$$\sigma = \frac{c-1}{c+1} \left(1 + \frac{2n^2}{c} \right).$$

Полагая

$$\frac{c-1}{c+1} = \vartheta,$$

имеем:

$$\sigma = \vartheta \left(1 + \frac{2n^2}{c} \right),$$

откуда

$$\vartheta = \sigma \left(1 - \frac{2n^2}{c} \right).$$

Но так как

$$c = \frac{1+\vartheta}{1-\vartheta},$$

то следовательно:

$$c = \frac{1 + \sigma \left(1 - \frac{2n^2}{c} \right)}{1 - \sigma \left(1 - \frac{2n^2}{c} \right)} = \frac{1 + \sigma \left[1 - \frac{2n^2(1-\sigma)}{1+\sigma} \right]}{1 - \sigma \left[1 - \frac{2n^2(1-\sigma)}{1+\sigma} \right]}.$$

Преобразовывая это выражение, найдем:

$$c = \frac{(1+\sigma)^2 - 2n^2\sigma(1-\sigma)}{(1-\sigma)^2 + 2n^2\sigma(1-\sigma)} = \frac{1+\sigma}{1-\sigma} \frac{(1+\sigma) - 2n^2\sigma \frac{1-\sigma}{1+\sigma}}{(1+\sigma) + 2n^2\sigma} = \frac{1+\sigma}{1-\sigma} \frac{(1+\sigma)^2 - 2n^2\sigma(1-\sigma)}{(1+\sigma)^2 + 2n^2\sigma(1-\sigma)},$$

или иначе:

$$c = \frac{1+\sigma}{1-\sigma} \left[\frac{(1+\sigma)^2 - 2n^2\sigma(1-\sigma)}{(1+\sigma)^2} \right] \cdot \left[1 - \frac{2n^2\sigma}{1+\sigma} \right].$$

Произведя все вычисления, окончательно получим:

$$c = \frac{1+\sigma}{1-\sigma} \left[1 - \frac{4n^2\sigma}{(1+\sigma)^2} \right]. \quad (21)$$

Преобразуем несколько выражение (18) для циркуляции, положив

$$(1+n)^{\frac{1+n}{2}} (1-n)^{\frac{1-n}{2}} = p. \quad (23)$$

В таком случае

$$C = -\frac{av_0}{p} \frac{(c+n)^{\frac{1+n}{2}} (c-n)^{\frac{1-n}{2}}}{c+1} \sin(\tau+\lambda),$$

или

$$C = -\frac{av_0}{p} \sqrt{\frac{c^2-n^2}{c^2-1}} \sqrt{\frac{c-1}{c+1}} \sqrt{\left(\frac{c+n}{c-n}\right)^n} \sin(\tau+\lambda). \quad (23)$$

Обозначая через

$$L = AO + OB = a(1+\sigma),$$

имеем:

$$a = \frac{L}{1+\sigma}.$$

На основании вышесказанного, а также в силу формулы (8), выражение для коэффициента циркуляции C примет вид:

$$C = -\frac{v_0}{p} \sqrt{\frac{c^2-n^2}{c^2-1}} \cdot \frac{L}{1+\sigma} \sqrt{c} \sin(\tau+\lambda). \quad (24)$$

В случае, когда n мало, ограничиваясь членами второго порядка малости для n , а также для всех элементов, входящих в формулу (24), будем иметь:

$$p = \sqrt{1-n^2} \sqrt{\left(\frac{1+n}{1-n}\right)^n} \cong (1+n^2) \sqrt{1-n^2}. \quad (25)$$

Из формулы (21) непосредственно получаем:

$$c^2 - n^2 = \left(\frac{1+\sigma}{1-\sigma}\right)^2 \left[1 - \frac{8n^2\sigma}{(1+\sigma)^2}\right] - n^2 = \left(\frac{1+\sigma}{1-\sigma}\right)^2 \left[\frac{(1+\sigma)^2 - 8n^2\sigma - n^2(1-\sigma)^2}{(1+\sigma)^2}\right].$$

Произведя упрощения, получим:

$$c^2 - n^2 = \left(\frac{1+\sigma}{1-\sigma}\right)^2 \left[1 - n^2 - \frac{4n^2\sigma}{(1+\sigma)^2}\right], \quad (26)$$

аналогично:

$$c^2 - 1 = \frac{4\sigma}{(1-\sigma)^2} (1 - 2n^2). \quad (27)$$

На основании формул (25), (26) и (27) нетрудно получить, что

$$\frac{\sqrt{c^2 - n^2}}{\sqrt{c^2 - 1} \cdot p} = \frac{1+\sigma}{2\sqrt{\sigma}} \left[1 - \frac{2n^2\sigma}{(1+\sigma)^2}\right].$$

Подставляя это значение в формулу (24), получим следующее приближенное выражение для C :

$$C = -\frac{v_0 L}{2} \left[1 - \frac{2n^2\sigma}{(1+\sigma)^2}\right] \sin(\tau + \lambda).$$

Входящий в это выражение угол λ , определяемый формулой (20), приближенно может быть выражен следующим образом:

$$\lambda = \operatorname{arctg} \frac{2n\sqrt{\sigma}}{1+\sigma} + \operatorname{arctg} \frac{2n\sqrt{\sigma}}{1-\sigma},$$

или иначе:

$$\lambda = \frac{4n\sqrt{\sigma}}{1-\sigma^2}. \quad (29)$$

Таким образом для малых значений n коэффициент циркуляции C , а следовательно и поддерживающая сила, чрезвычайно просто выражаются через n , σ , L , т. е. через элементы, характеризующие излом и длину пластинки, а также угол атаки τ .

Частный случай. Любопытен частный случай открылка, когда жидкость входит на передний край в точке B и сходит в точке A сзади (фиг. 3).

В таком случае:

$$\gamma = \alpha,$$

и

$$N = (1+n)(1+b^2)^{-\frac{n}{2}}. \quad (30)$$

Выражение для коэффициента циркуляции C в этом частном случае примет следующий вид:

$$\hat{C} = -akv_0 N \frac{b^2 - (\alpha - 1)(1 + \beta)}{4b^3}. \quad (31)$$

Из формул (4) находим:

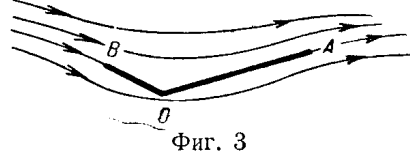
$$\left. \begin{aligned} \alpha - 1 &= \frac{\sqrt{1 + (1 - n^2) b^2} - 1}{1 + n}, \\ \beta + 1 &= \frac{\sqrt{1 + (1 - n^2) b^2} + 1}{1 + n}, \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

откуда

$$(\alpha - 1)(\beta + 1) = \frac{1 - n}{1 + n} b^2,$$

и

$$b^2 - (\alpha - 1)(1 + \beta) = \frac{2n}{1 + n} b^2.$$



В силу этих соотношений выражение для C можно представить еще в следующем виде:

$$C = - \frac{akv_0 n}{2b(1 + b^2)^{\frac{n}{2}}}, \quad (33)$$

где попрежнему:

$$\begin{aligned} k &= \frac{(\alpha - 1)^2 + b^2}{a^{1-n}}, \\ 1 + (1 - n^2) b^2 &= c^2, \\ k &= 2 \frac{c - 1}{1 - n^2} \left(\frac{c + n}{1 + n} \right)^n. \end{aligned}$$

Полагая

$$\frac{kn}{(1 + \sigma) b (1 + b^2)^{\frac{n}{2}}} = K, \quad (34)$$

для поддерживающей силы

$$P = 2\pi \cdot |C| \cdot \rho v_0$$

найдем следующее выражение:

$$P = K \pi \rho v_0 L, \quad (35)$$

где попрежнему:

$$L = a(1 + \sigma).$$

Нетрудно проверить, что выражение для K можно представить в следующем виде:

$$K = \frac{2n}{1 + \sigma} \sqrt{\frac{c - 1}{c + 1}} \frac{1}{\sqrt{1 - n^2}} \left(\frac{c + n}{c - n} \right)^{\frac{n}{2}} \left(\frac{1 - n}{1 + n} \right)^{\frac{n}{2}}. \quad (36)$$

Далее, так как:

$$\begin{aligned} \sqrt{\frac{c - 1}{c + 1}} \left(\frac{c + n}{c - n} \right)^{\frac{n}{2}} &= \sqrt{\sigma}, \\ \frac{1}{\sqrt{1 - n^2}} \left(\frac{1 - n}{1 + n} \right)^{\frac{n}{2}} &= \frac{1}{(1 + n)^{\frac{1+n}{2}} (1 - n)^{\frac{1-n}{2}}}, \end{aligned}$$

то для K получим:

$$K = \frac{2n \sqrt{\sigma}}{1 + \sigma} \frac{1}{(1 + n)^{\frac{1+n}{2}} (1 - n)^{\frac{1-n}{2}}}. \quad (37)$$

Обозначая для краткости

$$\frac{n}{(1 + n)^{\frac{1+n}{2}} (1 - n)^{\frac{1-n}{2}}} = \delta, \quad (38)$$

для поддерживающей силы P будем иметь очень простое выражение:

$$P = 2\pi\varrho v_0^2 L \delta \frac{V_{\sigma}}{1 + \sigma}. \quad (39)$$

Выражение (39) для поддерживающей силы можно представить еще иначе. Для этого положим:

$$d = \sqrt{OA \cdot OB} = a\sqrt{\sigma}.$$

Кроме того, так как

$$\angle BO, \overline{OA} = \Lambda = n\pi,$$

то формулу (39) можно представить в следующем виде:

$$P = 2\varrho v_0^2 d A \varepsilon, \quad (40)$$

полагая, что

$$\varepsilon = \frac{1}{\frac{1+n}{(1+n)^2} \frac{1-n}{(1-n)^2}}.$$

Предполагая n малым, для ε будем иметь:

$$\varepsilon = \left(1 + \frac{n^2}{2} + \frac{3}{8} n^4\right) \left(1 - \frac{n^2}{2} - \frac{n^3}{2} + \frac{n^4}{12}\right) \left(1 - \frac{n^2}{2} + \frac{n^3}{2} + \frac{n^4}{12}\right),$$

или окончательно:

$$\varepsilon = 1 - \frac{n^2}{2}.$$

SUMMARY

In this article is given a solution of the problem of the flow round the aerofoil shape represented in fig. 1.

By transforming the region of the flow in the semiplane of the variable u by the method of Prof. Tchaplin, using the transformation (I) and by introducing $\frac{dw}{du}$ (expression 9) there is obtained expression (18) for the coefficient of the circulation. The lift is determined by formula (19). If n is supposed to be small the expression for C takes a simpler form (24). In the conclusion of the article is discussed a particular case (fig. 3), when the fluid impinges on the leading edge at B and leaves at the point A in the rear. The corresponding coefficient of the circulation and the lift are given by formulae (33) and (35).

ПРЕДИСЛОВИЕ

Проблема разрезных крыльев в настоящий момент имеет для авиации очень большое значение. Применение этих крыльев дает возможность разрешить ряд важных вопросов динамики полета, трудно разрешимых при пользовании сплошными крыльями без разрезов. К этим вопросам относятся: уменьшение скорости самолета при посадке, увеличение устойчивости и управляемости, обеспечение выхода из штопора и др.

Центральный аэро-гидродинамический институт включил в число плановых заданий постановку как теоретической, так и экспериментальной разработки задач, входящих в общую тему исследования разрезных крыльев.

Ввиду актуальности для авиации получения скорейшего ответа на эти вопросы решено издавать отдельными выпусками все работы, являющиеся законченными этапами указанной темы.

Настоящий выпуск содержит результаты систематических исследований по выяснению влияния на аэродинамические характеристики крыла с закрылком формы его исходного профиля, величины хорды закрылка, влияния щели перед закрылком и характеристики опыта, при которых последний проводился; кроме того приведены результаты опытов по определению шарнирных моментов закрылка.

Аналогичные материалы частично имеются в иностранной литературе, но ввиду разнообразия результатов разрозненных испытаний в трубах различных аэродинамических лабораторий представляется существенно необходимым для прикладных и научных целей накопление систематических экспериментальных работ своих лабораторий, результатами испытаний которых пользуется своя авиационная промышленность.

А. Н. Журавченко.

Введение

В предлагаемой работе изложены результаты испытаний ряда разрезных крыльев с закрылком. Под разрезными крыльями с закрылком подразумеваются разрезные крылья, у которых отрезанная задняя часть может вращаться около продольной оси. Целью настоящей работы было изучение влияния на аэродинамические характеристики крыла формы щели, величины хорды закрылка и формы исходного профиля. Опыты велись в трубе НК-I (трубе № 3) старой аэродинамической лаборатории ЦАГИ (МВТУ) при скорости потока $v = 35$ м/сек (труба НК-I — закрытая, рабочая часть восьмигранной формы с диаметром вписанного круга $D = 1,5$ м).