

О РАСЧЕТЕ ВПАДИНЫ ЗА ПОДВОДНЫМ КРЫЛОМ КОНЕЧНОГО РАЗМАХА И ПЛОСКОЙ ГЛИССИРУЮЩЕЙ ПЛАСТИНКОЙ

Л. А. Эпштейн *

На базе использования гипотезы плоских сечений дается решение задачи о впадине, образующейся за малопогруженным подводным крылом конечного размаха. Результаты расчетов длины и наибольшей глубины впадины удовлетворительно согласуются с экспериментом. Решение обобщается на случай плоской глиссирующей пластинки.

Различные аспекты вопросов теории глиссирования и подводного крыла, созданной в тридцатых годах трудами академиков М. В. Келдыша, Н. Е. Кочина, М. А. Лаврентьева и Л. И. Седова, продолжают интересовать науку и промышленность.

До сих пор расчет впадины за подводным крылом производился полуэмпирическим формулам, полученным на базе теории размерностей и систематических опытов.

В настоящей заметке предлагается метод теоретического расчета формы диаметрального сечения впадины, образующейся за подводным крылом и плоской глиссирующей пластинкой.

При построении теории будем исходить из обычно принимаемых допущений:

- 1) будем считать справедливой гипотезу плоских сечений;
- 2) будем рассматривать достаточно малые возмущения свободной поверхности и достаточно большие числа Фруда, чтобы можно было моделировать подводное крыло схемой биплана.

Рассмотрим подводное крыло с хордой b и размахом l , движущееся на глубине h со скоростью v . За крылом образуется впадина с шириной, близкой к размаху крыла. При малых погружениях крыла поперечные сечения впадины близки к прямоугольным. С удалением от крыла впадина сужается и переходит в гребень.

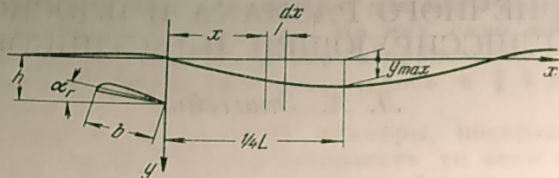
Движение вдоль вертикали участка свободной поверхности длиной dx можно получить из условия (фиг. 1)

$$m\ddot{y} = Y_A,$$

где m — присоединенная масса элемента пластинки шириной l и протяженностью dx , Y_A — архимедова сила, действующая на элемент. При расчете величины m будем исходить из известной теории Прандтля [3], согласно которой непрерывное давление крыла на встречаемые им

* Центральный аэрогидродинамический институт имени Н. Е. Жуковского, Москва.

массы жидкости можно заменить мгновенным давлением крыла, как доски с размахом l и длиной, равной пройденному крылом пути. Учет того, что крыло погружено на некоторую глубину, произведем, считая



Фиг. 1.

его нижним крылом биплана с расстоянием $2h$ между крыльями. При этих предположениях

$$(2) \quad m = \frac{\pi \rho l^2}{4x_1},$$

где функция $x_1(h/l)$ найдена Е. А. Федоровым [7]. Так как очевидно, что

$$(3) \quad Y_A = -\rho g l y dx,$$

то, подставляя (2) и (3) в (1), получим

$$(4) \quad \ddot{y} + n^2 y = 0,$$

где

$$(5) \quad n = \sqrt{\frac{4gx_1}{\pi l}}.$$

Решением (4) будет

$$(6) \quad y = A \cos nt + B \sin nt.$$

Время, истекшее с момента прохождения крыла под элементом dx с координатой x , будет $t = x/v$; следовательно,

$$(6') \quad y = A \cos \frac{n}{v} x + B \sin \frac{n}{v} x.$$

Одно из граничных условий для определения констант примем в виде: $y = 0$ при $x = 0$, откуда получим $A = 0$ и

$$(7) \quad y = B \sin \frac{n}{v} x = B \sin \frac{2\pi}{L} x.$$

Заметим, что произведенный расчет справедлив в пределах $x \sim 1/4 L$, когда впадина имеет еще приблизительно параллельные края и ее сечения близки к прямоугольнику.

С учетом (7) и (5) найдем

$$(8) \quad \frac{\bar{L}}{4} = \sqrt{\frac{\pi^3}{16x_1}} Fr \sqrt{\lambda},$$

где

$$(9) \quad \bar{L} = \frac{L}{b}, \quad \lambda = \frac{l}{b}, \quad Fr = \frac{v}{\sqrt{gb}}.$$

На фиг. 2 приведено сопоставление расчета по (8) с результатами эксперимента [8] (обозначения те же, что на фиг. 4 — см. стр. 639). Величина x_1 находилась по данным таблицы, заимствованной из [7].

Таблица

$100 \frac{h}{l}$	x_1	$100 \frac{h}{l}$	x_1	$100 \frac{h}{l}$	x_1
0	2				
3.46	1.715	10.9	1.450	39.3	1.137
4.02	1.695	18.5	1.308	55.7	1.080
4.78	1.658	23.0	1.256	92.1	1.038
5.88	1.610	28.1	1.204	143.4	1.032
7.67	1.540	32.2	1.175	225	1.022
		35.8	1.153	374	1.004

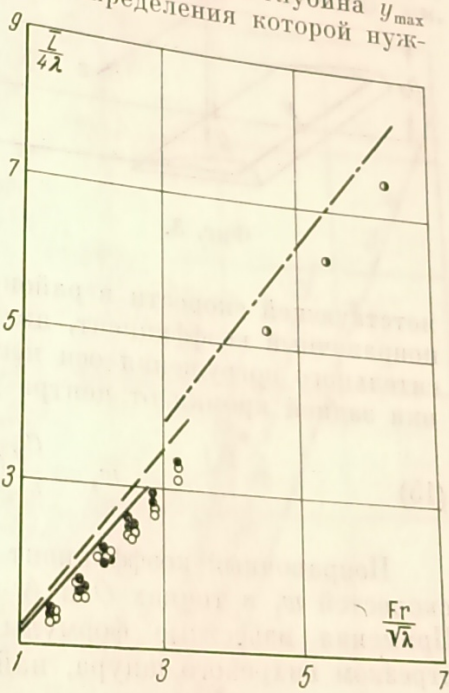
Перейдем к расчету глубины впадины. Согласно (7) будет равна постоянной B , для определения которой нужно знать начальную скорость опускания слоя у задней кромки крыла под углом скоса потока в этой области.

Известно (см., например, [3]), что для крыла с эллиптическим распределением нагрузки, движущегося в безвихревой жидкости, поверхность опускается со скоростью

$$w = \frac{2C_y}{\pi\lambda} v_0.$$

для подводного крыла прямоугольной формы эта скорость возрастает за счет «планного эффекта» [7]. С учетом поправок

$$w = \frac{2C_y}{\pi\lambda} (1 + \tau) x_1 v.$$



Фиг. 2.

для малых погружений крыла в первом приближении можно принять эту скорость начальной скорости опускания свободной поверхности и таким образом получить

$$\dot{y}|_{t=0} = Bn = \frac{2C_y}{\pi\lambda} (1 + \tau) x_1 v.$$

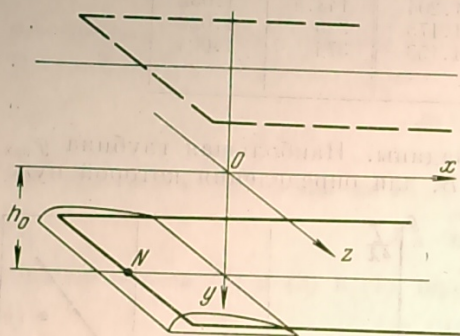
в соответствии с этой формулой угол наибольшего склона профиля впадины

$$\alpha_{\max} = \frac{2C_y}{\pi\lambda} (1 + \tau) x_1,$$

а величина максимальной глубины впадины $y_{\max} = B$, отнесенная к хорде крыла и к значению C_y , может быть с учетом формул (12) и (5) выражена в виде

$$(14) \quad \frac{y_{\max}}{C_y} = \sqrt{\frac{z_1}{\pi}} \frac{Fr}{\sqrt{\lambda}} (1 + \tau).$$

При использовании формулы (11) учитывалось, что, хотя индуцированная сбегаящими вихрями скорость w_1 с приближением к крылу уменьшается, в этой области должны быть еще приняты во внимание скорости w_2 , вызванные несущим вихрем. Суммарная вертикальная скорость в районе крыла $w = w_1 + w_2$ слабо зависит от координаты x , примерно соответствующая формуле (11), а для крыла в безграничной жидкости — формуле (10), и даже несколько возрастает с приближением к задней кромке (см., например, [1, 9]).



Фиг. 3.

Если погружение крыла не очень мало, то константу следует определить по вызванной вертикальной скорости на свободной поверхности в области над задней кромкой крыла.

Будем считать, что скорость w_1 , вызванная в указанной области сбегаящими вихрями, может быть выражена в виде произведения соот-

ветствующей скорости в районе центра давления крыла на некоторый поправочный коэффициент, являющийся функцией удлинения λ , относительного погружения оси несущего вихря \bar{h}_1 и безразмерного расстояния задней кромки от центра давления \bar{b}_1 , т. е. положим

$$(15) \quad w_1 = \frac{C_y}{\pi \lambda} (1 + \tau) z_1 f_1(\lambda, \bar{h}_1, \bar{b}_1).$$

Поправочный коэффициент f_1 найдем как отношение вертикальных скоростей w_1 в точках O и N (фиг. 3) при П-образной вихревой схеме. Применяя известные формулы для вычисления скорости, вызванной отрезком вихревого шнура, найдем

$$(16) \quad f_1 = \frac{w_{1O}}{w_{1N}} \frac{1 + \frac{S}{\sqrt{1 + S_1^2 + S_2^2}}}{(1 + S_2^2) \left(1 + \frac{1}{1 + 4S_2^2}\right)},$$

где

$$(17) \quad S_1 = 2 \frac{\bar{b}_1}{\lambda}, \quad S_2 = 2 \frac{\bar{h}_1}{\lambda}.$$

Для вертикальной скорости w_2 , вызванной в точке O несущими вихрями, аналогично получим

$$(18) \quad w_2 = \frac{C_y}{\pi \lambda} \frac{S_1}{S_1^2 + S_2^2} \frac{1}{\sqrt{1 + S_1^2 + S_2^2}}.$$

образом, вертикальная скорость на свободной поверхности над кромкой

$$w = w_1 + w_2 = \frac{C_y}{\pi \lambda} f,$$

$$f = (1 + \tau) \alpha_1 \frac{1 + \frac{S_1}{\sqrt{1 + S_1^2 + S_2^2}}}{(1 + S_2^2) \left(1 + \frac{1}{1 + 4S_2^2}\right)} + \frac{S_1}{(S_1^2 + S_2^2) \sqrt{1 + S_1^2 + S_2^2}}.$$

Окончательные формулы для определения α_{\max} и величины y_{\max}/C_y примут теперь вид

$$\alpha_{\max} = \frac{C_y}{\pi \lambda} f, \quad \frac{y_{\max}}{C_y} = \frac{f}{2\sqrt{\pi \alpha_1}} \frac{Fr}{\sqrt{\lambda}}.$$

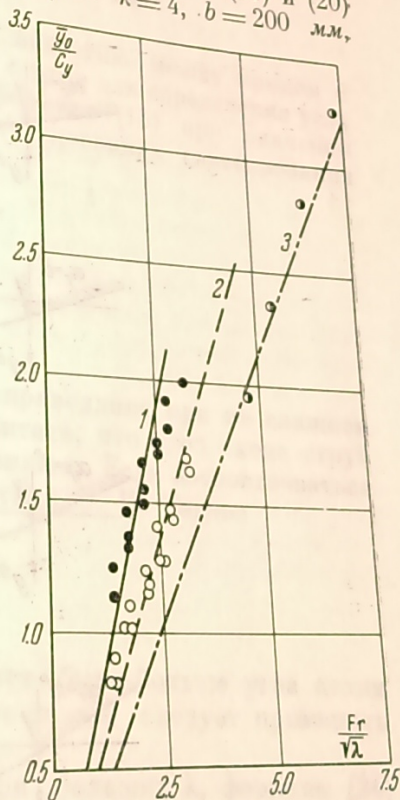
На фиг. 4 результаты расчетов глубины по формулам (21) и (20) сопоставлены с данными эксперимента [8] ($\lambda = 4, b = 200$ мм, $\alpha_r = -1^\circ \div -6^\circ$; $2 - \bar{h} = 0.7, \alpha_r = 0^\circ \div 6^\circ$; $3 - \lambda = 2, b = 62$ мм, $\alpha_r = 10^\circ$). При расчетах принято $\tau = 0.75$. Расчеты для крыла с $\lambda = 4$ проведены для угла $\alpha_r = 3^\circ$. Сопоставление расчета и эксперимента по определению глубины впадины оказывается весьма хорошим, в то время как длина впадины по расчету получается на 10—20% больше, чем в опытах (см. фиг. 2). Это объясняется неучтенным в теории поперечным смыканием впадины, переходящей затем в гребень. За счет поперечного смыкания продольный профиль впадины искажается и длина первой четверти волны несколько уменьшается, в то время как глубина впадины почти не меняется.

Расчет впадины за плоской глассирующей пластинкой, движущейся с большими числами Фруда, может быть выполнен на основании аналогичных соображений в соответствии с уравнением (6).

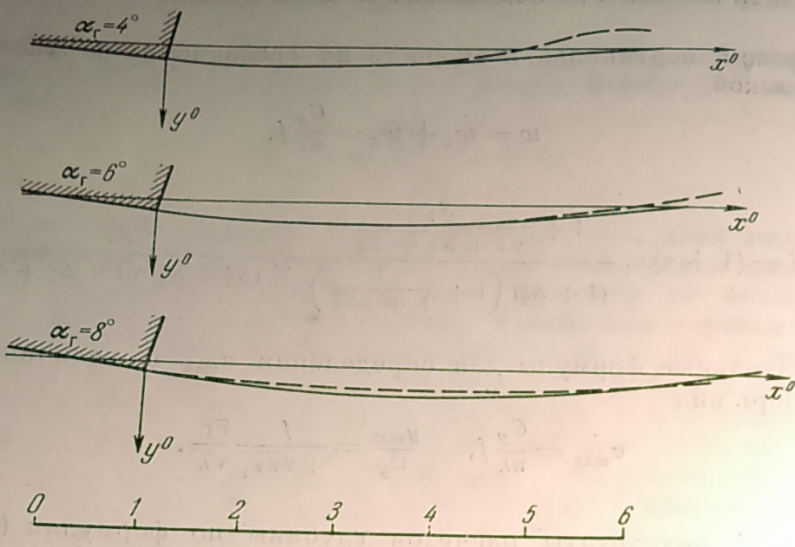
Граничные условия для определения констант теперь примут вид: $y = h, \dot{y} = 0$ при $x = 0$. Здесь h — осадка задней кромки глассирующей пластинки, а α — угол схода струй. Уравнение центрального сечения впадины получим в виде

$$y = h \cos kx + \frac{a}{k} \sin kx,$$

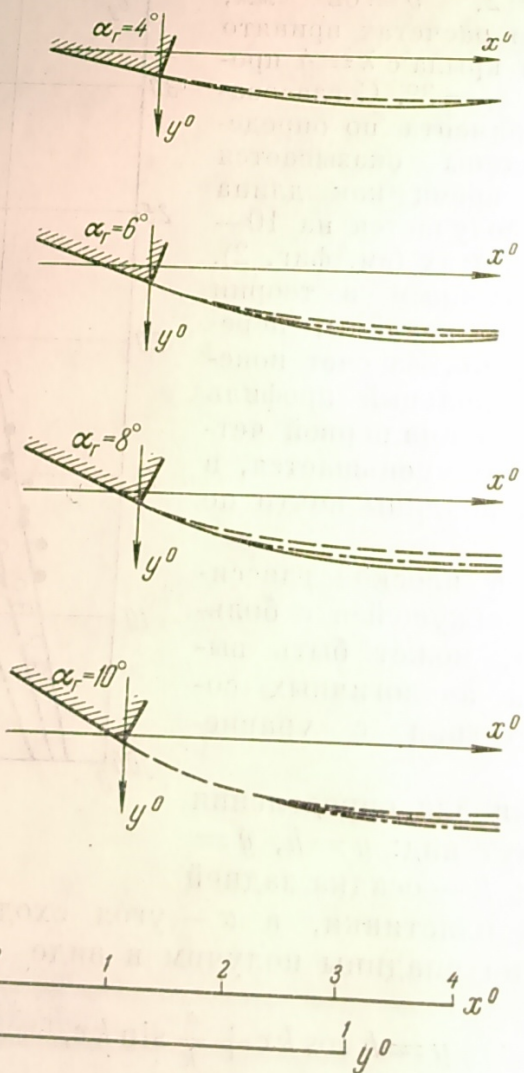
Угол при фиксированном h определяет величину h_1 .



Фиг. 4.



Фиг. 5.



Фиг. 6.

$$k = \frac{n}{v} = \sqrt{\frac{8}{\pi}} \frac{1}{l Fr_l}$$

Для глсссирующей пластинки принято в качестве характерного размера выбирать ее ширину, т. е. в наших обозначениях l ; соответственно вводится число Фруда $Fr_l = v/\sqrt{gl}$. Будем обозначать безразмерные величины, отнесенные к l , индексом «0» (например, $k^0, kl = k^0$). Заметим также, что под удлинением, как и для смоченной длины (в работах по глсссированию удлинением часто понимается обратная величина).
 Для наибольшей глубины впадины y_{\max} и ее расстояния x от заданной кромки пластинки получим из (22) формулы

$$y_{\max}^0 = \frac{\alpha}{k^0} \sqrt{1 + \frac{k^0 h^0}{\alpha}}, \quad x^0 = \frac{1}{k^0} \operatorname{arctg} \frac{\alpha}{k^0 h^0}$$

Л. И. Седов [4—5] отметил глубокую аналогию между крылом и глсссирующей пластинкой. В соответствии с этим для определения угла схода струй может быть использована формула (13) при значении $\alpha = \alpha_r$. Вводя вместо C_y принятый при исследованиях глсссирования коэффициент

$$C_B = \frac{2Y}{\rho v^2 l^2} = \frac{C_y}{\lambda}$$

можно написать *

$$\alpha = \frac{4}{\pi} C_B$$

формула (13), а следовательно и (25), справедлива при не слишком больших удлинениях. При малых λ можно считать, что угол схода струй равен геометрическому углу атаки пластинки α_r . Если воспользоваться большими чисел Фруда известной формулой Л. И. Седова

$$\frac{C_B}{\alpha_r} = \frac{0.7\pi}{\lambda + 1.4}$$

следует, что угол схода струй не может быть больше угла атаки пластинки, то можно получить, что условие $\alpha = \alpha_r$ следует применять при $C_B/\alpha > 1/4\pi$, т. е. при $\lambda < 1.4$.

При малых смоченных длинах, т. е. при больших λ , формулы (24) можно приближенно записать в виде

$$\frac{y_{\max}^0}{C_B} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} Fr_l, \quad x^0 = \frac{\pi}{2k^0} - \frac{h^0}{\alpha} = \sqrt{\frac{\pi^3}{32}} Fr_l - \frac{1}{\lambda_y}$$

Представление расчетов диаметрального сечения впадины за плоской глсссирующей пластинкой с опытами приведено на фиг. 5—6. На фиг. 5

Малую поправку τ учитывать не следует, так как передний контур смоченной поверхности приближает ее форму к эллиптической.