

**А.А. Горяинов**

**Справочник  
авиаконструктора**

**Том 2. Гидромеханика  
гидросамолета**

**Москва  
«Книга по Требованию»**

УДК 656  
ББК 39.1  
А11

A11 **А.А. Горяинов**  
Справочник авиаконструктора: Том 2. Гидромеханика гидросамолета / А.А. Горяинов – М.: Книга по Требованию, 2015. – 276 с.

**ISBN 978-5-458-43372-3**

Том II Справочника авиаконструктора, составляющегося по личному указанию незабвенного Г. К. Орджоникидзе, является продолжением работы ЦАГИ по сбору и систематизации литературных данных и практического опыта по расчету и конструированию самолетов и содержит материалы по гидромеханике гидросамолета.

**ISBN 978-5-458-43372-3**

© Издание на русском языке, оформление  
«YOYO Media», 2015

© Издание на русском языке, оцифровка,  
«Книга по Требованию», 2015

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.



Серия Книжный Ренессанс

[www.samizday.ru/reprint](http://www.samizday.ru/reprint)



## ВВЕДЕНИЕ

Стремление использовать для взлетов и посадок самолетов водную поверхность привело к необходимости разрешения проблемы движения по водной поверхности с большими скоростями. Опыт судостроения и обширные материалы по гидродинамике судов не могли быть использованы потому, что самолеты требовали для разбега скоростей хода по воде в несколько раз больших, чем максимальные скорости морских судов. Это обстоятельство заставило научных исследователей расширить область гидродинамических исследований и в результате разработать новые формы глиссирующих (скользящих по поверхности) корпусов. Проблема взлетающего с водной поверхности и садящегося на нее самолета (гидросамолета) была разрешена почти одновременно, в двух основных типах, одинаково применяемых и в настоящее время. Первым был построен поплавковый гидросамолет Кертиса, а несколько позже начала летать, с немалым успехом, летающая лодка Донне-Левека. Поплавковый гидросамолет получился из сухопутного самолета путем замены его колесного шасси на шасси с поплавками.

Всякий гидросамолет должен иметь плавательные приспособления той или иной формы, при помощи которых он осуществляет все маневры, связанные с осуществлением взлета, посадки и хода по воде. Следовательно, помимо полетных качеств, гидросамолет должен в какой-то мере обладать еще мореходными качествами, обеспечивающими ему безопасность маневрирования на воде, а также безопасный взлет и посадку при определенных волне и ветре.

Гидросамолет должен находиться на воде в состоянии статического плавания, когда вес его полностью поддерживается гидростатическими силами (стоянка на якоре, буксировка, дрейф, ход на малых скоростях), для чего он должен обладать достаточным запасом водоизмещения и продольной и поперечной остойчивостью, т. е. нормальными качествами корабля.

Во время разбега гидросамолет должен постепенно перейти, по мере увеличения скорости хода, на режим глиссирования, когда равнодействующая гидродинамических давлений, благодаря специальной форме днища, имеет настолько большую по величине вертикальную составляющую, что гидросамолет скользит по поверхности (ход на редане). Специальная форма днища корпуса в соединении с реданным уступом является неотъемлемой частью конструкции всякого современного гидросамолета. Растущая со скоростью аэродинамическая подъемная сила крыла создает постепенную разгрузку; максимум гидродинамического сопротивления наступает при 30—40% взлетной скорости, после чего, благодаря дальнейшей разгрузке, оно быстро падает до нуля (отрыв); когда весь полетный вес поддерживается крылом, и происходит взлет. С этого момента гидросамолет должен иметь нормальные полетные качества. Во время посадки гидросамолет проходит почти те же фазы, что и во время разбега, но только в обратном порядке.

У некоторых гидросамолетов перед выходом на редан замечается явление продольных раскачиваний. Эти колебания могут перейти в прыжки; при этом возникает опасность для гидросамолета после прыжка („барса“) удариться об воду носом, а может быть еще и с креном, что, кроме удара, вызовет еще и резкий разворот. Иногда наблюдается, что самолет во время глиссирования совершает ряд мелких подсакиваний, все более и более

редан. Скорость хода на редане быстро возрастает, вместе с ней растет подъемная сила крыльев и в момент достижения взлетной скорости гидросамолет отделяется от воды.

#### **Нормальная посадка гидросамолета**

Нормальная посадка происходит после выравнивания гидросамолета и касания затем воды, при положении ручки на себя. Гидросамолет может коснуться воды либо реданом (посадка с повышенной скоростью), либо хвостом и реданом одновременно (нормальная посадка), либо на больших углах дифферента, после потери скорости еще в воздухе (посадка с парашютированием). Коснувшись воды, гидросамолет продолжает двигаться с сильно уменьшающейся скоростью и перед переходом на режим плавания получает дифферент на корму, а затем быстро теряет скорость и останавливается. В момент первого касания воды может измениться дифферент гидросамолета под действием удара, особенно, если редан сильно смещен вперед или назад относительно центра тяжести. Слишком переднее положение редана вызывает после удара опускание хвоста и последующее рикошетирующее движение. При слишком заднем расположении редана гидросамолет после удара резко переваливается на нос, причем возникают мелкие продольные колебания.

Таким образом, основными проблемами гидродинамики при изучении взлета и посадки гидросамолета являются глиссирование и удар. Первоначальными задачами здесь являются: глиссирование плоской пластины и удар твердого тела простейшей формы о воду.

Трудность распространения полученных в подобных задачах решений на другие более сложные случаи и, в конечном счете, на гидросамолет, заставляет обращаться к экспериментальной стороне исследований; эти исследования проводятся как в специальных бассейнах (каналах) с моделями, так и в натуральных условиях. Выбор форм корпуса и расчет взлета базируется главным образом на экспериментальных данных.

Вопросы поведения гидросамолета на взволнованной поверхности и теоретически и экспериментально изучены чрезвычайно мало; некоторые общие положения, известные в этой области, позволяют с той или иной степенью достоверности только оценить уже выбранные формы и размеры корпуса.

#### **ТЕОРИЯ ГЛИССИРОВАНИЯ**

Глиссирование (скольжение) по поверхности воды есть такое движение судна, когда вертикальная сила, поддерживающая его на поверхности воды, почти целиком обусловлена динамической реакцией воды. (При движении водоизмещающих плавающих судов подъемная сила, как и при покое, представляет собой архимедову силу).

Характерной особенностью обводов гидросамолетов является наличие редана, скул и плоскодонная форма днища (днища профилируются в продольном и поперечном направлениях, но эти отклонения от плоской пластинки, в той части, которая воспринимает гидродинамические давления на режиме глиссирования, обычно незначительны).

Общая картина потока вблизи глиссирующей поверхности имеет правильный струйный характер. При большой скорости движения у переднего и боковых краев выбрасываются тонкие струи воды, которые разлетаются в брызги; это указывает на большие перепады давления при переходе от днища к поверхности воды. Непосредственно перед глиссирующей поверхностью вода и ее поверхность почти не возмущены; через весьма короткий промежуток времени эта вода быстро приводится в движение надвигающимся днищем и оттесняется вниз и в стороны. Вследствие быстрого изменения количества движения воды, глиссирующая поверхность испытывает значительное динамическое противодействие.

С увеличением скорости движения при переходе на режим глиссирования гидросамолет под действием динамических сил выталкивается на поверхность воды. На режиме глиссирования движение происходит при весьма незначительном водоизмещении; гидросамолет как бы скользит, едва касаясь поверхности воды.

Режим глиссирования характеризуется большим значением числа Фруда.

Энергию, переходящую от корпуса гидросамолета к воде, можно разделить на механическую энергию возмущений воды и энергию, рассеивающуюся благодаря силам вязкости. Расход энергии возмущенного движения воды можно составить из энергии, потребной для образования струи у переднего края и из энергии, остающейся за корпусом.

Доля сопротивления, зависящая от возмущений, оставшихся позади корпуса, аналогична индуктивному сопротивлению крыла; это сопротивление можно рассматривать как волновое сопротивление, так как возмущения воды на далеких расстояниях от корпуса преобразуются в волновые движения. Сопротивление, зависящее от наличия брызг у переднего края, играет главную роль, когда ширина глиссирующей поверхности значительно больше, в 3—4 раза, чем смоченная длина. В пределе, для бесконечного размаха при больших значениях числа Фруда отношение волнового сопротивления к сопротивлению брызгообразования близко к нулю.

Значение вязкости для установления первоначальных возмущений основного потока, сравнительно со значением инерции воды, ничтожно. Наоборот, на движение воды в струях и на движение воды в пограничном слое у днища вязкость влияет существенно. Силы, действующие на элементы днища, можно разложить на составляющие: нормальную и касательную к днищу.

Касательная составляющая представляет собой силу трения воды о днище; эта сила обусловлена движением воды в пограничном слое. При малых углах атаки доля сопротивления от трения воды о днище может быть очень большой. Учет этого сопротивления осложняется тем, что в передней части силы трения, приложенные к днищу, направлены вперед, так как скорость воды в струях больше скорости днища. Возможны также случаи, когда общая сила трения направлена вперед.<sup>10</sup>

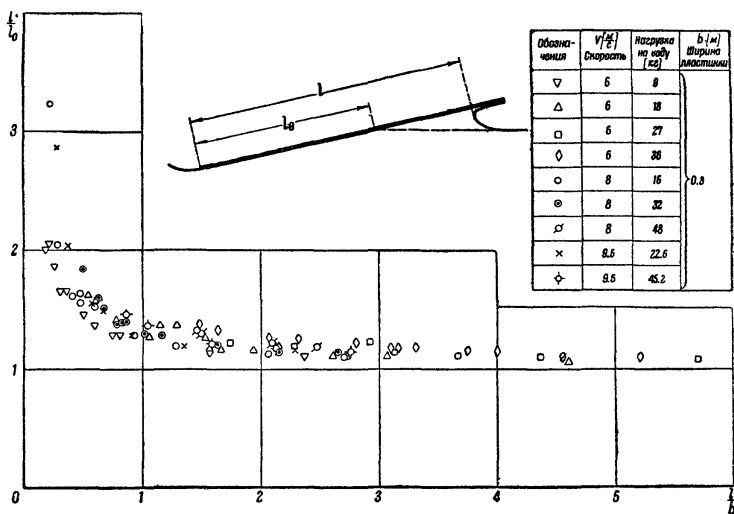
Нормальная составляющая практически зависит только от распределения давления по днищу. При глиссировании нет отрыва пограничного слоя внутри внешнего потока, следовательно нет существенного искажения потенциального обтекания. Поэтому распределение давления по днищу можно определять, рассматривая движение воды без учета сил вязкости (при этом возмущением внешнего потока, которое вызывается присутствием пограничного слоя, обычно пренебрегают).

Общая гидродинамическая сила составляется из силы трения и из силы, получаемой суммированием сил, нормальных к днищу.

У передней части глиссирующей поверхности имеет место подпор воды. Смоченная поверхность, вдоль которой воспринимаются гидродинамические давления, больше, чем геометрически определенная поверхность днища под невозмущенным уровнем воды. Опыты с плоскими пластинками показали, что отношение смоченной длины  $l$  к ее части под уровнем  $l_0$  в основном зависит от отношения  $\frac{l}{b}$ , где  $b$  — ширина пластинки. На фиг. 1

представлены опытные данные, полученные Зотторфом.<sup>1</sup> В таблице I приведены результаты опытов Барильона.<sup>4</sup>

На разброс точек влияет некоторая зависимость  $\frac{l}{l_0}$  от числа Фруда  $Fr_B = \frac{V}{\sqrt{gb}}$ , а также погрешности в измерениях смоченной длины  $l$ . Смоченную длину трудно измерить точно, в виду неопределенности ее границы, особенно при малых отношениях  $\frac{l}{b}$ ; в этом случае трудно получить



Фиг. 1

Таблица 1  
Угол атаки  $\alpha = 7^\circ$

$V \left[ \frac{м}{с} \right]$	$b \text{ [м]}$	$\frac{l}{l_0}$	$\left[ \frac{l}{b} \right]$
3	0,3	1,68	0,28
3	3	7	0,12
3	6	8	0,07
4	0,3	1,7	0,283
4	3	12,6	0,21
4	6	13,6	0,113

установившееся обтекание. Несмотря на это, опытные данные ясно показывают, что при большой ширине глissирующей поверхности впереди имеется значительный подпор воды, а это оказывает существенное влияние на гидродинамические силы. Поэтому при теоретическом определении гидродинамических сил берут в качестве характерного продольного размера значение смоченной длины  $l$ . Расположение глissирующей поверхности по высоте нужно учитывать только в уточненной теории, когда принимается во внимание весомость воды.

Дать точный теоретический анализ процесса глissирования с учетом всех факторов, оказывающих влияние на это явление, невозможно. Поэтому теория рассматривает лишь различные простые предельные случаи, дающие в совокупности картину процесса глissирования, позволяющие выделить главные факторы и разъяснить результаты экспериментов.

### Конечные углы атаки

Задача о глissировании по поверхности невесомой идеальной жидкости для плоскопараллельного движения (бесконечная ширина) принадлежит к задачам типа Гельмгольца-Кирхгофа о струях. Для плоской пластинки в этом случае имеются решения для конечной и бесконечной глубины потока.<sup>8 5 9</sup>

На фиг. 2 представлены форма свободной поверхности и распределение давлений для различных углов атаки  $\alpha$  при обтекании плоской пластинки бесконечно глубоким потоком. Гидродинамическая сила нормальна к пластинке и ее величина на единицу ширины пластинки дается формулой:

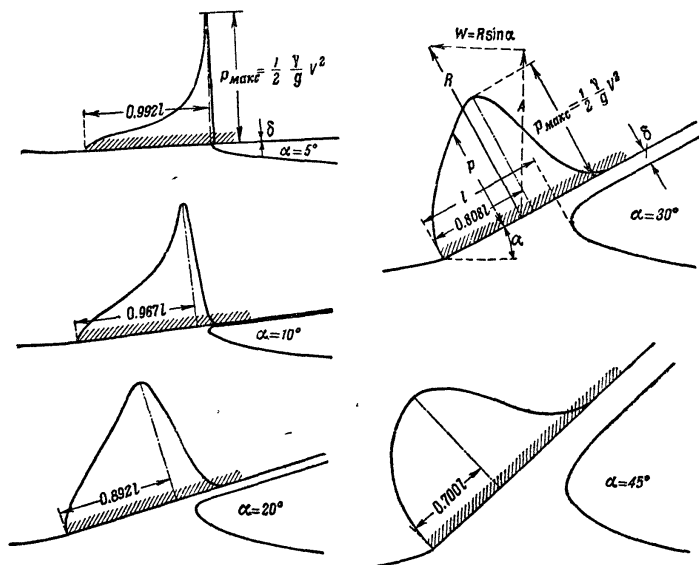
$$R = \rho \delta V^2 \operatorname{ctg} \frac{\alpha}{2},$$



где  $\rho$  — плотность жидкости,  $\delta$  — толщина брызговой струи в бесконечности,  $V$  — скорость движения пластинки и  $\alpha$  — угол атаки — угол между скоростью и пластинкой. Из этой формулы получаются для подъемной силы и сопротивления следующие формулы:

$$A = R \cos \alpha,$$

$$W = R \sin \alpha = 2\rho\delta V^2 \cos^2 \frac{\alpha}{2}.$$



Фиг. 2. Свободная поверхность и распределение давлений при обтекании плоской пластинки струйным потоком невесомой жидкости. Для пластинок конечной ширины угол атаки  $\alpha$  следует заменить эффективным углом атаки  $\alpha_w$  (стр. 22)

Из формулы Бернулли, примененной к невесомой жидкости, следует, что на свободной поверхности, где давление постоянно, величина относительной скорости жидкости везде равняется скорости глissiрующей пластинки; поэтому величина абсолютной скорости жидкости в струе равняется  $2V \cos \frac{\alpha}{2}$  (когда  $\alpha$  весьма мало, это количество почти равно  $2V$ ). Количество жидкости, попадающее в струю за единицу времени (расход струи), равняется  $\rho\delta V$ .

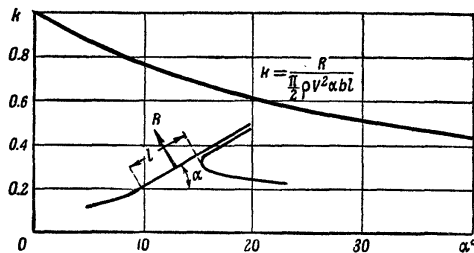
Кинетическая энергия, приобретаемая струей в единицу времени, дается выражением:

$$\frac{\rho\delta V \left( 2V \cos \frac{\alpha}{2} \right)^2}{2} = 2\rho\delta V^3 \cos^2 \frac{\alpha}{2} = WV.$$

Следовательно, сопротивление  $W$  есть результат образования брызговой струи у переднего края. На большом расстоянии от пластинки жидкость успокаивается полностью. Этот результат справедлив также при обтекании изогнутых пластинок плоскопараллельным потоком невесомой жидкости.

Величину смоченной длины  $l$  определяют как расстояние от задней кромки до точки пересечения перпендикулярной к пластинке касательной

к свободной поверхности. При малых углах атаки смоченная длина отличается только на малое второго порядка от расстояния между задней кромкой и критической точкой. В критической точке скорость равна нулю а давление максимально и равно скоростному напору  $\frac{\rho V^2}{2}$



Фиг. 3. График для определения коэффициента  $k$ . Для пластинок конечной ширины угол атаки  $\alpha$  следует заменить эффективным углом атаки  $\alpha_w$  (стр. 22)

Числовые значения  $k$  даны в таблице II. При малых  $\alpha$  зависимость  $\delta$  от  $l$  и  $\alpha$  имеет вид:

$$\delta = \frac{\pi l \alpha^2}{4}$$

(при малых  $\alpha$  брызговая струя у переднего края очень тонкая).

Таблица II

$\alpha^\circ$	0,5	0,75	1,0	1,5	2,0	3,0	4,0	6,0	8,0	10,0
$k$	0,983	0,978	0,97	0,957	0,944	0,918	0,895	0,85	0,805	0,765

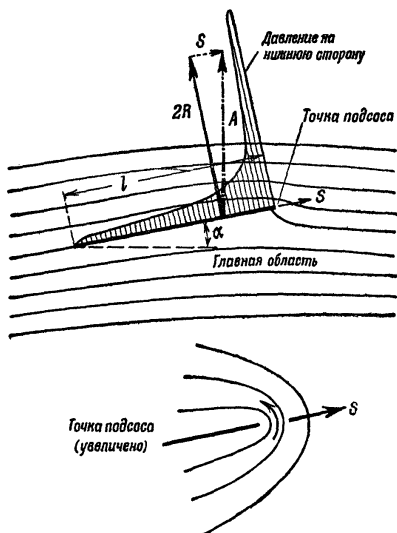
### Весьма малые углы атаки. Аналогия с крылом

Для малых углов наклона элементов глиссирующей поверхности к горизонту, гидродинамическую задачу об определении возмущенного движения воды можно значительно упростить, если применять приближенные методы, которыми пользуются в теории волн малой амплитуды и в теории тонких крыльев. Эти приближенные методы заключаются в следующем: граничные условия на смоченной и свободной поверхностях переносятся по вертикали на горизонтальную плоскость, совпадающую с первоначальным невозмущенным уровнем воды; в граничных условиях сохраняются только малые первого порядка относительно  $\alpha$ . Пользуясь допущением, что величина абсолютной скорости на свободной поверхности имеет порядок  $\alpha$ , в условии о постоянстве давления на свободной границе пренебрегают квадратами величины абсолютной скорости жидкости. В соответствии с опытными данными предполагается, что у задней кромки нет брызговой струи, а имеется плавное стекание воды.

Если, кроме того, пренебречь весомостью воды (большие значения чисел Фруда), то из граничных условий сразу получается, что искомый поток в нижнем полупространстве можно рассматривать как часть потока в бесконечном пространстве около тонкого крыла, имеющего форму глиссирующей поверхности и движущегося с той же скоростью, что и глиссирующая поверхность.

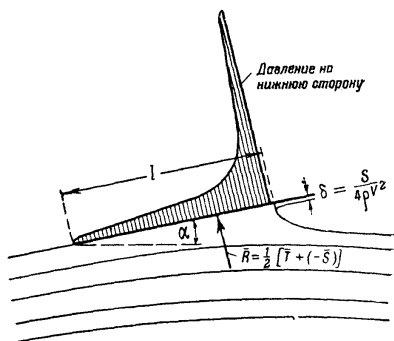
Квадратом абсолютной скорости у переднего края, где образуется брызговая струя, пренебрегать нельзя, потому что абсолютные скорости

жидкости в струе имеют порядок удвоенной скорости глissирующей поверхности. Струйное течение вблизи переднего края глissирующей поверхности отличается от течения вблизи переднего острого края крыла.



Фиг. 4. Обтекание плоской пластинки бесконечного размаха при малом угле атаки. Точка подсоса

имеет место обтекание острого угла, и поэтому скорость жидкости бесконечна; здесь получается большое разрежение, что обуславливает наличие подсасывающей силы (фиг. 4). Вагнер показал<sup>3</sup>, что эту бесконечную скорость можно рассматривать как модель брызговой струи, а ве-



Фиг. 5. Глissирование плоской пластинки бесконечного размаха при малом угле атаки

личину половины подсасывающей силы—как сопротивление брызгообразования. К переднему краю крыла можно приставить такое струйное течение Кирхгофского типа, чтобы это течение уже на близких расстояниях от острия переходило плавно в поток в нижнем полупространстве около крыла (фиг. 5). Толщина струи  $\delta$  этого течения связана с величиной подсасывающей силы  $S$ , отнесенной к единице ширины, соотношением:

$$\delta = \frac{S}{4\rho V^2}.$$

Значение  $S$  можно определить из теории крыла.

Сопротивление брызгообразования  $W_{sp}$ , отнесенное к единице ширины, в виду малости  $\alpha$ , может быть взято равным:

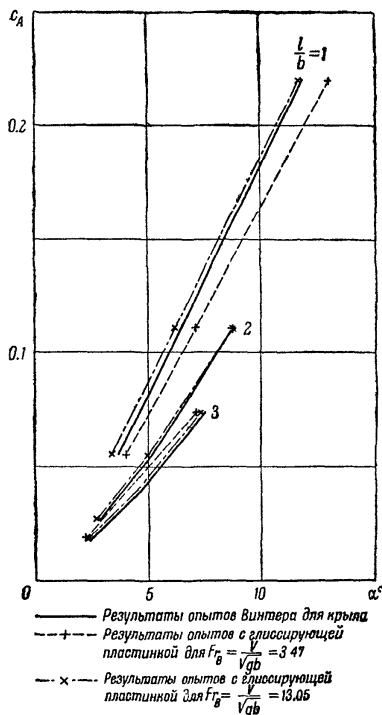
$$W_{sp} = 2\rho\delta V^2 = \frac{S}{2};$$

следовательно, сопротивление брызгообразования равняется половине подсасывающей силы соответствующего крыла.

Величина подъемной силы определяется главной частью потока, внешней к малой окрестности переднего края. Эти главные части потока у глissирующей поверхности и в нижнем полупространстве у крыла одинаковы. Так как на тонкое крыло сверху и снизу действуют одинаковые силы, то полная гидродинамическая сила  $R$ , действующая на глissирующую поверхность, определится как половина разности между полной силой  $T$ , действующей на крыло, и подсасывающей силой  $S$ :

$$R = \frac{1}{2} [T - S].$$

Это соотношение — основное в теории глссирования; оно справедливо как для коротких (большая ширина), так и для длинных пластинок, как для установившегося, так и для неустановившегося движения. На основании этого соотношения в теорию глссирования целиком переносятся многие результаты из теории крыла. На фиг. 6 представлены результаты опытов



Фиг. 6

для плоской пластинки, полученные при продувках в трубе Винтером<sup>6</sup> и при опытах с глссированием в канале Замбраусом.<sup>10</sup> По оси ординат отложены значения коэффициента общей силы, нормальной к пластинке:

$$c_A = \frac{R}{\frac{\rho V^2}{2} bl},$$

где  $b$  — ширина пластинки,  $l$  — длина, причем для крыла взята половина этого коэффициента. Фиг. 6 показывает совпадение данных этих различных опытов; это хорошо подтверждает вывод теории (относительно согласования теории глссирования, основанной на аналогии с крылом, с результатами экспериментов см. и фиг. 14). Как видно из фиг. 6, описанная аналогия, теоретически доказанная для бесконечно малых углов атаки, оказывается справедливой и для сравнительно больших углов атаки. Кроме того, фиг. 6 показывает, что влияние весомости воды в условиях проведенных опытов для значений числа

$$\text{Фруда } Fr_b = \frac{V}{\sqrt{gb}} > 3,47 \text{ невелико и,}$$

следовательно, во многих практических случаях это влияние можно не учитывать.

По теореме Н. Е. Жуковского для крыла бесконечно большого размаха сила  $T$  перпендикулярна к скорости. При малых углах атаки и малой кривизне тонкого профиля подсасывающая сила будет малой второго порядка и ее можно считать направленной по скорости крыла. Отсюда следует, что при глссировании слабо искривленных пластинок бесконечной ширины под малым углом атаки справедливы соотношения:

$$A = \frac{1}{2} T,$$

$$W = W_{sp} = \frac{1}{2} S,$$

где  $A$  — подъемная сила,  $W$  — полное сопротивление.

В частности, для плоской пластинки, для сил, действующих на единицу ширины, справедливы формулы:

$$A = \pi \frac{\rho V^2}{2} l \alpha,$$

$$W = \pi \frac{\rho V^2}{2} l \alpha^2.$$

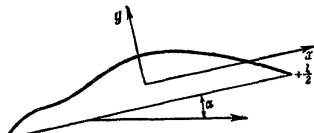
Эти формулы при малых  $\alpha$  совпадают с формулами, полученными при более точном решении задачи (стр. 13 и 14).

Ниже приводятся общие формулы для гидродинамических сил при плоскопараллельном движении жидкости, действующих на единицу ширины как угодно слабо изогнутого профиля. (Эти формулы получаются непосредственно из данных в работе Седова<sup>8</sup>).

Если форма профиля дана уравнением.

$$y=f(x), \quad \frac{dy}{dx}=f'(x)$$

(ось  $Ox$  параллельна хорде смоченной части профиля, а ось  $Oy$  проходит через середину хорды) (фиг. 7), тогда



Фиг. 7

$$A=\pi \frac{\rho V^2}{2} l (\alpha_1 + \alpha),$$

$$W=W_{sp}=\pi \frac{\rho V^2}{2} l (\alpha_2 + \alpha)^2,$$

где

$$\alpha_1 = \frac{2}{\pi l} \int_{-\frac{l}{2}}^{+\frac{l}{2}} f'(x) \sqrt{\frac{l-2x}{l+2x}} dx,$$

$$\alpha_2 = \frac{2}{\pi} \int_{-\frac{l}{2}}^{+\frac{l}{2}} f'(x) \frac{dx}{\sqrt{l^2 - 4x^2}};$$

если

$$f'(x) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \left( \frac{2x}{l} \right)^{n-1},$$

то

$$\alpha_1 = A_1 + \sum_{k=1}^{\infty} (A_{2k+1} - A_{2k}) \frac{(2k-1)(2k-3) \dots 5 \cdot 3 \cdot 1}{2^k k!},$$

$$\alpha_2 = \sum_{k=0}^{\infty} A_{2k+1} \frac{(2k-1)(2k-3) \dots 5 \cdot 3 \cdot 1}{2^k k!}.$$

Формулы для  $A$  и  $W$  показывают, что изгиб пластинки оказывает существенное влияние на значение гидродинамических сил; эти формулы аналогичны формулам  $A=\pi \frac{\rho V^2}{2} l \alpha$  и  $W=\pi \frac{\rho V^2}{2} l \alpha^2$  для плоской пластинки с измененными значениями угла атаки.

Для дуги круга или, что при данном приближенном методе равносильно, для дуги параболы:

$$y=f(x) = -f \frac{4x^2}{l^2}$$

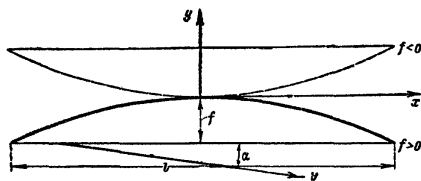
В этом случае  $a_1 = \frac{2f}{l}$  и  $a_2 = 0$ , и следовательно:

$$A = \pi \frac{\rho V^2}{2} l \left( \frac{2f}{l} + a \right),$$

$$W = \pi \frac{\rho V^2}{2} l a^2,$$

где через  $f$  обозначена стрелка прогиба (фиг. 8) (при  $f > 0$  дуга направлена вогнутостью вниз, при  $f < 0$  — вогнутостью вверх).

При  $a = 0$  для дуги круга сопротивление идеальной жидкости равно нулю, подъемная сила отлична от нуля, причем при  $f > 0$  сила направлена вверх, а при  $f < 0$  — вниз, т. е. имеет место засасывание пластинки внутрь воды. Очевидно, что для малых  $a$ , именно:  $a < \frac{2|f|}{l}$ , при  $f < 0$  эффект засасывания сохраняется.



Фиг. 8

При плоскопараллельном движении для распределения давления в продольном направлении справедлива следующая формула:

$$p - p_0 = \rho V^2 \sqrt{\frac{l+2x}{l-2x}} \left[ a + \frac{1}{\pi} \int_{-\frac{1}{2}}^{+\frac{1}{2}} \frac{f'(u)}{x-u} \sqrt{\frac{l-2u}{l+2u}} du \right]$$

где  $p$  — давление на пластинке,

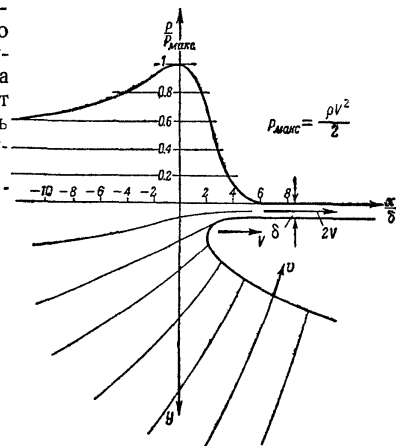
$p_0$  — атмосферное давление;

для плоской пластинки  $f'(u) = 0$ .

Для интеграла берется его главное значение в смысле Коши. Формула пригодна для вычисления распределения давления от задней кромки до критической точки. Распределение давлений за критической точкой получается из рассмотрения струйного течения у переднего края. Это струйное течение и распределение давлений показаны на фиг. 9. Ввиду малости расстояния между передним краем и критической точкой, доля подъемной силы, обусловленная давлениями в этой области, будет малой второго порядка как при струйном обтекании, так и у крыла.

На фиг. 10 представлены кривые распределения давления, полученные в опытах Зотторфа с плоскими пластинками.<sup>1</sup> Эти кривые по своей форме сходны с соответствующей кривой распределения, полученной теоретически для плоской пластинки бесконечной ширины (фиг. 2 и 5).

Вдоль смоченной поверхности, вообще говоря, имеет место весьма сильное изменение давлений в продольном направлении. Для плоских



Фиг. 9. Распределение давлений на пластинке в области переднего края за критической точкой. Линии тока проведены для абсолютного движения жидкости