

УДК 551.46.077:629.584

КОНЦЕПЦИЯ АВТОНОМНОГО ПОДВОДНОГО АППАРАТА, ИСПОЛЬЗУЮЩЕГО СОЛНЕЧНУЮ ЭНЕРГИЮ И ЭНЕРГИЮ МОРСКОГО ВОЛНЕНИЯ

М.Д. Агеев

Повышение автономности АНПА связано с развитием новых энерготехнологий, основанных как на применении высокочастотных электрохимических источников тока, так и на утилизации природных источников энергии. Академик М.Д. Агеев в течение многих лет занимался проблемами энергетики АНПА, придавая большое значение нетрадиционным источникам тока. Результаты многолетних работ по созданию «солнечного» АНПА (САНПА) получили отражение в его докладах на международных конференциях и ряде журнальных статей и монографий. Вопросы использования энергии морского волнения также обсуждались в ряде выступлений, но результаты этих фундаментальных исследований не были опубликованы. Материалом для данной статьи послужили рукописи статей и отчетов, в которых изложены основные идеи и детальные обоснования концепции АНПА на нетрадиционных источниках энергии. С учетом журнального формата в эти первоисточники была внесена незначительная корректура, не нарушающая общий стиль автора.

Л. КИСЕЛЕВ

ВВЕДЕНИЕ

Очевидно, что возможности «солнечного» подводного аппарата всецело зависят от доступной солнечной энергии. Коэффициент полезного действия выпускаемых в настоящее время фотопреобразователей невелик, вследствие чего работа «солнечного» АНПА затруднена в зимнее время, и особенно в высоких широтах. Ветровая и, соответственно, волновая энергии имеют взаимно-обратное по отношению к солнечной энергии распределение по времени года и широте. Это позволяет считать, что использование обоих видов энергии повысит эффективность использования

АНПА в большем диапазоне широт и в любое время года.

Преобразователи волновой энергии в электрическую являются достаточно громоздкими механическими устройствами и практически неприемлемы для использования на аппарате. В этом смысле оказывается более разумным преобразование волновой энергии в энергию движения АНПА. Правда, при этом обеспечивается лишь движение по поверхности, но во многих случаях необходимы переходы аппарата к новой точке производства измерений. Ранее было показано [1, 2], что наиболее выгодной формой «солнечного» аппарата является форма крыла. Преобразование волновой

энергии в энергию движения аппарата, как это будет показано ниже, возможно путем применения крыльевой системы. Таким образом, оказывается, что придание аппарату свойства утилизировать волновую энергию практически не требует дополнительных затрат. В настоящей статье анализируется работа крыльевой системы при волнении.

Использование энергии волнения для обеспечения береговых потребителей, по крайней мере, в настоящее время, представляется не слишком перспективным. Утилизация, например, ветровой энергии наверняка потребует меньших капитальных затрат, будут меньшими и эксплуатационные расходы. Иное дело – открытое море. Несмотря на то что ветер и в этих условиях, по-видимому, является одним из лучших экологически чистых источников энергии, в ряде случаев преобразование волновой энергии оказывается более удобным.

Волновая энергия, как и энергия ветра, может быть использована для движения судов. Наиболее раннее известное автору техническое решение предложено в 1934 году Г.Е. Павленко [3]. В нем предлагается пассивный крыльевой успокоитель качки судна, который позволяет утилизировать энергию качки для создания дополнительного упора.

Плотность обоих упомянутых видов энергии сравнительно невелика и приводит к необходимости использовать большие по размерам преобразующие устройства. Достаточно вспомнить силуэт парусника с поставленным вооружением, чтобы оценить размеры движителя. Аналогичным образом обстоит дело и с волновым движителем. Здесь, впрочем, есть и осложняющее обстоятельство. Парусное вооружение работает

в воздушной среде, в принципе, не затрагивая конструкцию корпуса судна и, что особенно важно, его подводную часть. Волновой движитель, очевидно, должен быть погружен ниже ватерлинии, и его надо рассматривать как элемент конструкции корпуса. Это, во-первых, требует нового подхода при проектировании судна и, во-вторых, очерчивает области, где волновой движитель может найти применение.

В этой связи, естественно, возникает вопрос – целесообразно ли использовать крыльевой движитель для судов традиционного типа? По-видимому, на него сразу можно ответить отрицательно. Как показывают расчеты, система может быть эффективной при соразмерности корпуса и крыльевой системы. При небольших размерах крыльев они могли бы служить успокоителем килевой качки и, возможно, создавать некоторую долю упора. Однако известно, что попытки применения подобных успокоителей оказались неудачными из-за конструктивных и эксплуатационных трудностей. Впрочем, в работе [2] предлагается использовать крыло (2% от площади ватерлинии) для демпфирования килевой качки яхты и отмечается, что при модельных испытаниях замерено уменьшение добавочного сопротивления, обусловленного килевой качкой.

Двух-трехкорпусные суда сравнительно небольших размеров (спортивные и туристические) могут явиться основой для создания судов с волновым движителем благодаря удачному сочетанию особенностей как конструкции собственно судна, так и крыльевой системы. При этом возможно, что пустотелые крылья дадут значительную долю водоизмещения, что позволит уменьшить сопротивление погруженной части корпуса или свести ее к стойкам, как это

делается на судах с малой площадью ватерлинии. Представляется, что разумный диапазон размеров таких судов соответствует водоизмещениям 1–30 т.

Интересна возможность применения крыльевой системы в качестве спортивного снаряда. Это вид *wave-surfing* в условиях умеренного волнения (2–4 балла). Скорости 6–10 узлов, конечно, не позволяют соперничать с *wind-surfing*, но представляются достаточно интересными. Вероятно, умение управлять таким снарядом будет существенно влиять на результаты, что явится хорошим основанием для спортивных состязаний.

Имеется принципиальная возможность использовать крыльевую систему для крупнотоннажных перевозок жидких грузов. Ограничением в этом случае являются значительные поперечные размеры крыльевой системы. Навигация такого судна в узкостях и гаванях практически невозможна. Наличие выносных заправочных сооружений в открытом море ослабляет эту трудность.

Наконец, весьма перспективным представляется создание автономных подводных и надводных аппаратов для океанологических и метеорологических измерений. Для этого применения наличие крыльевой системы с большой площадью дает новый положительный эффект – возможность размещения солнечных батарей на большой площади. Такой аппарат может использовать энергию волн в основном для движения по заданному маршруту. Солнечная энергия, преобразованная в электрическую, обеспечит работу систем управления, навигации, связи и собственно измерительных устройств. Большая площадь солнечных батарей позволяет использовать электроэнергию и для движения в тихую погоду. В случае подводного аппарата ее будет достаточно для эпизодических

погружений и выполнения глубоководных измерений. Необходимо отметить, что проблема экологического и климатического мониторинга океана может быть эффективно решена лишь при использовании большого числа автономных необитаемых и необслуживаемых станций. Принципиальным ограничением в настоящее время является отсутствие дешевого и емкого источника энергии. Использование энергии волн и солнца радикально решает эту проблему.

1. ВОЗДЕЙСТВИЕ ВОЛНЫ НА ПРЯМОЛИНЕЙНО ДВИЖУЩЕЕСЯ КРЫЛО

Рассмотрим крыло, движущееся прямолинейно с постоянной скоростью в возмущенной среде. Как известно, волновой процесс сопровождается круговыми движениями частиц жидкости. Скорости движения частиц могут быть разложены на горизонтальную и вертикальную компоненты. Если крыло движется горизонтально со скоростью большей, чем составляющие скорости движения частиц жидкости, горизонтальными составляющими можно пренебречь.

При этом условии обтекание крыла можно представить схемой, показанной на рис. 1. Мы будем пользоваться двумя системами координат – связанной со скоростью потока, набегающего на крыло, XOY , и второй,

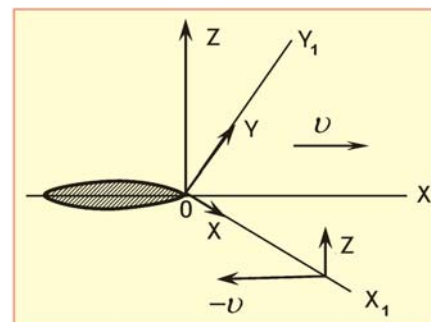


Рис. 1. Схема обтекания крыла

связанной с крылом, XOZ . Традиционно в гидродинамике крыла ординаты обозначаются как Y , а в теории волнения – Z .

При взаимодействии крыла с набегающим потоком возникает подъемная сила Y и сила сопротивления X . Угол атаки α , как видно из рисунка, можно определить по формуле:

$$\operatorname{tg} \alpha = \dot{z}/v, \quad (1)$$

где \dot{z} – вертикальная составляющая скорости потока, v – скорость движения крыла. При этом

$$X = qC_x(\alpha)S, \quad (2)$$

$$Y = qC_y(\alpha)S, \quad q = \rho v^2/2,$$

где $C_x(\alpha)$, $C_y(\alpha)$ – коэффициенты сопротивления и подъемной силы; S – площадь крыла, м^2 ; $\rho = 1000 \text{ кг/м}^3$ – плотность воды; q – скоростной напор, Па.

Перепроектируем силы на оси XOZ :

$$R_x = X \cos \alpha + Y \sin \alpha \quad (3)$$

$$R_y = -X \sin \alpha + Y \cos \alpha.$$

Теперь необходимо определить коэффициенты C_x , C_y .

На рис. 2 показан характер зависимостей $C_x(\alpha)$ и $C_y(\alpha)$.

Величина коэффициента сопротивления хорошо аппроксимируется квадратичной зависимостью:

$$C_x(\alpha) = -(C_{x0} + C_{x1}\alpha^2). \quad (4)$$

Коэффициент подъемной силы при умеренных значениях угла атаки ($8-15^\circ$) практически линейно зависит от α . При достижении некоторого критического угла атаки начинается срыв потока, и $C_y(\alpha)$, достигая максимума, дальше начинает падать, при этом происходит и увеличение силы сопротивления.

Мы пока ограничимся рассмотрением работы крыла лишь в линейной области его характеристики, записав

$$C_y(\alpha) = c_y \alpha. \quad (5)$$

При использовании выражений (4, 5) входящие в них коэффициенты легко подсчитать из известных для крыла данного профиля графиков $C_x(\alpha)$, $C_y(\alpha)$. Как видно из рис. 2 и как следует из (4, 5), эти коэффициенты можно получить, взяв на графике $C_y(\alpha)$ точку M вблизи конца линейной части характеристики. Абсцисса этой точки α_m – предельный угол атаки, а C_{xm} , C_{ym} – соответствующие этому углу значения коэффициентов.

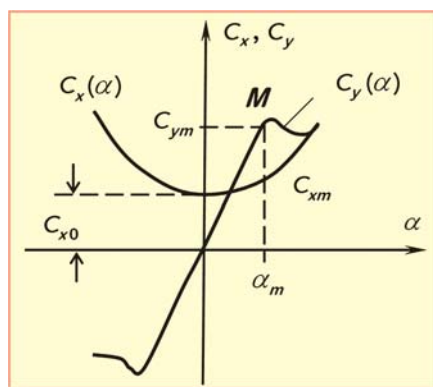


Рис. 2. Зависимости гидродинамических коэффициентов от угла атаки

Сняв с графиков указанные величины и значение $c_{x0} = C_x(0)$, легко рассчитать:

$$c_{x1} = \frac{C_{xm} - c_{x0}}{\alpha_m^2}, \quad c_y = \frac{C_{ym}}{\alpha_m}.$$

Например, для профиля $NACA\ 0012$ $\alpha_m = 15^\circ = 0,261$ рад, $c_{x0} = 0,006$, $C_{xm} = 0,023$, $C_{ym} = 1,5$, $c_{x1} = 0,25$, $c_y = 5,74$.

Характеристики для крыльев часто приводятся без учета индуктивного сопротивления, обусловленного ограниченностью длины крыла. Крыло конечного удлинения $\lambda = L/b$ (L – размах, b – хорда крыла) имеет такой же коэффициент подъемной силы, как и крыло при $\lambda \rightarrow \infty$, но при большем угле атаки:

$$\alpha' = \alpha + \frac{C_y(\alpha)}{\pi \lambda} (1 + \tau),$$

а его сопротивление возрастает на величину

$$\delta C'_x = \frac{C_y^2(\alpha)}{\pi \lambda} (1 + \delta).$$

Постоянные τ , δ сравнительно невелики, а для крыльев эллиптической и трапециевидальной формы равны нулю. При этих условиях будем иметь соотношения коэффициентов (штрихом обозначены величины для крыла с удлинением λ):

$$C'_{ym} = C_{ym}, \quad \alpha'_{ym} = \alpha_m + \frac{C_{ym}}{\pi \lambda},$$

$$C'_{xm} = C_{xm} + \frac{C_{ym}^2}{\pi \lambda}, \quad c'_{x0} = c_{x0}.$$

Подсчитав новые значения коэффициентов, можно вновь воспользоваться формулами (4, 5).

Для профиля $NACA\ 0012$ при $\lambda = 5$ будем иметь $\alpha'_m = 20,4^\circ = 0,356$ рад, $C'_{ym} = 1,5$, $C'_{xm} = 0,166$, $c'_{x0} = 0,006$ и $c'_y = 4,21$, $c'_{x1} = 1,26$.

Поскольку рассматривается нестационарный режим работы крыла, когда переменные имеют колебательный характер, необходимо учесть инерционные силы. Присоединенная масса для пластины имеет величину

$$M_y = \frac{\rho \pi b^2 L}{4}.$$

Инерционная сила определяется произведением массы на ускорение жидкости в направлении осей Y , Z , то есть

$$Y_{in} = M_y \ddot{z} = M_y \nu \dot{\alpha}.$$

Если поделить M_y на $qS = qbL$, то величину суммарной силы, действующей на крыло по оси Y , можно записать в виде

$$Y = qs(C_y(\alpha) + I\dot{\alpha}), \quad I = \frac{\pi b}{2\nu}. \quad (6)$$

Для гармонического процесса с частотой ω $\dot{\alpha} = j\omega\alpha$, и инерционный член будет пропорцио-

нален числу Струхала $St = \omega b/v$. Считается, что при $St < 0,25$ инерционные силы можно вообще не учитывать [2].

Из выражений (2, 3, 6) можно получить:

$$R_x = qS(C_x(\alpha)\cos\alpha + C_y(\alpha)\sin\alpha + I\dot{\alpha}\sin\alpha),$$

$$R_y = qS(-C_x(\alpha)\sin\alpha + C_y(\alpha)\cos\alpha + I\dot{\alpha}\cos\alpha). \quad (7)$$

Линейное приближение

Будем решать задачу в линейном приближении, считая углы малыми. Тогда

$$R_x = qS(c_y\alpha^2 - c_{x0} - c_{x1}\alpha^2 + I\alpha\dot{\alpha}) = qS((c_y - c_{x1})\alpha^2 - c_{x0} + I\alpha\dot{\alpha}),$$

$$R_y = qS(c_y\alpha + c_{x0}\alpha + c_{x1}\alpha + I\dot{\alpha}) \approx qSc_y\alpha, \quad \alpha = \dot{z}/v.$$

Переменные \dot{z} и, соответственно, α – случайные функции времени с нулевым средним. Среднеквадратическую величину α обозначим σ_α . Для продольной силы R_x можно подсчитать среднее значение, если заменить α^2 на σ_α^2 . Эта величина – дисперсия процесса $\alpha(t)$. Среднее значение $\alpha\dot{\alpha}$ – это взаимно корреляционная функция процесса и его производной при нулевом аргументе. Эта величина, как известно, равна нулю. Поэтому в формировании продольной силы инерционные компоненты не участвуют и в дальнейшем учитываться не будут. Таким образом, упор крыла в колеблющемся потоке составит:

$$\bar{R}_x = qS((c_y - c_{x1})\sigma_\alpha^2 - c_{x0}). \quad (8)$$

Очевидно, что $\sigma_\alpha = \sigma_{\dot{z}}/v$. Исходя из этого выражение (8) можно записать в виде:

$$\bar{R}_x = \frac{\rho}{2} qS((c_y - c_{x1})\sigma_\alpha^2 - c_{x0}) \frac{\sigma_{\dot{z}}^2}{\sigma_\alpha^2}.$$

Удобно ввести безразмерную скорость:

$$\mu = v/\sigma_{\dot{z}} \rightarrow 1/\sigma_\alpha. \quad (9)$$

Тогда

$$\bar{R}_x = \frac{\rho}{2} \sigma_{\dot{z}}^2 S((c_y - c_{x1}) - c_{x0}\mu^2) = \frac{\rho}{2} \sigma_{\dot{z}}^2 S r_x(\mu),$$

где

$$r_x(\mu) = (c_y - c_{x1}) - c_{x0}\mu^2. \quad (10)$$

Величина $r_x(\mu)$ – безразмерный упор крыла. Аналогично можно записать выражение для безразмерной мощности $p_x(\mu)$ упора:

$$p_x = \mu r_x(\mu) = (c_y - c_{x1})\mu - c_{x0}\mu^3. \quad (11)$$

Легко проверить, что мощность будет равна:

$$P_x = \bar{R}_x v = \frac{\rho}{2} \sigma_{\dot{z}}^3 S p_{x0}(\mu). \quad (12)$$

Выражение (11) позволяет определить скорость, которую может развить крыло, движущееся равномерно и прямолинейно в возмущенном потоке без нагрузки:

$$\mu_{\max}^2 = \frac{c_y - c_{x1}}{c_{x0}},$$

$$v_{\max} = \sqrt{\frac{c_y - c_{x1}}{3c_{x0}}} \sigma_{\dot{z}}. \quad (13)$$

Из выражения (11) видно, что величина p_x имеет максимум. Соответствующее ему значение μ_p нетрудно подсчитать:

$$\mu_p = \sqrt{\frac{c_y - c_{x1}}{c_{x0}}} = \frac{\mu_{\max}}{\sqrt{3}}.$$

Подставляя μ_p в (11), рассчитаем максимальную мощность, которую может развить крыло с нагрузкой:

$$P_{\max} = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{(c_y - c_{x1})^3}{3c_{x0}}}. \quad (14)$$

Для крыла NASA 0012 при $\lambda = 5$ $v_{\max} = 22,2\sigma_{\dot{z}}$, $v_p = 12,8\sigma_{\dot{z}}$,

$$P_{\max} = 25,2 \frac{\rho}{2} S \sigma_{\dot{z}}^3.$$

Если, например, $\sigma_{\dot{z}} = 0,2$ м/с, то $v_{\max} = 4,44$ м/с = 9 уз., $v_p = 2,6$ м/с = 5,2 уз., мощность, приходящаяся на 1 м² площади крыла, $P_{\max} = 101$ Вт/м².

Задача решалась в линейном приближении. Поскольку $\sigma_\alpha = 1/\mu$, мы можем определить, что при максимальной скорости $\sigma_\alpha = 0,045$ рад. = 2,6°, при скорости максимальной мощности $\sigma_\alpha = 0,078$ рад. = 4,5°. Это достаточно малые значения, и линейное приближение обеспечивает высокую точность. Вообще, можно считать, что оно годится для $\mu > 7$, когда $\sigma_\alpha < 0,14$ рад. = 8°, и большая часть значений случайной величины α попадает в линейную зону действия крыла, в то же время с хорошей точностью выполняются приближения $\text{tg } \alpha = \alpha$, $\sin \alpha = \alpha$, $\cos \alpha = 1$.

Статистическая линейаризация

Более точное решение в области сравнительно больших значений α может быть получено путем использования метода статистической линейаризации. Характеристику $C_y(\alpha)$ крыла можно представить кусочно-линейной функцией с ограничением, соответствующей ранее принятой при $|\alpha| < \alpha_m$ и постоянной при $|\alpha| > \alpha_m$:

В методе статистической линейаризации нелинейная функция заменяется линейной с коэффициентом передачи, зависящим от среднеквадратического значения переменной. В данном случае

$$C_y(\alpha) = c_y(\sigma_\alpha)\alpha, \quad c_y(\sigma_\alpha) = c_y \text{erf}\left(\frac{\alpha_m}{\sigma_\alpha}\right). \quad (15)$$

Теперь мы можем модифицировать выражение (10) для r_x . Учитывая, что индуктивное

сопротивление определяется подъемной силой, его величина будет ослабляться так же, как и величина подъемной силы. Иначе говоря, следует использовать тот же множитель (15).

Поэтому вместо (10) запишем:

$$r_x(\mu) = (c_y - c_{x1}) \operatorname{erf}\left(\frac{\alpha_m}{\sigma_\alpha}\right) - c_{x0} \mu^2. \quad (16)$$

Такое приближение, как будет показано ниже, удовлетворительно отражает асимптотику процесса при малых значениях μ .

Расчет при произвольно больших углах атаки

Для точного расчета при произвольном распределении углов α необходимо располагать характеристиками крыла $C_x(\alpha)$, $C_y(\alpha)$ во всем диапазоне углов $(-\pi, \pi)$. Такие характеристики – большая редкость, однако для приближенной оценки работы крыла при малых μ можно ограничиться их приближенным представлением. Основой такого представления являются, во-первых, зависимости $C_x(\alpha)$, $C_y(\alpha)$ для рабочего диапазона углов. Во-вторых, можно использовать некоторые соображения, обусловленные физикой процесса обтекания крыла.

Коэффициент $C_y(\alpha)$ за пределами критического угла уменьшается и достигает нуля при угле, чуть большем $\pi/2$. При этом $C_x(\alpha)$, вероятно, достигает максимального значения, соот-

ветствующего поперечному обтеканию пластины. При $\alpha > \pi/2$ $C_y(\alpha)$ меняет знак и уменьшается до нуля при $\alpha = \pi$. Вблизи этого угла крыло будет иметь несколько меньшее значение производной подъемной силы и существенно большее значение силы сопротивления, чем при прямом обтекании. Очевидно, что крыло двойной сегментной формы будет иметь одинаковые характеристики при прямом и обратном обтекании. На его примере легко представить себе, как будут выглядеть характеристики в этом случае и как они должны меняться при скруглении одной кромки.

Для примера на рис. 3 показаны зависимости $C_x(\alpha)$, $C_y(\alpha)$ профиля NACA 0012, пересчитанные к $\lambda = 5$ по данным [5].

Теперь необходимо определить зависимость $R_x(\alpha)$. В соответствии с выражением (7) мы можем записать:

$$R_x(\alpha) = \frac{\rho}{2} S [C_y(\alpha) \sin \alpha - C_x(\alpha) \cos \alpha] v^2. \quad (17)$$

Величина R_x является функцией α , и если известно распределение случайной величины α , то среднее значение R_x будет равно:

$$\bar{R}_x = \int_{-\pi}^{\pi} R_x(\alpha) f(\alpha) d\alpha. \quad (18)$$

Для выполнения вычислений теперь необходимо знать, во-первых, среднее значение v и, во-вторых, закон распределения $f(\alpha)$. Волновой процесс

определяется круговыми движениями частиц жидкости. Очевидно, что направление вектора скорости частиц может быть произвольным в пределах $(-\pi, \pi)$. Движение в глубоком море считается круговым, что означает, что дисперсии горизонтальной и вертикальной составляющих скорости будут равными, временная корреляция компонент для нашего рассмотрения не имеет значения, так как действие крыла мы полагаем безынерционным.

Обратимся к рис. 4. На нем: v_0 – скорость движения крыла, \dot{x} , \dot{y} – скорости волнового движения масс воды в области крыла, α_1 – угол вектора скорости масс воды, α – угол атаки.

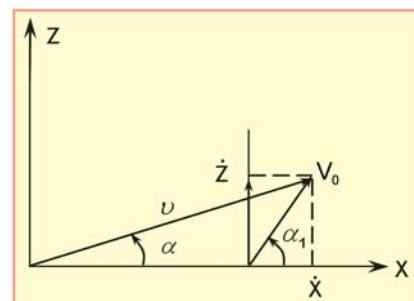


Рис. 4. К распределению угла атаки

Для этого случая мы можем составить следующие соотношения:

$$v^2 = (-v_0 + \dot{x})^2 + \dot{z}^2, \\ tg \alpha = \dot{z} / (-v_0 + \dot{x}).$$

Сначала рассмотрим случай $v_0 = 0$. Для него, очевидно,

$$v^2 = \dot{x}^2 + \dot{z}^2 = \sigma_x^2 + \sigma_z^2 = 2\sigma_z^2,$$

а $\alpha = \alpha_1$, и, следовательно, угол атаки будет распределен по закону равномерной плотности на интервале $(-\pi, \pi)$, на котором значение функции распределения равно $f = 0,5/\pi$, а дисперсия для равномерного распределения составляет одну треть от квадрата половины интервала, то есть

$$\sigma_\alpha = \pi / \sqrt{3}.$$

Другой случай, который легко поддается описанию, соот-

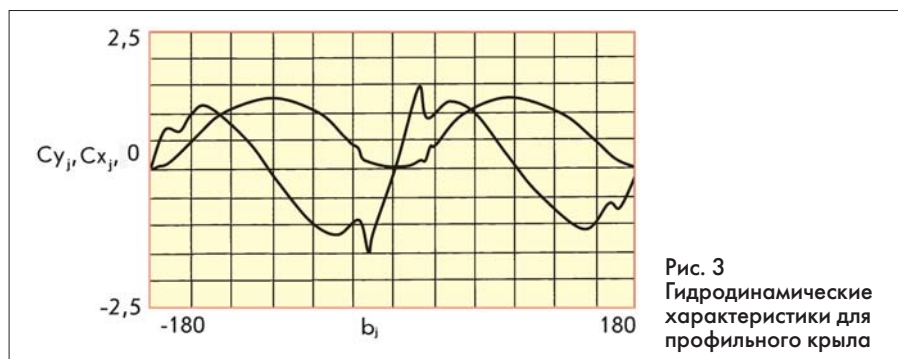


Рис. 3
Гидродинамические характеристики для профильного крыла

ветствует условию $v_0 > 3\sigma_z$; для него можно определить, что

$$\bar{v}^2 = v_0^2 + 2v_0\bar{x} + \bar{x}^2 + \bar{z}^2 = v_0^2 + 2\sigma_z^2,$$

$$\sigma_\alpha = \sigma_z/v_0 < 1/3,$$

а закон распределения угла α считать нормальным:

$$f(\alpha) = \exp(-\alpha^2/2\sigma_\alpha^2)/\sigma_\alpha\sqrt{2\pi}.$$

Теперь необходимо найти приемлемый способ математического описания процесса в промежутке от $v_0 = 0$ до $v_0 = 3\sigma_z$. Проще всего использовать усеченное нормальное распределение угла α . Асимптотика такого описания соответствует принятым предельным случаям. Доказать справедливость такого описания, видимо, невозможно. Впрочем, этот диапазон скоростей не имеет большого практического значения, но даже приближенное описание действия крыла в этом диапазоне завершает общую картину.

Нормирование усеченного распределения осуществляется делением его на вероятность нахождения величины в принятом интервале, то есть в нашем случае:

$$f(\alpha) = \frac{\exp(-\alpha^2/2\sigma_\alpha^2)}{\int_{-\pi}^{\pi} \exp(-\alpha^2/2\sigma_\alpha^2)},$$

$$-\pi \leq \alpha \leq \pi. \quad (19)$$

На рис. 5 показаны графики усеченного распределения при разных значениях σ_α .

Необходимо сделать одно уточнение. Величина σ_α в последней формуле теряет свой первоначальный смысл и приобретает роль лишь параметра распределения. При обозначении этого параметра применим $\mu = v_0/\sigma_z \rightarrow 1/\sigma_\alpha$. Величина же среднеквадратического значения угла α должна рассчитываться из принятого закона распределения (19). Итак, будем использовать:

$$v^2 = v_0^2 + 2\sigma_z^2 = \sigma_z^2 \left(\frac{v_0^2}{\sigma_z^2} + 2 \right) = \sigma_z^2 (2 + \mu^2),$$

$$f_\mu(\alpha) = \frac{\exp(-\alpha^2\mu_0^2/2)}{\int_{-\pi}^{\pi} \exp(-\alpha^2\mu_0^2/2)}.$$

Из выражений (17), (18) получим

$$\bar{R}_x = \frac{\rho v^2}{2} S \int_{-\pi}^{\pi} (C_y(\alpha) \sin \alpha - C_x(\alpha) \cos \alpha) f(\alpha) d\alpha.$$

Введем, как и раньше, безразмерную силу r_{x2} . При этом

$$r_{x2} = (2 + \mu^2) \int_{-\pi}^{\pi} (C_y(\alpha) \sin \alpha - C_x(\alpha) \cos \alpha) f(\alpha) d\alpha, \quad (20)$$

$$\bar{R}_x = 0,5\rho\sigma_z^2 S \cdot r_{x2}. \quad (21)$$

Можно проверить, что при $\mu \rightarrow \infty$ эти выражения совпадают с выражениями (10) и (16), полученными в линейном приближении.

Значения $r_x(\mu)$ (10, 16) и r_{x2} (20) были определены для всего диапазона μ . Результаты представлены графически на рис. 5.

Сопоставление графиков позволяет заключить:

- линейное приближение дает приемлемую точность при $\mu > 7$;
- метод статистической линеаризации пригоден для грубой оценки характера зависимости при малых μ ;
- использование усеченного нормального распределения, как говорилось выше, дает точные значения при $\mu = 0$ и $\mu > 3$.

Ясно, что при любом точном представлении кривая, соединяющая точки $[0, r_{x2}(0)]$ и $[3, r_{x2}(0)]$, должна быть плавной, поэтому полученное решение можно считать практически приемлемым при всех значениях μ .

График $r_{x2}(\mu)$ позволяет получить силу и мощность, развиваемые крылом при заданной скорости v и известном значении σ_z .

Величина μ рассчитывается по формуле (9), $\mu = v_0/\sigma_z$, по графику отыскивается значение $r_{x2}(\mu)$, сила вычисляется по формуле (21), а мощность – умножением на скорость.

Эластично подвешенное крыло

Наконец, попытаемся разрешить еще один вопрос. Как видно из графика r_{x2} , при $\mu \approx 0$, то есть на стопе, формируется лишь небольшое усилие. Это

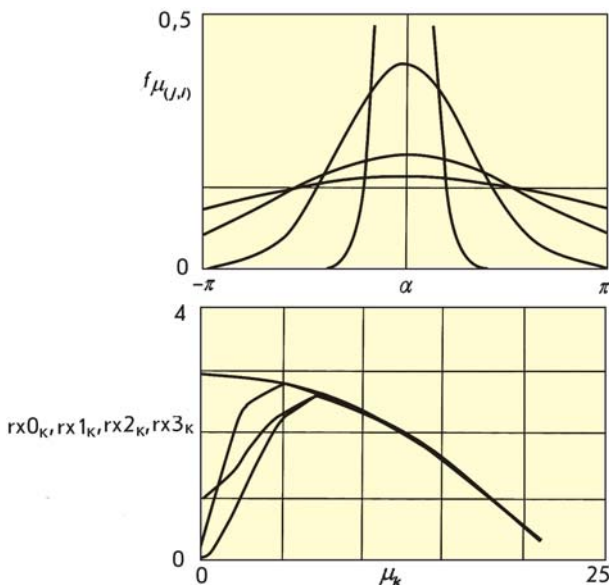


Рис. 5 Характеристики усеченного распределения

естественно, так как при больших углах атаки крыло работает крайне неэффективно. Положение можно улучшить, обеспечив крылу свободу вращения относительно оси, лежащей впереди центра давления. При этом необходимо ограничить ее, например, пружиной. Такого типа устройство было предложено Г.Е. Павленко для успокоения качки еще в 1934 году [3]. Отмечалось, что возникающие на крыле силы обеспечивают дополнительный упор.

Произведем упрощенную оценку этого эффекта. Положим, что жесткость подвеса такова, что угол отклонения крыла составляет некоторую долю от угла α_1 набегания потока. Фактический угол атаки, следовательно, будет меньше, что должно сказаться благоприятно (при больших α_1). Можно положить, что угол атаки будет $q\alpha_1$, где $q < 1$. Этот коэффициент следует подставить в формулу (17) для расчета C_x, C_y . В остальном порядок вычислений сохраняется. На рис. 5 приведена кривая r_{x3} , соответствующая оптимальному значению q . Как видно из графика, в области малых скоростей это дает положительный эффект, при увеличении скорости ($\mu > 5$) эффективность податливого крыла как движителя падает, и величина q принимается равной 1. Однако в целом система подвижного крыла представляется практически излишне сложной. Ее применение может быть оправдано лишь в некоторых специфических случаях.

2. КРЫЛЬЕВАЯ СИСТЕМА, ЕЕ РАБОТА НА ВОЛНЕНИИ

Основные соотношения

Очевидно, что самодвижение одиночного крыла малых по сравнению с длиной волны размеров невозможно. Рассмотрим крыльевую систему, показанную на рис. 6.

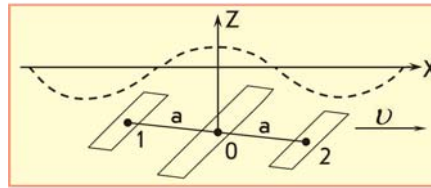


Рис. 6. Крыльевая система

Она состоит из центрального (точка 0), кормового (точка 1) и носового (точка 2) крыльев. Площади носового и кормового крыльев одинаковы, а площадь центрального крыла равна их сумме. Несущую конструкцию будем считать легкой, обладающей нулевой плавучестью и нулевым сопротивлением. Тем самым мы полагаем, что положение крыльевой системы определяется исключительно гидродинамическими силами, возникающими на крыльях вследствие скоса потока. Мы будем рассматривать движение крыльевой системы на двумерном волнении при ее движении перпендикулярно гребням волн.

Для расчета упора нам необходимо определить угол атаки каждого крыла, а для этого необходимо рассчитать движение крыльевой системы по отношению к среде. Иными словами, необходимо определить передаточную функцию по отношению к волнению. Процесс волнения представлен спектром $D2$ (см. Приложение). При расчетах предполагается применимость принципа суперпозиции.

Уравнение гармонической составляющей волны имеет вид

$$z = z_m \cos(\omega t - kx), \quad (22)$$

где

$$k = 2\pi/\lambda = \omega^2/g.$$

Крыльевая система движется со скоростью v , и в рассматриваемый момент времени t для положения крыльев вдоль Ox будет справедливо

$$x = \begin{cases} -a + vt & \text{в точке 1} \\ vt & \text{в точке 2} \\ a + vt & \text{в точке 3} \end{cases}.$$

Следовательно,

$$\begin{aligned} z_1 &= z_m \cos[(\omega - kv)t + ka], \\ z_0 &= z_m \cos(\omega - kv)t, \\ z_2 &= z_m \cos[(\omega - kv)t - ka]. \end{aligned}$$

Величина $\omega_1 = \omega - kv$ является частотой, измеряемой в движущейся системе координат, и называется кажущейся частотой.

Выражение (22) определяет профиль сечения волны. Скорость движения жидкости внутри профиля соответствует круговым орбитам и может быть найдена простым дифференцированием формулы (22). Для вертикальной составляющей скорости частиц жидкости справедливо соотношение:

$$\begin{aligned} \dot{z} &= z_m \omega \sin(\omega t - kx) = \\ &= z_m \omega \sin(\omega t - ka). \end{aligned}$$

Амплитуда скорости не зависит от движения вдоль оси Ox . Частота же будет равна кажущейся, то есть ω_1 .

Если z_{v0} – вертикальное перемещение точки O , а ψ – угол дифферента, то смещение точек 1, 0, 2 по вертикали составит:

$$\begin{aligned} z_{v1} &= z_{v0} - \alpha \psi, \quad z_{v0} = z_{v0}, \\ z_{v2} &= z_{v0} + \alpha \psi. \end{aligned} \quad (23)$$

Вертикальные смещения этих точек относительно движущейся массы воды будут равны:

$$\begin{aligned} z_{r1} &= z(-a) - z_{v1}, \quad z_{r0} = z(0) - z_{v0}, \\ z_{r2} &= z(a) - z_{v2}. \end{aligned}$$

Углы дифферента ψ , скоса потока γ и атаки α будем считать малыми, при этом

$$\alpha = \psi + \gamma = \psi + \dot{z}_r/v. \quad (24)$$

Вертикальные составляющие подъемной силы крыльев пропорциональны углу атаки α .

Для среднего крыла из-за его удвоенной площади коэффициент пропорциональности будет вдвое большим, чем для других крыльев, условия динамического равновесия крыльевой системы вследствие этого могут быть выражены через углы атаки:

- равновесие в вертикальном движении:

$$\alpha_1 + 2\alpha_0 + \alpha_2 = 0, \quad (25)$$

- равновесие в угловом движении:

$$\alpha_1 - \alpha_2 = 0. \quad (26)$$

Из этих уравнений можно найти вертикальное и угловое движение крыльевой системы. Мы не будем приводить здесь подробные выкладки, сделаем лишь несколько предварительных замечаний. Из уравнений (25, 26) легко получить:

$$\alpha_1 = \alpha_2, \quad \alpha_0 = -\alpha_1 = -\alpha_2.$$

Вследствие (24) $\dot{z}_{r1} = \dot{z}_{r2}$. Поскольку рассматривается гармоническое движение, такие же соотношения будут справедливы и для перемещений z_r .

Выполняя дифференцирование и тригонометрические преобразования, можно определить

$$\psi = \frac{1}{a} \sin ka z_m \sin \omega_1 t, \quad (27)$$

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= -\alpha_1 = \\ &= -\alpha_2 = \frac{1 - \cos ka}{2\nu} z_m \omega_1 \sin \omega_1 t, \end{aligned} \quad (28)$$

$$\begin{aligned} z_{r1} &= z_{r2} = \\ &= \left(\frac{1}{2} \cos ka - \frac{1}{2} - \frac{\nu}{a\omega_1} \sin ka \right) z_m \cos \omega_1 t, \end{aligned} \quad (29)$$

$$\begin{aligned} z_{r0} &= \\ &= \left(-\frac{1}{2} \cos ka + \frac{1}{2} - \frac{\nu}{a\omega_1} \sin ka \right) z_m \cos \omega_1 t, \end{aligned} \quad (30)$$

$$\begin{aligned} z_{v0} &= \\ &= \left(\frac{1}{2} \cos ka + \frac{1}{2} - \frac{\nu}{a\omega} \sin ka \right) z_m \cos \omega_1 t. \end{aligned} \quad (31)$$

Первые части этих выражений, расположенные до множителя z_m , определяют пространственные передаточные функции, зависящие от ω .

В переменных, стоящих слева, фигурирует ω_1 . Важно подчеркнуть, что при вычислениях следует брать $k = 2\pi/\lambda$; длина волны, естественно, не зависит от скорости движения крыльевой системы, и при использовании формулы $k = \omega^2/g$ нельзя подставлять кажущуюся частоту ω_1 .

Поскольку, как принято ранее, крыльевая система безынерционна, при расчете среднеквадратических значений переменных кажущееся смещение частоты можно не принимать во внимание. Это необходимо делать лишь при расчете спектральных характеристик качки.

Упор крыльев будет определяться средним значением проекции сил на горизонтальную ось. Сами силы пропорциональны углам атаки, а их проекции будут зависеть от угла скоса потока γ . В предположении о малости углов следует считать, что проекция силы на крыле будет пропорциональна среднему значению произведения $\alpha\lambda$.

Вследствие зависимостей (23, 25) мы можем записать:

$$\begin{aligned} \alpha_1 = \alpha_2 = -\alpha_0, \quad \gamma_0 &= \alpha_0 - \psi, \\ \gamma_1 = \gamma_2 &= -\alpha_0 - \psi. \end{aligned}$$

Просуммируем проекции сил всех крыльев на горизонтальную ось, выразив их только через углы и приняв во внимание, что площадь среднего крыла – удвоенная. Получим:

$$\begin{aligned} \overline{2\alpha_0\gamma_0} + \overline{\alpha_1\gamma_1} + \overline{\alpha_2\gamma_2} &= \\ = \overline{2\alpha_0(\alpha_0 - \psi)} - \overline{2\alpha_0(-\alpha_0 - \psi)} &= \overline{4\alpha_0^2}. \end{aligned}$$

В этом выражении составляющие, зависящие от дифференциала, взаимно компенсируются. Таким образом, расчет симметричной и безынерционной

крыльевой системы можно производить по тем же формулам, что и для изолированного горизонтально движущегося крыла.

Оценка ходовых характеристик крыльевой системы

Рассмотрим выражение (28), которое позволяет рассчитать среднеквадратическое значение угла атаки, а через него и величину упора крыльевой системы. Выражения (29, 30) позволяют оценить относительные колебания крыльев и выбрать такое заглубление, чтобы не происходил их выход на поверхность воды, наконец формулы (27, 31) определяют параметры качки крыльевой системы.

Теперь обратимся к расчету угла атаки или, что то же самое, к расчету относительной вертикальной скорости $\dot{z}_r = \alpha v$.

Выражение (28) можно записать следующим образом:

$$\dot{z}_r = \frac{1}{2}(1 - \cos ka)\dot{z}. \quad (32)$$

Крылья, разумеется, должны быть расположены на некоторой глубине h относительно поверхности воды. Амплитуды волновых составляющих убывают с глубиной по экспоненциальному закону с коэффициентом $\exp(-kh)$. Соответственно, спектральная плотность (D2) должна быть умножена на квадрат этой величины. Переход от спектральной плотности ординат волны к скоростям требует умножения на квадрат частоты. Таким образом, спектральная плотность скорости частиц на глубине h должна быть записана в виде:

$$\begin{aligned} S_z &= 7,26 \frac{D_z}{\omega_m} \left(\frac{\omega_m}{\omega} \right)^6, \\ \exp \left[-1,5 \left(\frac{\omega_m}{\omega} \right)^4 - 2 \frac{\omega^2}{g} h \right] \omega^2. \end{aligned}$$

Дисперсия относительной скорости \dot{z}_r будет равна:

$$D_{z_r} = \int_0^{\infty} \frac{1}{4} \left(1 - \cos \frac{\omega^2}{g} a \right)^2 S_z(\omega) d\omega.$$

Рассмотрим передаточную функцию крыльевой системы (32), записав ее в виде:

$$\frac{1}{2} \left(1 - \cos \frac{2\pi a}{\lambda} \right) = \sin^2 \frac{2\pi a}{\lambda}.$$

Это неотрицательная функция, максимумы которой расположены в точках

$$a = (2n + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad n = 0, 1, \dots,$$

то есть когда расстояние между смежными крыльями составляет нечетное число полуволн.

Для умеренных значений a и реального морского волнения значение имеет лишь первый максимум функции, когда длина системы $2a$ близка средней длине волны, даже при слабом волнении в 2–3 балла средние длины волн лежат в пределах 10–30 м. Заметим также, что выражения (27–31) получены в предположении, что хорда крыла $b \geq \lambda$.

Поэтому фактически передаточная функция должна затухать при росте ka . Поскольку спектр волнения сам по себе быстро затухает с частотой, это упрощение модели не имеет существенного значения.

Для численной оценки эффективности крыльевой системы были рассчитаны значения σ_{z_r} при разных размерах a крыльевой системы и интенсивностях волнения, определяемых скоростью ветра w . Данные приведены в табл. 1.

Как видно из таблицы, для крыльевой системы определенных размеров величина СКВ относительной скорости \dot{z}_r сравнительно мало зависит от интенсивности волнения. Уменьшение σ_{z_r} при усилении волнения при малых размерах крыльевой системы, скорее всего, отражает излишне быстрое

Таблица 1. К расчету относительной скорости крыльевой системы

w , м/с	λ , м	σ_{z_r} , м/с	σ_{z_r} , м/с, при значении a , м, равном:					
			1	2	3	4	7	10
4	11	0,239	0,104	0,153	0,174	0,173	0,149	0,140
6	31	0,383	0,078	0,132	0,174	0,205	0,260	0,276
7,5	55	0,510	0,068	0,119	0,161	0,195	0,274	0,324
9	85	0,654	0,063	0,111	0,152	0,186	0,273	0,338
12	160	0,987	0,059	0,103	0,142	0,176	0,266	0,341
15	257	1,366	0,057	0,101	0,139	0,172	0,262	0,340

падение расчетного спектра волнения с частотой.

Теперь можно оценить выходные параметры крыльевой системы: доступные скорости и мощности. Используя формулу (13), можно рассчитать максимальную скорость v_{max} движения крыльевой системы при пренебрежимо малом сопротивлении несущей конструкции. По формулам (12, 14) можно определить максимальную мощность P_{max} крыльевой системы как движителя и скорость v_p , при которой она развивается. Результаты такого расчета при использовании профиля НАСА 0009 приведены в табл. 2. Мощность отнесена к площади крыльев.

Таблица 2. Скорость и мощность крыльевой системы

σ_{z_r} , м/с	v_{max} , м/с	P_{max} , Вт/м ²	v_p , м/с
0,06	1,36	1,44	0,78
0,10	2,26	6,67	1,30
0,15	3,39	22,5	1,95
0,20	4,52	53,4	2,60
0,30	6,78	180	3,90

Полученные количественные данные свидетельствуют о приемлемых для практики величинах скоростей и мощности.

В табл. 3 приведены расчетные данные по наиболее интересным переменным крыльевой системы: максимальной скорости v_{max} , СКВ дифферента ψ , относительных колебаний z_r и абсолютных колебаний среднего

крыла z_{v0} . В своем колебательном движении крыльевая система слабо реагирует на сравнительно короткие волновые компоненты и как бы огибает волны с большей длиной.

Пропульсивная способность крыльевой системы

Очевидно, что кроме собственно крыльев система должна иметь некоторую несущую конструкцию и полезную нагрузку. Поэтому интересно выяснить, каким будет снижение скорости при увеличении сопротивления из-за присоединения к крыльевой системе тела с объемом V . Для простоты будем считать, что сопротивление тела определяется зависимостью

$$R_v = \frac{\rho V^2}{2} c_v V^{2/3},$$

характерной для полностью погруженного тела.

Коэффициент сопротивления, приведенный к площади S крыльевой системы, будет равен $c_{vx} V^{2/3} / S$, тогда вместо уравнения (10) можно записать:

$$r_{x0}(\mu) = (c_y - c_{x1}) - (c_{x0} + c_v V^{2/3} / S) \mu^2.$$

Если обозначить v_v – скорость с нагрузкой, то в соответствии с выражением (13) получим соотношение:

$$\frac{v_v^2}{v_{max}^2} = \frac{c_{x0}}{c_{x0} + c_v V^{2/3} / S} = \frac{1}{1 + \frac{c_v}{c_{x0}} \frac{V^{2/3}}{S}}.$$

Таблица 3. Переменные параметры крыльевой системы различных размеров

w, м/с	v _{max} , м/с; σ _v , град; σ _z , м; σ _{z0} , м при значении a, равном:					
	1	2	3	4	7	10
4	2,29	3,37	3,82	3,80	3,27	3,09
	3,22	1,94	1,22	0,83	0,45	0,33
	0,03	0,04	0,05	0,06	0,06	0,05
	0,11	0,09	0,06	0,05	0,04	0,05
6	1,70	2,90	3,83	4,51	5,72	6,06
	4,25	3,47	2,88	2,41	1,46	0,92
	0,06	0,08	0,09	0,09	0,11	0,139
	0,27	0,29	0,28	0,27	0,20	0,139
7, 5	1,50	2,61	3,54	4,30	6,04	7,12
	4,72	4,14	3,68	3,30	2,42	1,80
	0,06	0,11	0,13	0,15	0,16	0,17
	0,43	0,48	0,50	0,50	0,47	0,41
9	1,40	2,44	3,34	4,10	6,00	7,43
	5,14	4,66	4,28	4,0	3,19	2,63
	0,09	0,14	0,18	0,21	0,25	0,26
	0,68	0,73	0,77	0,79	0,81	0,78
12	1,30	2,28	3,13	3,88	5,85	7,50
	6,0	5,60	5,31	5,06	4,45	4,00
	0,13	0,21	0,29	0,34	0,46	0,53
	1,36	1,45	1,52	1,57	1,69	1,74
15	1,26	2,21	3,06	3,79	5,76	7,47
	6,70	6,40	6,15	5,94	5,42	5,00
	0,17	0,30	0,40	0,49	0,69	0,84
	2,34	2,46	2,57	2,65	2,85	2,99

Обозначим:

$$\Delta = \frac{c_v}{c_{x0}} \frac{V^{2/3}}{S} \quad (33)$$

и определим значение Δ при различных величинах снижения скорости:

v _v /v _{max}	0,9	0,8	0,7	0,6
Δ	0,234	0,563	1,04	1,78

Теперь выразим S через характерный размер a крыльевой системы и через L = 2a. Примем, что все крылья имеют одинаковые удлинения λ и переднее и кормовое крылья равны по площади, а среднее имеет удвоенную площадь и длину 2a. Исходя из этих условий нетрудно подсчитать:

$$S = 8a^2/\lambda = 2L^2/\lambda. \quad (34)$$

Определим также объем крыльевой системы, обозначив через δ отнесенную к хорде крыла среднюю толщину профиля. Тогда:

$$V_w = \left(1 + \frac{1}{\sqrt{2}}\right) \delta \frac{8a^3}{\lambda^2} = 1,71 \delta \frac{L^3}{\lambda^2}.$$

Теперь, используя соотношения (33, 34), найдем:

$$V_v = \left(2 \frac{c_{x0} \Delta}{c_v \lambda}\right)^{3/2} L^3.$$

В качестве примера рассмотрим крыльевую систему, размещенную на погруженном корпусе. Форма корпуса – тело вращения с диаметром D, длиной L = 2a и коэффициентом полноты по водоизмещению – 2/3. В этом случае D² = 16V/(3πL). Положим, что a = 3 м, а коэффициент сопротивления корпуса c_v = 0,04. Ниже приводятся данные расчета, соответствующие принятому выше ряду v_v/v_{max}:

v _v /v _{max}	0,9	0,8	0,7	0,6
Δ	0,234	0,563	1,04	1,78
V _v , м ³	0,360	1,34	3,37	7,55
D, м	0,318	0,614	0,973	1,46

Если принять среднюю относительную толщину профиля крыла 0,07, то объем крыльев составит 1,03 м³. Он тоже может быть использован для размещения полезной нагрузки. Из табл. 3 следует, что такое устройство имеет максимальную скорость 3,8 м/с при скорости ветра в диапазоне 4–7 м/с. При снижении скорости на 30% от максимальной будем иметь v = 2,6 м/с = 5,2 уз. При этом полное водоизмещение устройства составит 1,03 + 3,37 = 4,4 м³.

Влияние направления движения по отношению к волне

До сих пор речь шла о движении системы перпендикулярно гребням волн на двумерном волнении. Понятно, что представляет интерес возможность движения произвольными курсами. Реальное морское волнение трехмерно, и направления его компонент распределены тем или иным образом вокруг генерального направления бега волн. Вследствие этого полярные курсовые характеристики будут сглажены.

Рассмотрим трехкрыльевую линейную систему с крыльями малых по сравнению с длиной волны размеров. Для случая ее движения на двумерном волнении нетрудно рассчитать курсовую диаграмму скорости. Проекция a_φ характерного размера a на направление бега волн будет равна a cos φ, где φ – курсовой угол. Выполняя расчет по изложенной выше методике для a = a_φ, можно найти зависимость скорости от курсового угла. Очевидно, что при φ = (2n + 1)π/2 система станет неработоспособной и ее скорость будет равна нулю. Полярная курсовая диаграмма будет иметь вид восьмерки. Конечно, за счет трехмерности волнения вместо нулей будут некоторые минимумы диаграммы.

Если среднее крыло разбить на два и разместить их на

расстоянии a от центра системы по обоим бортам, то, как легко понять, свойства системы будут инвариантны к повороту на угол $\pi/2$.

Диаграмма будет иметь вид креста с нулями при $\phi = (2n + 1)\pi/4$, вероятно, более сглаженная для трехмерного волнения, чем предыдущая.

Возможны, конечно, и другие варианты конфигурации крыльевой системы. Кроме того, крыло достаточных размеров, например с размахом $2a$, само по себе будет работать при движении вдоль гребней волн. Рассчитать формально его работу сравнительно несложно, если заменить суммирование в соответствующих формулах на интегрирование. Однако расчет крыла со знакопеременными в пределах его размаха углами атаки, вероятно, связан с определенными трудностями. Углубляться в тонкости теории на данном этапе вряд ли имеет смысл, поэтому произведем расчет по упрощенной схеме.

Сопоставим крыло длиной L с трехкрыльевой системой при наиболее благоприятной длине волны, как показано на рис. 7. Будем считать, что в средней трети крыла его площадь вдвое больше, чем в крайних третях. Этому условию более или менее соответствует трехкрыльевая система. Такая длина волны будет соответствовать первому максимуму передаточной функции (28) трехкрыльевой системы. В этом случае, как видно из рисунка, $ka = \pi$. Максимум передаточной функции длинного крыла будет вблизи такой длины волны, когда на крыле укладываются три полуволны. Это условие можно записать как $kL = 3\pi$. В этом смысле крыло будет соответствовать крыльевой системе с параметром $\alpha_{кр} = L/3$. Далее, в пределах участка крыла, приходящегося на половину длины волны, угол атаки будет изменяться по синусоидальной зависимости. Поскольку про-

дольная сила пропорциональна квадрату угла атаки, эффективный угол атаки будет меньше максимального $\alpha_{кр} = L/3$ в два раза, так как

$$\frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \sin^2 x dx = \frac{1}{2}.$$

Кроме того, крыло обтекается тремя разнонаправленными потоками, и здесь мы имеем как бы три крыла с длиной $L/3$. Следовательно, удлинение следует рассчитывать исходя из этой длины.

С учетом сказанного для ориентировочного расчета работы длинного крыла по формулам для трехкрыльевой системы необходимо:

- принять эквивалентный размер $\alpha_{кр} = L/3$;
- коэффициенты C_x, C_y определить для удлинения, соответствующего $1/3$ длины крыла;
- в формулах для продольной силы ввести коэффициент 0,5, умножив на него соответствующие

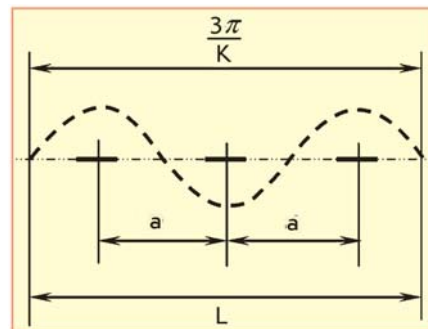


Рис. 7. Сопоставление длины крыла и длины волны

ющие выражения, например (10). В последнем примере крыльевой системы с $a = 3$ м, $L = 6$ м были рассчитаны по отдельности как трехкрыльевой системы с $a = 3$ м, так и для крыла с $L = 6$ м в зависимости от курсового угла ϕ по отношению к линии бега волн. Результаты расчета приведены в табл. 4, а соответствующие полярные диаграммы на рис. 8.

Вероятно, результирующая полярная диаграмма

Таблица 4. Сравнительные данные расчета скорости крыльевой системы и одиночного крыла

φ, град	3-крыльевая система, $a = 3$ м			Крыло, $a_{кр} = 2$ м		
	$a \cos \phi$	σ_{zr}	v_{max}	$\alpha_{кр} \sin \phi$	σ_{zr}	v_{max}
0	3,0	0,174	3,93	0	0	0
15	2,90	0,170	3,83	0,51	0,030	0,31
30	2,60	0,158	3,56	1,00	0,078	0,80
45	2,12	0,137	3,09	1,41	0,104	1,06
60	1,50	0,108	2,44	1,73	0,119	1,21
75	0,78	0,058	1,31	1,93	0,129	1,32
90	0	0	0	2,00	0,132	1,35

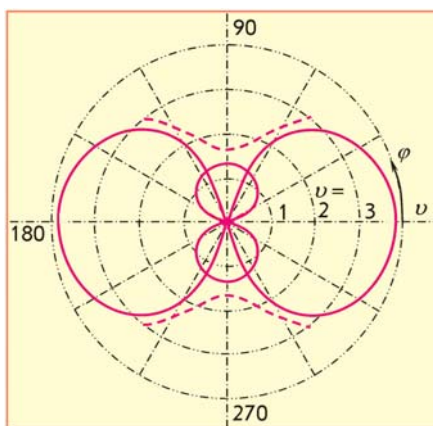


Рис. 8. Полярная диаграмма расчета крыльевой системы

должна быть сглажена при переходе от одного режима к другому, как это показано на рис. 8 пунктиром.

Стабилизация и управление движением

Крыльевая система сама по себе является нейтральной по отношению к движению в вертикальной плоскости. В сочетании с корпусом или несущей конструкцией за счет их инерции может проявляться некоторая неустойчивость.

Однако значительная площадь крыльев будет обеспечивать сильное демпфирование. Очевидно, должны быть приняты те или иные меры, обеспечивающие движение с некоторым средним заглублением крыльевой системы.

В простейшем случае при наличии надводного корпуса изменение силы плавучести будет давать стабилизирующий эффект. Возможно применение переднего крыла V-образной формы с приданием верхним частям крыла прогрессивно растущего положительного угла. При его погружении будет возникать подъемная сила на всплытие. Применение полупогруженного V-образного среднего крыла может обеспечить поперечную статическую остойчивость. Наконец, автоматическое управление может обеспечить необходимую степень стабилизации движения в вертикальной плоскости. Для системы с подводным корпусом такое решение наиболее приемлемо.

Управление скоростью продольного движения, очевидно, может быть обеспечено надлежащей механизацией крыльев с использованием тормозных закрылков.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Принятое математическое описание морского волнения

Морское волнение является случайным процессом, и для расчетов необходимо использовать статистические, в частности, спектральные методы. Описанию спектра реального морского волнения посвящено значительное число исследований, проведенных в основном в 1950–70 годах. Мы будем использовать обобщенные данные из [3].

В качестве расчетного спектра ординаты цилиндрического

(двухмерного) развитого ветрового волнения в [3] рекомендуется:

$$S_z(\omega) = 9,43 \frac{m_0}{\bar{\omega}} \left(\frac{\omega_m}{\omega} \right)^6 \exp \left[-1,5 \left(\frac{\omega_m}{\omega} \right)^4 \right], \quad (D1)$$

где $m_0 = D_z$ – дисперсия ординаты волны, $\bar{\omega}$ – средняя частота волнения, ω_m – частота максимума спектра.

Вследствие взаимосвязи ω_m и $\bar{\omega}$ выражение (D1) можно привести к более удобному виду

$$S_z(\omega) = 7,263 \frac{D_z}{\omega_m} \left(\frac{\omega_m}{\omega} \right)^6 \exp \left[-1,5 \left(\frac{\omega_m}{\omega} \right)^4 \right]. \quad (D2)$$

Значения параметров спектра – m_0 , $\bar{\omega}$, ω_m приведены в [2] в зависимости от балльности волнения. Эта величина, к сожалению, весьма условна и не поддается измерению. Поэтому более удобно определить параметры волнения в зависимости от скорости ветра w , м/с. Для этого табличные данные были аппроксимированы степенными функциями w , дающими достаточно точные значения переменных D_z и ω_m в диапазоне скоростей ветра 3–20 м/с.

Аппроксимирующие формулы имеют вид:

$$D_z = 10^{-8} (45w + 11w^2 + 7,8w^3 - 0,15w^4)^2, \quad (D3)$$

$$\omega_m = 0,058 + 5,38/w + 16/w^2 \quad (D4)$$

Для справки ниже приводится таблица, составленная по различным источникам, дающая соотношение между степенью волнения и скоростью ветра.

Степень волн, баллы	3	4	5	6
Скорость ветра, м/с	5,4-6,8	6,8-8,3	8,3-10,6	10,6-13,3

Необходимо отметить, что спектр реального морского волнения может отличаться от расчетного. Изменчивость скорости и направления ветра, конфигурация и удаление береговой линии акватории и другие факторы имеют заметное влияние. Кроме того, реальное волнение трехмерно. Однако использованные расчетной модели спектра позволяют достаточно надежно оценить поведение различных объектов при воздействии волнения. Стоит также отметить, что в реальных условиях всегда найдется такое волнение, спектр которого будет близок к расчетному.

Динамическая линейная система может быть определена математически своей передаточной функцией $\Phi(s)$ мнимого параметра $s = j\omega$. Если известен спектр входной величины $S_{вх}$, то спектр выходной величины определяется формулой

$$S_{вых}(\omega) = |\Phi(j\omega)|^2 S_{вх}(\omega) = \Phi(S)\Phi(-S)S_{вх}(\omega), \quad (D5)$$

а ее дисперсия – формулой

$$D_{вых} = \int_0^{\infty} S_{вых}(\omega) d(\omega). \quad (D6)$$

Поскольку нас в конечном итоге интересуют статистические характеристики искоемых переменных, такой метод расчета дает нужные результаты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Агеев М.Д., Киселев Л.В., Матвиенко Ю.В. и др. Автономные подводные роботы. Системы и технологии / под общ. ред. М.Д. Агеева. М.: Наука, 2005. 398 с.
2. Ageev M.D. An Analysis of Long-Range AUV. Powered by Solar Energy // Proc. of OCEANS'95/IEEE. San Diego.
3. Шмырев А.Н., Мореншильдт В.А., Ильина С.Г., Гольдин А.И. Успокоители качки судов. Л.: Судостроение, 1972.
4. Бородай И.К., Нецветаев К.А. Качка судов на морском волнении. Л.: Судостроение, 1969.
5. Riegels F.W. Aerodynamische Profile. Munchen, 1958.