

УДК 532.581.014

ОБТЕКАНИЕ ИДЕАЛЬНОЙ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТЬЮ ТОНКОГО КРЫЛА КОНЕЧНОГО РАЗМАХА, КОЛЕБЛЮЩЕГОСЯ С БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДОЙ

ЗАЙЦЕВ А. А., ФЕДОТОВ А. А.

Рассматривается задача о нестационарном обтекании идеальной несжимаемой жидкостью бесконечно тонкого плоского крыла конечного размаха, совершающего колебания с большой амплитудой, когда необходимо учитывать нелинейные эффекты [1–4]. Крыло обтекается с образованием поверхности тангенциального разрыва скорости жидкости. Эта поверхность разрыва сходит в поток жидкости с задней и боковой кромок крыла. Для численного решения задачи используется модификация метода [1–3], который будем называть методом вихревых поверхностей, поскольку в численном алгоритме этого метода крыло и поверхность тангенциального разрыва скорости жидкости представляются непрерывными вихревыми поверхностями. Оценка точности использованного метода проведена на основе расчета обтекания разгоняющейся под постоянным углом атаки с постоянной скоростью первоначально покоящейся квадратной пластинки и сравнения результатов расчета с данными, полученными методом дискретных вихрей [5].

В работах [4, 6] было изучено обтекание идеальной несжимаемой жидкостью бесконечно тонкого плоского прямоугольного крыла в рамках модели, в которой вихревая пелена сходит только с задней кромки крыла. Рассматривалось крыло, колеблющееся поступательно по гармоническому закону в направлении своей нормали. Однако для исследований были выбраны малые значения амплитуды колебаний (максимальная амплитуда равнялась 0,43 длины корневой хорды), при которых, как показано в [6], можно было ограничиться рассмотрением задачи на основе линейной теории [7].

В данной работе рассматривается более сложный закон колебания: крыло совершает вращательные колебания вокруг горизонтальной оси, занимающей в плоскости крыла фиксированное положение и параллельной прямолинейной задней кромке. В свою очередь ось совершает вертикальные колебания, оставаясь параллельной самой себе. На основе гидродинамических расчетов прямоугольных крыльев с различными удлинениями и сравнения результатов расчета с решением задачи обтекания крыла бесконечного размаха [8] исследовано влияние удлинения на гидродинамические характеристики прямоугольного крыла, колеблющегося с малой амплитудой. Проведено сравнение результатов расчета с экспериментальными данными [9], которое позволило сделать вывод о том, что при высоких частотах колебаний крыла в эксперименте [9] обтекание крыла не было безотрывным.

Построена гидродинамическая модель хвостового плавника дельфина с формой в плане, близкой к форме его хвостового плавника. Параметры модели выбирались в соответствии с данными натурных наблюдений [10–14]. В случае, когда ось вращательных колебаний находится на задней кромке, показано, что при изменении амплитуды вертикальных колебаний данной оси наблюдается качественное изменение характера зависимости гидродинамического коэффициента полезного действия модели от частоты колебаний. При малой амплитуде гидродинамический коэффициент полезного действия с ростом частоты монотонно возрастает. При больших амплитудах указанная зависимость оказывается немонотонной. Установлена также немонотонная зависимость гидродинамического коэффициента полезного действия от положения оси вращательных колебаний.

1. Постановка задачи. Крыло и поверхность тангенциального разрыва скорости жидкости представляются соответственно несущей и свободной вихревой поверхностями [1]. Уравнения движения несущей поверхности в неподвижной декартовой прямоугольной системе координат x^1, x^2, x^3 с осями x^1 и x^2 , направленными соответственно по скорости набегающего потока на бесконечности и в сторону правой половины несущей поверх-

ности, имеют вид

$$\begin{aligned}x^1 &= \{b[a^1 + c(1-a^1)(a^2)^2] - b_0\} \cos \beta(t) + b_0, & x^2 &= la^2 \\x^3 &= \{b[a^1 + c(1-a^1)(a^2)^2] - b_0\} \sin \beta(t) + h \cos(\omega t) \\0 &\leq a^1 \leq 1, & -1 &\leq a^2 \leq 1\end{aligned}\quad (1.1)$$

Здесь a^1, a^2 — лагранжевы координаты несущей поверхности; b и l — соответственно корневая хорда и полуразмах несущей поверхности; ω — частота колебаний; $\beta(t)$ — периодическая функция времени t с периодом $2\pi/\omega$, конкретный вид которой будет указан ниже; c — параметр, задающий форму несущей поверхности в плане; h — амплитуда вертикальных колебаний оси вращательных колебаний; b_0 — положение оси вращательных колебаний, т. е. расстояние в корневом сечении $a^2=0$ между точкой передней кромки несущей поверхности и точкой рассматриваемой оси (положительное, если ось расположена сзади передней кромки).

Предполагается, что бесконечно тонкое крыло моделирует реальное крыло, имеющее закругленную кромку, обтекаемую без отрыва, и заостренную кромку, с которой в поток жидкости плавно стекает вихревой след, возникающий за крылом при его движении. Поэтому считается, что передняя кромка несущей поверхности $a^1=0, -1 \leq a^2 \leq 1$ является кромкой натекания, обтекаемой без отрыва, на которую действует подсасывающая сила. Задняя $a^1=1, -1 \leq a^2 \leq 1$ и боковая $0 \leq a^1 \leq 1, a^2 = \pm 1$ кромки несущей поверхности являются кромками стекания, с которых в поток жидкости сходит свободная вихревая поверхность, моделирующая вихревой след за реальным крылом. Площадь несущей поверхности $S=2bl(1-c/3)$, удлинение несущей поверхности $\lambda=4l^2/S=2l'(1-c/3)$. Параметр c имеет следующее выражение через удлинение λ и отношение $l/b=l'$: $c=3(1-2l'/\lambda)$. При значении параметра $c=0$ поверхность имеет прямоугольную форму в плане.

При переходе к безразмерным величинам за характерную длину принимается длина корневой хорды b , за характерную скорость — скорость набегающего потока на бесконечности V_∞ , за характерное время — отношение b/V_∞ . Безразмерные уравнения движения несущей поверхности имеют вид

$$\begin{aligned}x^1 &= [a^1 + c(1-a^1)(a^2)^2 - b_0'] \cos \beta(t) + b_0' \\x^2 &= \lambda(1-c/3)a^2/2 \\x^3 &= [a^1 + c(1-a^1)(a^2)^2 - b_0'] \sin \beta(t) + h' \cos(\nu t) \\0 &\leq a^1 \leq 1, & -1 &\leq a^2 \leq 1\end{aligned}\quad (1.2)$$

Здесь $h'=h/b, b_0'=b_0/b, \nu=\omega b/V_\infty$ — соответственно безразмерные амплитуда вертикальных колебаний оси вращательных колебаний, положение этой оси и частота колебаний, причем ν — число Струхала. Для безразмерных декартовых координат и безразмерного времени сохранены обозначения соответствующих размерных величин.

С указанной геометрией и кинематикой решается задача о нестационарном обтекании несущей поверхности при $t \geq 0$ с начальными условиями, заданными при $t=0$. Система уравнений, описывающая обтекание несущей поверхности с произвольным законом движения, приведена в [1, 2]. Численное решение этой системы получено с помощью метода, являющегося развитием метода [1–3]. В каждый расчетный момент времени решается система линейных алгебраических уравнений, составленная для значений в узлах сплайновой сетки функции $\varphi(a^1, a^2, t)$, которая является регулярной составляющей вихревой функции $\kappa(a^1, a^2, t)$. Вихревая функция $\kappa(a^1, a^2, t)$ представляет собой скачок потенциала скорости жидкости на несущей поверхности [2]. Уравнения указанной алгебраической

системы получаются из требования выполнения условия непроницаемости несущей поверхности в контрольных точках и условия отсутствия перепада давления в узловых точках, лежащих на задней и боковой кромках несущей поверхности. Последнее условие записывается в виде дифференциального уравнения

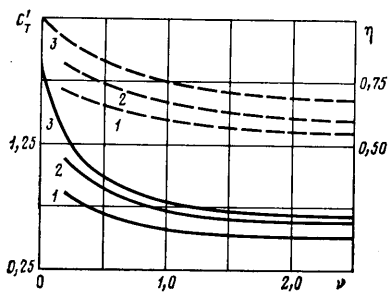
$$\frac{\partial \chi(a_*^1, a_*^2, t)}{\partial t} = -qE^2(b_*^1, b_*^2, t) \quad (1.3)$$

Здесь b^1, b^2 — лагранжевы координаты свободной вихревой поверхности: $b_0^1(t) \leq b^1 \leq 0$, $-d \leq b^2 \leq d$, $b_0^1(t) = qt$, причем кромки $b^1 = b_0^1(t)$, $-d \leq b^2 \leq d$; $b^1 = 0$, $-d \leq b^2 \leq d$ и $b_0^1(t) \leq b^1 \leq 0$, $b^2 = \pm d$ являются соответственно передней, задней и боковой кромками свободной вихревой поверхности, $q < 0$ и $d > 0$ — константы, выбираемые для удобства вычислений; (a_*^1, a_*^2) — лагранжевы координаты узловой точки на задней или боковой кромке несущей поверхности; (b_*^1, b_*^2) — лагранжевы координаты узловой точки на передней кромке свободной вихревой поверхности, совпадающей в момент времени t с узловой точкой несущей поверхности (a_*^1, a_*^2) , $b_*^1 = b_0^1(t)$, $b_*^2 = g_i(a_*^i)$, $i = 1, 2$, где $g_i(a^i)$ — вводимые при параметризации свободной вихревой поверхности функции, связывающие лагранжевы координаты несущей и свободной вихревой поверхностей на боковой ($i = 1$) и задней ($i = 2$) кромках несущей поверхности, которые одновременно являются передней кромкой свободной вихревой поверхности; $E^2(b^1, b^2, t) = e_{12w} \Omega_w^2$, e_{12w} — модуль векторного произведения векторов базиса лагранжевой системы координат b^1, b^2 , Ω_w^2 — контравариантная компонента вектора интенсивности Ω_w свободной вихревой поверхности.

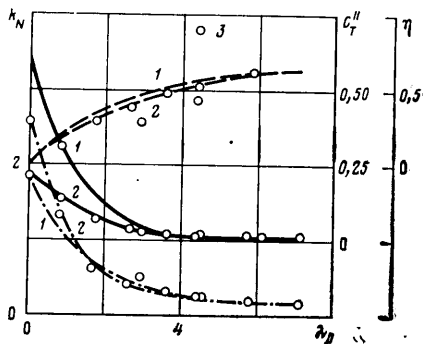
Конечно-разностная схема для аппроксимации уравнения (1.3) строится следующим образом. Вводится в рассмотрение расчетный контур, который определяется как любой замкнутый жидкий контур, начинающийся и оканчивающийся в узловой точке задней кромки свободной вихревой поверхности $(0, b_*^2)$. С помощью уравнения (1.3) выписывается условие сохранения циркуляции по расчетному контуру в текущий и последующий расчетные моменты времени t_s и $t_{s+1} = t_s + \Delta t$ (Δt — шаг по времени). Для аппроксимации функций $E^i(b^1, b^2, t)$, $i = 1, 2$, на свободной вихревой поверхности используется билинейная интерполяция [2, 3]. В результате из (1.3) получается уравнение, которое представляет собой неявную конечно-разностную схему второго порядка точности [15] для интегрирования уравнения (1.3), построенную с помощью билинейной интерполяции функции $E^2(b^1, b^2, t)$ с учетом условия сохранения циркуляции по расчетному контуру. Положение свободной вихревой поверхности определяется аналогично тому, как это сделано в [2, 3].

Точность предложенного метода анализировалась на основе расчетов обтекания квадратной пластинки, мгновенно приведенной из состояния покоя в движение с постоянной скоростью под углом атаки 30° . Получены зависимости коэффициента нормальной силы $C_N = 2N/(\rho V_\infty^2 S)$ (N — нормальная сила, ρ — плотность жидкости) и безразмерной координаты центра давления $\xi_a = x_a/b$ от безразмерного времени. Расчеты, проведенные с числом сплайновых ячеек на полукрыле, равным $4 \times 2, 4 \times 3, 4 \times 4$, и с шагом по времени $\Delta t = 0,1$, показали, что отличие результатов расчетов друг от друга при числах сплайновых ячеек 8 и 12 не превышает 3%, результаты расчетов при числах сплайновых ячеек 12 и 16 практически совпадают между собой. При 12 сплайновых ячейках отличие полученных зависимостей от результатов работы [5] при $t > 0,2$ составляет менее 4%.

В [2, 3] функции $E^i(b^1, b^2, t)$ также аппроксимировались с помощью билинейной интерполяции, однако для интегрирования уравнения (1.3) были использованы явные конечно-разностные схемы, что приводило к нарушению выполнения условия сохранения циркуляции по расчетным контурам при проведении вычислений на очередном шаге по времени.



Фиг. 1



Фиг. 2

2. Обтекание колеблющихся крыльев прямоугольной формы в плане. В работе [8] приводятся зависимости от частоты колебаний ν среднего за период коэффициента силы тяги C_T' и гидродинамического коэффициента полезного действия η колеблющегося в потоке идеальной несжимаемой жидкости крыла бесконечного размаха с кинематикой (1.2), когда

$$c=0, \quad \beta(t)=\beta_0 \sin(\nu t), \quad \beta_0=h'\theta v \quad (2.1)$$

при малых значениях h' и β_0 . С целью исследования влияния удлинения крыла λ на указанные характеристики были проведены расчеты со следующими значениями параметров, характеризующих геометрию и кинематику крыла:

$$h'=0,1, \quad \theta=0,4, \quad b_0'=0,5, \quad \lambda=4 \text{ и } 8; \quad 0 < \nu < 2,5$$

Средним за период коэффициентом силы тяги колеблющегося крыла называется отношение средней за период силы тяги к величине $\rho V_0^2 S/2$, где V_0 — характерная скорость. Через C_T обозначается коэффициент силы тяги, когда за характерную скорость берется $V_0=V_\infty$ — скорость набегающего потока на бесконечности. Через C_T' обозначается коэффициент силы тяги, когда за характерную скорость берется $V_0=\omega h$. Между C_T и C_T' имеется соотношение $C_T=h'^2 \nu^2 C_T'$.

Средние за период колебаний полезная мощность A и затрачиваемая на колебания крыла мощность E определяются выражениями

$$A=C_T \frac{\rho V_\infty^3}{2} S$$

$$E = \frac{\rho V_\infty^3}{2} S \frac{\nu}{2\pi} \int_0^{t+2\pi/\nu} (C_y h' \nu \sin(\nu t) + m_{z0} \beta_0 \nu \cos(\nu t)) dt$$

Здесь C_y — коэффициент подъемной силы крыла, m_{z0} — коэффициент момента гидродинамических сил относительно оси вращательных колебаний крыла.

Отношение $\eta=A/E$ называется гидродинамическим коэффициентом полезного действия колеблющегося крыла.

На фиг. 1 приводятся зависимости C_T' и η от ν . Здесь и далее на графиках зависимости коэффициента силы тяги от безразмерных параметров будем наносить сплошными линиями, соответствующие зависимости для гидродинамического коэффициента полезного действия — штриховыми. Кривые 3 относятся к крылу бесконечного размаха ($\lambda=\infty$) [8]. Кривые 1 и 2 рассчитаны при $\lambda=4$ и 8 соответственно. Последовательность кривых $\lambda=4, 8, \infty$ показывает влияние удлинения крыла на рассматриваемые зависимости.

Эти и дальнейшие расчеты в окончательном варианте проводились с числом сплайновых ячеек на половине крыла, равным $2 \times 6 = 12$, с шагом по времени $\Delta t = \pi / (8v)$. Время выхода на периодический режим обтекания определялось из анализа зависимостей гидродинамических характеристик от времени. Анализ кривых показал, что периодический режим практически устанавливается через половину периода после начала движения из состояния покоя.

В работе [9] приводятся результаты экспериментальных исследований по определению гидродинамических характеристик колеблющегося подводного крыла прямоугольной формы в плане с профилем ЦАГИ КВ-1-7 относительной толщины 7%. Колебание плоскости, содержащей хорды крыла, в эксперименте задавалось уравнениями (1.2), (2.1) при следующих значениях параметров:

$$h' = 0,467, \quad \beta_0 = 3^\circ, \quad b_0' = 0,25, \quad \lambda = 4$$

При обработке экспериментальных данных за характерную скорость V_0 была принята величина $U = \sqrt{V_\infty^2 + \omega^2 h^2}$. Соответствующий коэффициент средней за период силы тяги обозначается через C_T'' : $C_T = C_T'' (1 + v^2 h'^2)$. Коэффициент k_N средней за период затрачиваемой на колебания крыла мощности получается делением соответствующей мощности на величину $\rho U^2 S \omega h / 2$.

При значениях параметров, соответствующих данному эксперименту, были проведены расчеты. На фиг. 2 приведены результаты расчетов и эксперимента в виде графиков зависимостей коэффициентов C_T'' , k_N и η от безразмерного параметра $\lambda_p = V_\infty / \omega h = 1 / v h'$. Кривые 1 — расчет, 2 — кривые, проведенные через экспериментальные точки 3. Штрихпунктирными линиями нанесены зависимости коэффициента k_N от параметра λ_p .

Значениям параметра λ_p 0, 2, 4, 6, 8 соответствуют максимальные за период колебаний значения угла атаки $\alpha_{\max} = 90, 24, 11, 6, 4^\circ$.

Углом атаки здесь называется угол, который образует разность скорости набегающего потока на бесконечности и скорости передней кромки крыла с хордой крыла. Из графиков видно, что коэффициенты C_T'' , k_N , η при режиме колебаний с максимальными за период значениями угла атаки до $15-18^\circ$ удовлетворительно совпадают с экспериментальными данными.

В расчетах возрастание коэффициента силы тяги при режиме колебаний с углами атаки, превышающими $15-18^\circ$, происходит за счет резкого увеличения подсосывающей силы, действующей на переднюю кромку крыла. Различие между расчетными и экспериментальными данными объясняется, видимо, тем, что в эксперименте при колебаниях в указанном режиме успевает сформироваться отрыв потока с передней кромки крыла.

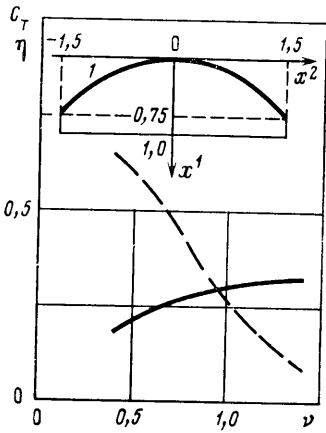
3. Гидродинамическая модель хвостового плавника дельфина. При длительном непрерывном плавании движение центра масс дельфина близко к равномерному прямолинейному. В таком режиме плавания хвостовой плавник дельфина совершает периодические колебания с амплитудой порядка поперечных размеров тела. Траектория точки плавника у его развилки близка к синусоиде. У основной части плавника деформации малы [10—14]. На этом основании модель хвостового плавника дельфина представляется несущей поверхностью, закон движения которой задается уравнениями (1.2) с функцией $\beta(t)$, представленной в виде [13, 14]

$$\beta(t) = \gamma(t) - \alpha(t), \quad \gamma(t) = \arctg[v h' \sin(vt)]$$

$$\alpha(t) = \alpha_0 \sin(vt), \quad \alpha_0 = 10^\circ$$

Здесь $\alpha(t)$ — угол атаки, определенный как угол атаки в п. 2, только вместо скорости передней кромки берется скорость оси вращательных ко-

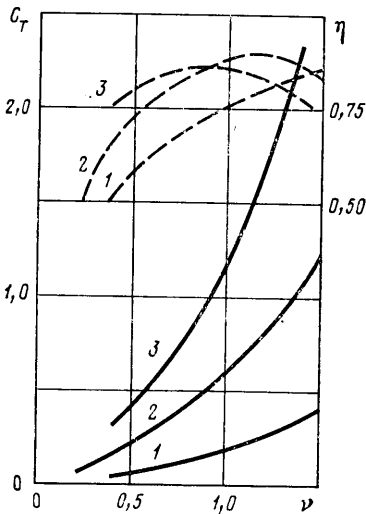
лебаний. Реальная форма хвостового плавника дельфина [12, 14] аппроксимируется выбором значений параметров $c=3/4$ и $\lambda=4$, при этом несущая поверхность имеет форму в плане, изображенную в плоскости x^1x^2 на фиг. 3. Передняя кромка несущей поверхности (кривая 1 на фиг. 3) определяется уравнением $x^1=(x^2)^2/3$. Диапазоны изменения $0,5 \leq h' \leq 1,5$ и $0,2 \leq \nu \leq 1,5$ величин h' и ν установлены в результате обработки экспериментальных данных для амплитуды и частоты колебаний точки у развилки хвостового плавника дельфина афалины [11, 12]. Амплитуда изменения угла атаки α_0 принята равной 10° на основании данных работ [13, 14]. Значение параметра b_0' задавалось произвольно в интервале от 0 до 1,5, поскольку для него отсутствуют какие-либо экспериментальные данные.



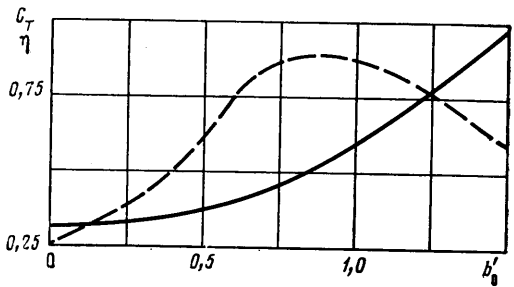
Фиг. 3

Исследуется влияние на гидродинамические характеристики данной модели параметров h' , ν и b_0' .

На фиг. 3 приводятся полученные в результате расчетов зависимости коэффициента силы тяги C_T и гидродинамического коэффициента полезного действия η от частоты колебаний ν в случае, когда ось вращательных колебаний проходит через точку передней кромки корневого сечения несущей поверхности ($b_0'=0$), а амплитуда колебаний $h'=1,0$. При таком расположении оси коэффициент C_T растет, а коэффициент η убывает с ростом частоты колебаний. При этом коэффициент силы тяги невелик ($C_T \approx 0,25$).



Фиг. 4



Фиг. 5

На фиг. 4 приводятся зависимости гидродинамических характеристик от частоты колебаний в случае, когда ось вращательных колебаний находится на задней кромке ($b_0'=1$). Кривые 1–3 получены при значениях амплитуды $h'=0,5; 1,0; 1,5$ соответственно. Графики показывают, что, когда амплитуда h' меняется в пределах от 0,5 до 1,5, происходит качественное изменение характера зависимости гидродинамического коэффициента полезного действия от частоты колебаний. Коэффициент η при $h'=0,5$ с увеличением частоты монотонно возрастает. При $h'=1,0$ и $1,5$ зависимость гидродинамического коэффициента полезного действия от частоты колебаний оказывается немонотонной. Из графиков видно, что максимум коэффициента η при амплитуде $h'=1,0$ больше максимумов η при $h'=0,5$ и $1,5$ и достигается при частоте, лежащей между частотами

максимумов при $h'=0,5$ и $1,5$, т. е. с увеличением амплитуды колебаний частота, при которой гидродинамический коэффициент полезного действия имеет максимальное значение, уменьшается. На фиг. 4 все графики зависимости C_T от ν представляют собой возрастающие функции, которые увеличиваются тем быстрее, чем больше h' . Наибольшее значение коэффициента силы тяги C_T достигается при наибольших значениях амплитуды h' и частоты ν . Из анализа кривых на фиг. 4 следует, что колебания с большими амплитудами ($h'=1,0$ и $h'=1,5$) эффективнее колебаний при малых амплитудах ($h'=0,5$) для получения больших значений коэффициента силы тяги и гидродинамического коэффициента полезного действия.

Сравнивая фиг. 3 и 4, замечаем, что коэффициенты C_T и η в случае $b_0'=0$ много меньше, чем в случае $b_0'=1$. Существенную роль положения оси вращательных колебаний для получения больших значений гидродинамических характеристик демонстрируют также приведенные на фиг. 5 зависимости коэффициентов C_T и η от b_0' при $h'=1,0$, $\nu=1,0$. Коэффициент силы тяги C_T монотонно возрастает с ростом b_0' , а гидродинамический коэффициент полезного действия оказывается максимальным при $b_0' \approx 0,9$.

В экспериментах [11, 12] определялись амплитуда и частота колебаний точки у развилки хвостового плавника дельфина. Если предположить, что движение хвостового плавника дельфина описывается законом движения (1.2) с осью вращательных колебаний, совпадающей с задней кромкой, то эксперименты [11, 12] дают амплитуду и частоту оси вращательных колебаний модели хвостового плавника. В указанных экспериментах наиболее часто наблюдались амплитуда и частота колебаний точки у развилки хвостового плавника, соответствующие $h' \approx 1,0$; $\nu \approx 1,1$ [11] и $\nu \approx 0,9$ [12]. Расчеты, проиллюстрированные на фиг. 3–5, показывают, что в случае $b_0'=1$ наибольшее значение гидродинамического коэффициента полезного действия достигается при $h'=1,0$ и $\nu \approx 1,15$. Таким образом, результаты расчетов находятся в согласии с предположением, что дельфины при длительном равномерном движении используют наиболее рациональный гидродинамический механизм плавания, при котором максимально возможная часть затрачиваемой на колебания хвостового плавника мощности расходуется на производство полезной работы по перемещению тела животного. В работах [11, 12] указано, что с увеличением амплитуды колебаний хвостового плавника у дельфинов наблюдается тенденция к уменьшению частоты колебаний. Согласно графикам на фиг. 4, с гидродинамической точки зрения это происходит по той причине, что при увеличении амплитуды колебаний наибольшее значение гидродинамического коэффициента полезного действия достигается при более низких частотах колебаний. Представляется, что рассмотренная гидродинамическая модель хвостового плавника дельфина удовлетворительно описывает имеющиеся экспериментальные данные.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зайцев А. А. Несущая поверхность при больших деформациях. — В кн.: Аэромеханика и газовая динамика. М.: Наука, 1976, с. 42–56.
2. Зайцев А. А., Тюреев В. В. Расчет обтекания несущей поверхности при больших деформациях. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 4, с. 72–79.
3. Зайцев А. А., Шарина Л. В. Аэродинамический расчет нормального трепещущего полета. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1983, № 4, с. 71–78.
4. Алгазин В. А. Расчет нелинейных аэродинамических характеристик крыла конечного размаха. — ПМТФ, 1980, № 4, с. 97–107.
5. Белоцерковский С. М., Ништ М. И. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. М.: Наука, 1978. 351 с.
6. Алгазин В. А. Теоретическое исследование силы тяги колеблющегося крыла конечного размаха. — Бионика, 1984, вып. 18, с. 52–57.
7. Белоцерковский С. М., Скрипач Б. К. Аэродинамические производные летательного аппарата и крыла при дозвуковых скоростях. М.: Наука, 1975. 424 с.

8. *Lighthill M. J.* Aquatic animal propulsion of high hydromechanical efficiency.— *J. Fluid Mech.*, 1970, v. 44, № 2, p. 265–301.
9. *Гребешов Э. П., Сагоян О. А.* Гидродинамические характеристики колеблющегося крыла, выполняющего функции несущего элемента и движителя.— *Тр. ЦАГИ*, 1976, вып. 1725, с. 3–30.
10. *Першин С. В.* О резонансном режиме плавания дельфинов.— *Бионика*, 1970, вып. 4, с. 31–36.
11. *Пятецкий В. Е., Каян В. П.* О кинематике плавания дельфина-афалины.— *Бионика*, 1975, вып. 9, с. 41–46.
12. *Каян В. П., Пятецкий В. Е.* Кинематика плавания дельфина афалины в зависимости от режима ускорения.— *Бионика*, 1977, вып. 11, с. 36–41.
13. *Каян В. П.* О гидродинамических характеристиках плавникового движителя дельфина.— *Бионика*, 1979, вып. 13, с. 9–15.
14. *Козлов Л. Ф.* Теоретическая биогидродинамика. Киев: Вища шк., 1983. 238 с.
15. *Калиткин Н. Н.* Численные методы. М.: Наука, 1978. 512 с.

Москва

Поступила в редакцию
28.V.1985