

УДК 577.31

РОЛЬ ЛОКОМОТОРНОЙ ВОЛНЫ В ФОРМИРОВАНИИ ТЯГИ У РЫБ И ДЕЛЬФИНОВ

© 2000 г. Е. В. Романенко, С. Г. Пушков, В. Н. Лопатин

Институт проблем экологии и эволюции им. А.Н. Северцова РАН, Москва

На основе малоамплитудной теории тонкого тела и имеющихся экспериментальных кинематических данных оценена доля тяги, развиваемой собственно телом дельфина, в общей тяге, развиваемой телом и хвостовой лопастью совместно. Показано, что в случае потенциального обтекания тела животного тяга определяется лишь кинематическими характеристиками колебаний кромки хвостовой лопасти. В случае, когда имеет место вихреобразование на части тела за миделем, формируется дополнительное тяговое усилие, составляющее заметную долю в общей тяге.

В процессе активного плавания рыб и дельфинов тяга создается за счет локомоторной волны, распространяющейся по телу животного от головы к хвосту. При этом на основании выводов теории тонкого тела для образования тяги наиболее существенны условия движения хвостового плавника. Однако это справедливо лишь в том случае, если нет срыва потока на всей остальной длине тела. Имеющиеся экспериментальные данные и наблюдения [7] свидетельствуют о том, что пограничный слой на теле дельфина в значительной степени турбулизирован. Иногда также наблюдается срыв вихрей со спинного плавника, грудных плавников и некоторых частей тела за миделем [1]. В этом случае изменяются условия обтекания тела и, как следствие, механизм формирования тяговых усилий. Тяга может создаваться не только хвостовой лопастью, но и собственно телом животного. Это обстоятельство необходимо иметь в виду при оценке эффективности движителей рыб и дельфинов.

Проанализируем две модели плавания: без срыва потока и со срывом.

Первая теоретическая модель в наиболее полной форме разработана Лайтхиллом [12] и Логвиновичем [5] применительно к плаванию рыб, но в равной мере может быть применима и к плаванию дельфинов.

На рис. 1 приведена схема, взятая из работы Лайтхилла [12] и поясняющая постановку задачи. Рассматривается движение тонкого рыбоподобного тела в идеальной жидкости. Тело расположено вдоль оси x и обтекается потоком со скоростью U . Исходно принято, что тело имеет цилиндрическую форму, его поперечное сечение мало меняется по длине, а также, что поток жидкости, обтекающий тело, состоит из двух компонент: из постоянного потока, обтекающего неподвижное тело, и потока, обусловленного поперечными движениями тела, совершающимися по некото-

рому закону $h(x, t)$. Здесь h – величина поперечных смещений тела, x – координата, t – время. В этом случае поперечная скорость элементов тела $v(x)$ может быть представлена в виде

$$v(x) = \frac{\partial h}{\partial t} + U \frac{\partial h}{\partial x}. \quad (1)$$

Полагается, что поток, обтекающий рыбоподобное цилиндрическое тело при его поперечных движениях, идентичен двумерному потенциальному потоку, который формируется при движении бесконечно длинного цилиндра в поперечном направлении со скоростью $v(x, t)$. В этом случае импульс потока имеет вид $m(x)v(x, t)$. Здесь величина $m(x)$ – присоединенная масса единицы длины цилиндра для движения в поперечном направлении.

Мгновенная сила, действующая на единицу длины тела по нормали к нему, может быть записана в форме

$$L(x, t) = -\left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x}\right)\{v(x, t)m(x)\}, \quad (2)$$

а сила тяги –

$$T = \int_0^l L(x, t) \frac{\partial h}{\partial x} dx + T_s, \quad (3)$$

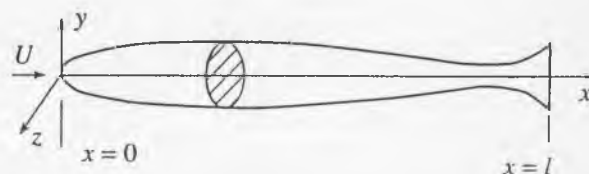


Рис. 1. Схема, поясняющая постановку задачи в работе [12].

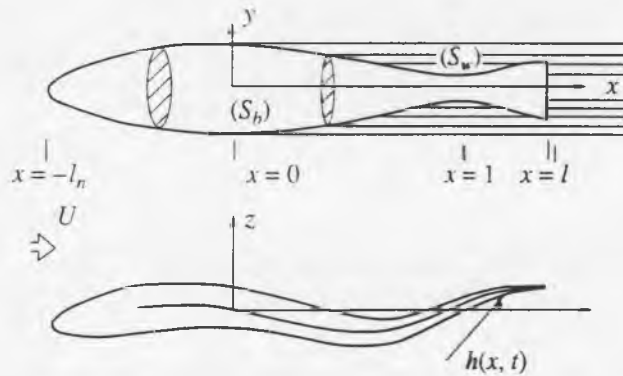


Рис. 2. Схема, поясняющая постановку задачи в работе [13].

где T_s – подсасывающая сила в пределах длины тела рыбы ($0 < x < l$). Она имеет вид

$$T_s = \frac{1}{2} \int_0^l v^2(x, t) \frac{\partial m(x)}{\partial x} dx. \quad (4)$$

Выполнив интегрирование в формулах (3) и (4) и усредняя по времени, нетрудно получить:

$$\bar{T} = \frac{m(l)}{2} \left[\overline{\left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)^2} - U^2 \overline{\left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)^2} \right]_{x=l}. \quad (5)$$

Анализ формулы (5) показывает, что в рассмотренном варианте тяга создается только хвостовой лопастью. При этом величина тяги определяется кинематическими параметрами только хвостовой лопасти (точнее, кинематикой кромки хвоста) и не зависит от закона деформации тела животного.

Теперь рассмотрим модель плавания со срывом потока в пределах участка тела рыбы или дельфина от максимального сечения до хвостовой области (области минимального сечения). Эту задачу решал Ву [13]. На рис. 2 показана схема, поясняющая постановку задачи. Символами S_b и S_v обозначены проекции на плоскость $z = 0$ соответственно тела рыбы и вихревой пелены. Остальные обозначения ясны из рисунка.

Движение рыбы в z – направлении можно записать так:

$$z = h(x, t). \quad (6)$$

Мгновенная сила в z -направлении на единицу длины тела может быть выражена следующим образом:

$$L(x, t) = \int_{-b}^b (\Delta p) dy = -2\rho D \int_{-b}^b v(x, t) (b^2 - y^2)^{1/2} dy = -D[v(x, t)m(x)] \quad (7)$$

при $(-l_n < x < 0)$ и $(1 < x < l)$,

и

$$L(x, t) = -2\rho [Dv(x, t)] \int_{-b}^b (b^2 - y^2)^{1/2} dy = -[Dv(x, t)]m(x) \quad (8)$$

при $(0 < x < 1)$,

где $m(x) = \rho \pi b^2(x)$ – присоединенная масса единицы длины тела для движения в z -направлении, $b(x)$ – ширина тела в плоскости $x = 0$, y – координата, $D = \frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x}$.

Полная сила в z -направлении может быть получена интегрированием выражений (7) и (8) по длине тела:

$$L_0(t) = - \int_{-l_n}^l D[v(x, t)m(x)] dx + \int_0^1 v(x, t) \frac{\partial m(x)}{\partial x} dx. \quad (9)$$

Сила тяги, как и в предыдущем случае, определяется выражением (3), в котором вместо $L(x, t)$ используется $L_0(x, t)$. Однако подсасывающая сила теперь имеет вид

$$T_s = \left(\int_{-l_n}^1 + \int_1^l \right) \frac{1}{2} v^2(x, t) \frac{dm(x)}{dx} dx. \quad (10)$$

После интегрирования и усреднения по времени получим:

$$\bar{T} = \frac{1}{2} m(l) \left[\overline{\left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)^2} - U^2 \overline{\left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)^2} \right]_{x=l} - \frac{1}{2} \left[\overline{\left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)^2} - U^2 \overline{\left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)^2} \right] \frac{dm(x)}{dx} dx = \bar{T}_1 + \bar{T}_2. \quad (11)$$

Здесь учтено, что $m(-l_n) = 0$ и $D = \frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x}$. Первый член совпадает с выражением (5), полученным Лайтхиллом [12], второй обусловлен сходом вихревой пелены на участке тела $0 < x < 1$.

Сравнивая (5) и (11), можно видеть, что при сходе вихревой пелены появляется дополнительная сила, определяемая вторым членом выражения (11). Знак этой силы зависит от соотношения членов в подынтегральном выражении.

Выражение (11) может быть получено и непосредственно на основании использования концепции “пронизываемого слоя”, развитой Логвиновичем [5]. При этом второе слагаемое имеет простое физическое толкование, так как определяется

“стекающими” импульсами $U v(x) dm(x)$ на участке за миделем тела: $0 < x < 1$.

В настоящее время в литературе имеется вполне достаточно данных по кинематике плавания дельфинов [7, 8–11], чтобы провести численные оценки сил, развиваемых хвостовой лопастью и собственно телом (чего нельзя сказать об исследованиях на рыбах). Для этого запишем несколько расчетных соотношений в дифференциальной форме.

Распределение тянущей силы вдоль тела дельфина в варианте Лайтхилла–Логвиновича:

$$\overline{dT} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right) \left[m(x) \left(\frac{\partial h}{\partial t} + U \frac{\partial h}{\partial x} \right) \right] \frac{\partial h}{\partial x} dx \quad (12)$$

при $0 < x < l$.

Распределение подсасывающей силы в варианте Лайтхилла–Логвиновича:

$$\overline{dT}_s = -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial h}{\partial t} + U \frac{\partial h}{\partial x} \right)^2 \frac{\partial m}{\partial x} dx \quad \text{при } 0 < x < l. \quad (13)$$

Распределение тянущей силы в варианте Ву:

$$\overline{dT}_1 = \left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right) \left[m(x) \left(\frac{\partial h}{\partial t} + U \frac{\partial h}{\partial x} \right) \right] \frac{\partial h}{\partial x} dx \quad (14)$$

при $-l_n < x < 0$,

$$\overline{dT}_2 = \left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right) \left(\frac{h}{\partial t} + U \frac{\partial h}{\partial x} \right) \right] m(x) \frac{\partial h}{\partial x} dx \quad (15)$$

при $0 < x < 1$.

Распределение подсасывающей силы в варианте Ву:

$$\overline{dT}_s = -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial h}{\partial t} + U \frac{\partial h}{\partial x} \right)^2 \frac{\partial m}{\partial x} dx \quad \text{при } -l_n < x < 0. \quad (16)$$

Полезно также для сравнения представить второй член в выражении (11) в дифференциальной форме:

$$\overline{dT}_2 = \left[\left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)^2 - U^2 \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)^2 \right] \frac{\partial m}{\partial x} dx \quad \text{при } 0 < x < 1. \quad (17)$$

Для численных оценок сил необходимо задать закон деформации тела дельфина. В общем виде можно записать:

$$h(x, t) = h_0(x) \sin[\omega t + \tau(x)]. \quad (18)$$

В соотношениях (12)–(18) входят кинематические параметры плавания дельфина, которые могут быть получены только экспериментальным путем: амплитудная функция $h_0(x)$, циклическая частота колебаний тела $\omega = 2\pi f$, f – частота, фазовая функция $\tau(x)$, U – скорость плавания, $m(x)$ –

присоединенная масса на единицу длины тела и $\frac{\partial m}{\partial x}$ – изменения присоединенной массы вдоль тела. Наиболее полно все кинематические параметры плавания дельфина, определенные экспериментально, представлены в работе [7]. Некоторые данные есть также в работах [3, 4, 8–11]. В частности, в первых трех из этих работ приведены хорошо согласующиеся эмпирические зависимости, связывающие частоту колебаний тела и скорость плавания. Мы в наших оценках воспользуемся такой зависимостью в форме, представленной в работе Козлова [4]:

$$\omega = 2\pi \left(1.05 \frac{U}{l} + 0.25 \right). \quad (19)$$

В работе [7] предложены следующие эмпирические выражения для амплитудной и фазовой функций:

$$h_0(x) = h_{x0} \left[K_z - 1 + (2 - K_z) \left(\frac{x}{l} \right)^2 \right] \quad (20)$$

$$\tau(x) = -\frac{k_0 \ln(1 + b_0 x)}{b_0}. \quad (21)$$

Здесь $k_0 = \frac{\omega}{U}$, $K_z = \frac{h_z}{l}$, h_z и h_{x0} – амплитуда колеба-

ний кончика носа и хвостовой лопасти дельфина соответственно, b_0 – параметр, характеризующий зависимость фазовой скорости локомоторной волны от координаты, γ – параметр, характеризующий крутизну нарастания амплитудной функции от головы животного к хвосту.

Значения кинематических параметров плавания дельфина *Tursiops truncatus* (длина тела $l = 2.24$ м, расстояние от кончика носа до хвостовой лопасти равно 2.0 м) по данным работы [7] следующие: $U = 4.3$ мс⁻¹, $K_z = 0.21$, $b_0 = 0.23$ м⁻¹, $\gamma = 4.2$, $h_{x0}/l = 0.123$. Распределение присоединенной массы вдоль тела дельфина приведено в табл. 1.

Значения $m(x)$ вычислены по формуле

$$m(x) = \rho \pi R^2(x), \quad (22)$$

где $R(x)$ – поперечные размеры тела дельфина, которые известны и приведены в упомянутой работе.

Воспользовавшись выражениями (18) и (19), нетрудно записать в окончательном виде расчет-

Таблица 1. Распределение присоединенной массы и ее первой производной вдоль тела дельфина [7].

$x, \text{ м}$	$m(x), \text{ кг м}^{-1}$	$\Delta m/\Delta x, \text{ кг м}^{-2}$
0.1	1.27	102.0
0.2	20.4	250.7
0.3	51.4	301.0
0.4	80.6	253.5
0.5	102.1	209.0
0.6	122.4	152.5
0.7	132.6	44.5
0.8	131.3	-69.5
0.9	118.7	-140.0
1.0	103.3	-149.0
1.1	88.9	-148.5
1.2	73.6	-162.5
1.3	56.4	-164.5
1.4	40.7	-135.0
1.5	29.4	-104.0
1.6	19.9	-97.0
1.7	10.0	-76.5
1.8	4.6	-37.5
1.9	2.5	-10.5
2.0	2.5	0

тела $-l_n < x < 0$ (рис. 2). Формула (15) будет включать первые 4 члена формулы (23) и будет справедлива лишь на участке тела $0 < x < 1$. Подсасывающая сила в варианте Ву будет определяться формулой (23), но только на участке тела $-l_n < x < 0$.

Формула (17) может быть представлена в виде

$$\overline{dT}_2 = \left[-\pi^2 \left(1.05 \frac{U}{l} + 0.25 \right)^2 h_0^2 + \right. \\ \left. + \frac{U^2}{4} \left(\frac{\partial h_0}{\partial x} \right)^2 + \frac{U^2}{4} h_0^2 \left(\frac{\partial \tau}{\partial x} \right)^2 \right] \frac{\partial m}{\partial x} dx. \quad (25)$$

Эта формула справедлива при $0 < x < 1$ (рис. 2).

Следует еще раз подчеркнуть, что до сих пор мы анализировали лишь силы, развиваемые в пределах собственно тела животного, исключая хвостовую лопасть.

Получим численные оценки сил для двух режимов плавания дельфина с постоянной скоростью: без срыва вихревой пелены на участке тела $0 < x < 1$ и со срывом. Оба режима характеризуются кинематическими параметрами, приведенными выше. При этом будем использовать амплитудную и фазовую функции, представленные выражениями (20) и (21).

Для оценки тяги, развиваемой хвостовой лопастью дельфина, воспользуемся формулами, приведенными в работе [6] для движения крыла большого удлинения с большими амплитудами линейных и угловых колебаний. Формула (5) для оценки тяги крыла большого удлинения, к сожалению, не применима, так как получена в рамках малоамплитудной теории тонкого тела.

Будем считать, что величина тяги, развиваемой хвостовой лопастью дельфина, определяется выражением

$$\overline{T} = \frac{\rho S}{2} (C_y^\alpha \overline{v_n} \overline{U_y} - C_y^{\omega_z} \overline{c^2 \omega_z \sin \theta}) - \\ - \frac{\rho \pi S}{4} \overline{v_n^2 \cos \vartheta} - \frac{\rho S}{2} C_p \overline{U^2 \cos \vartheta}, \quad (26)$$

где

$$\overline{v_n U_y} = U_0^2 \frac{1}{\lambda_p} \times \\ \times \left(\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\lambda_p} - \vartheta_1 \right) - \frac{3 \vartheta_1^2}{8 \cdot 2!} \left(\frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{3} \vartheta_1 \right) + \right. \\ \left. + \frac{5 \vartheta_1^4}{16 \cdot 4!} \left(\frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{5} \vartheta_1 \right) - \frac{35 \vartheta_1^6}{128 \cdot 6!} \left(\frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{7} \vartheta_1 \right) + \dots \right), \quad (27)$$

ные формулы (12) и (13) в варианте Лайтхилла–Логвиновича:

$$\overline{dT} = \left[2\pi^2 \left(1.05 \frac{U}{l} + 0.25 \right)^2 \frac{\partial h_0}{\partial x} m(x) - \right. \\ \left. - \frac{U^2}{2} \frac{\partial h_0}{\partial x} \frac{\partial^2 h_0}{\partial x^2} m(x) - \frac{U^2}{2} h_0 \frac{\partial h_0}{\partial x} \left(\frac{\partial \tau}{\partial x} \right)^2 m(x) - \right. \\ \left. - \frac{U^2}{2} h_0^2 \frac{\partial \tau}{\partial x} \frac{\partial^2 \tau}{\partial x^2} m(x) - \pi U \left(1.05 \frac{U}{l} + 0.25 \right) \times \right. \\ \left. \times h_0^2 \frac{\partial \tau}{\partial x} \frac{\partial m}{\partial x} - \frac{U^2}{2} \left(\frac{\partial h_0}{\partial x} \right)^2 \frac{\partial m}{\partial x} - \frac{U^2}{2} h_0^2 \left(\frac{\partial \tau}{\partial x} \right)^2 \frac{\partial m}{\partial x} \right] dx \quad (23)$$

и

$$\overline{dT}_s = \left\{ \frac{1}{4} \left[2\pi \left(1.05 \frac{U}{l} + 0.25 \right) h_0 + U h_0 \frac{\partial \tau}{\partial x} \right]^2 \frac{\partial m}{\partial x} + \right. \\ \left. + \frac{U^2}{4} \left(\frac{\partial h_0}{\partial x} \right)^2 \frac{\partial m}{\partial x} \right\} dx. \quad (24)$$

В варианте Ву формула (14) будет в точности совпадать с формулой (23), но только на участке

$$c^2 \overline{\dot{\omega}_z \sin \vartheta} = -\frac{\vartheta_1 U_0^2}{2} (Sh)^2 \times$$

$$\times \left[\frac{1}{\lambda_p} \left(1 - \frac{1}{4\lambda_p^2} + \frac{1}{8\lambda_p^4} - \frac{5}{64\lambda_p^6} \right) - \frac{3\vartheta_1^2}{8\lambda_p} \left(1 - \frac{5}{18\lambda_p^2} + \frac{7}{48\lambda_p^4} - \frac{3}{32\lambda_p^6} \right) + \frac{5\vartheta_1^4}{1536\lambda_p} \left(1 - \frac{7}{3\lambda_p^2} + \frac{63}{50\lambda_p^4} - \frac{33}{40\lambda_p^6} \right) + \frac{1}{4}\vartheta_1^3 \left(1 - \frac{5}{48}\vartheta_1^2 \right) \right], \quad (28)$$

$$\overline{v_x^2 \cos \vartheta} = \frac{1}{2} U_0^2 \times$$

$$\times \left[\left(\frac{1}{\lambda_p} - \vartheta_1 \right)^2 - \frac{9}{8}\vartheta_1^2 \left(\frac{1}{\lambda_p^2} - \frac{14}{9}\frac{\vartheta_1}{\lambda_p} + \frac{5}{9}\vartheta_1^2 \right) + \frac{15}{32}\vartheta_1^4 \left(\frac{1}{\lambda_p^2} - \frac{10}{9}\frac{\vartheta_1}{\lambda_p} + \frac{7}{27}\vartheta_1^2 \right) - \frac{35}{1024}\vartheta_1^6 \left(\frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{3}\vartheta_1 \right)^2 \right], \quad (29)$$

$$\overline{U^2 \cos \vartheta} = U_0^2 \left(1 + \frac{1}{2\lambda_p^2} - \frac{3\vartheta_1^2}{16\lambda_p^2} - \frac{\vartheta_1^2}{4} \right), \quad (30)$$

где $Sh = \frac{\omega c}{U_0}$, $\lambda_p = \frac{U_0}{h_0 \omega}$, $\vartheta = \vartheta_1 \cos \omega t$ – угол наклона

лопасти к горизонтальной оси, $\dot{\omega}_z = \frac{d^2(\vartheta)}{dt^2}$, C_y^α и

$C_y^{\dot{\omega}_z}$ – коэффициенты гидродинамических производных, значения которых в зависимости от числа Струхала Sh представлены в табл. 2, c , h_0 , и S – корневая хорда, амплитуда колебаний и площадь лопасти соответственно, $C_p = 0.012$ – сопротивление формы жесткого крыла (по данным работы [2]), имеющего удлинение, равное 4, и эквивалентного хвостовой лопасти дельфина. При оценке тяги хвостовой лопасти дельфина по формуле (26) использованы данные, приведенные выше, а также другие необходимые данные, взятые из работы [7]: $\vartheta_1 = 0.7$ рад, $c = 0.2$ м, $S = 0.063$ м².

Результаты вычислений по формулам (12) и (13) представлены на рис. 3. Там же представлено распределение суммарного значения тянущей и подсасывающей сил ($d\overline{T} + d\overline{T}_s = d\overline{T}_b$) и интегральное значение этого распределения (\overline{T}_b). В точке $x = 2.24$ м. соответствующей кромке хвос-

Таблица 2. Коэффициенты гидродинамических производных

Sh	C_y^α	$C_y^{\dot{\alpha}}$	$C_y^{\dot{\omega}_z}$	$C_y^{\ddot{\omega}_z}$
0.25	3.47	0.1	0.933	-0.492
0.5	3.26	0.473	0.875	-0.243
1.0	2.96	0.895	0.8	-0.128
2.0	2.72	1.18		

товой лопасти, показано значение тяги (\overline{T}_t), развиваемой лопастью в соответствии с формулой (26). Приведенные результаты свидетельствуют о том, что вклад в общую тягу собственно тела дельфина пренебрежимо мал и составляет менее 3% от тяги, развиваемой хвостовой лопастью. Тем не менее это значение тяги отлично от нуля, в то время как при безотрывном обтекании тела должно было получиться нулевое значение. Такой результат получен ввиду формального численного интегрирования (суммирования) распределенной тянущей и подсасывающей сил вдоль тела животного. Он определяется конечным значением присоединенной массы в конечной точке интегрирования и, как следствие, значением стекающего в конечной точке импульса.

На рис. 4 приведены результаты расчетов по формулам (14)–(16). Однако следует уточнить, что положение тела дельфина в этом варианте соответствовало схеме на рис. 1 (а не схеме на рис. 2) для удобства сравнения результатов. В данном случае расчетные формулы (14)–(16) остаются неизменными, меняются только значения интервалов координаты x , в пределах которых справедливы формулы. В частности, формулы (14) и (16)

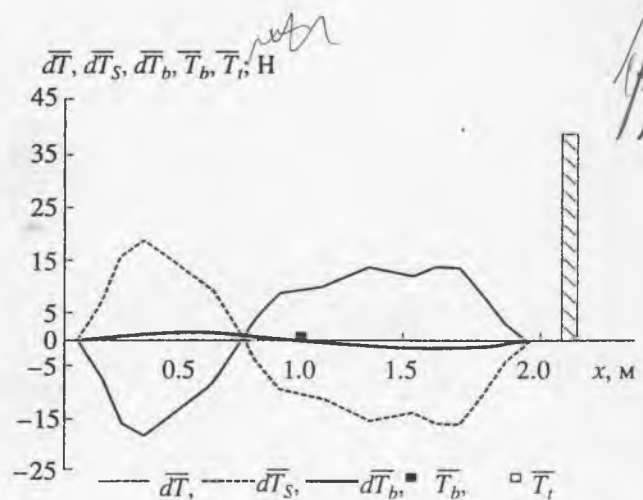


Рис. 3. Распределение тянущей, подсасывающей сил и общей тяги на теле активно плывущего дельфина в предположении его обтекания потенциальным потоком.

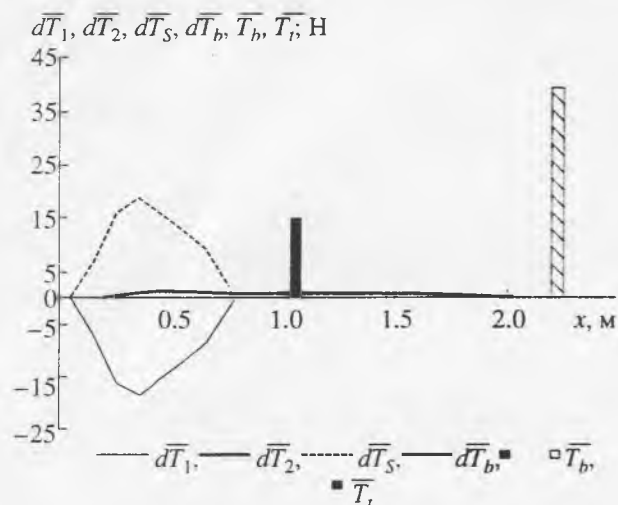


Рис. 4. Распределение тянущей, подсасывающей сил и общей тяги на теле активно плывущего дельфина в предположении срыва вихрей на его участке за миделем.

справедливы в интервале $0 < x < 0.75$ м, а формула (15) – в интервале $0.75 < x < 2$ м; $\overline{dT_b} = \overline{dT_1} + \overline{dT_s}$ на участке $0 < x < 0.75$ м и $\overline{dT_b} = \overline{dT_2}$ на участке $0.75 < x < 2$ м. (На рис. 4 величины $\overline{dT_b}$ и $\overline{dT_2}$ обозначены линиями одинаковой толщины, совпадающими на участке $0.75 < x < 2$ м.) Смысл величин $\overline{T_b}$ и $\overline{T_i}$ тот же, что и на предыдущем рисунке. Видно, что при обтекании тела животного со срывом вихрей на сужающейся его части появ-

ляется дополнительная тяга, которая может составлять величину порядка 25% от общей тяги, развиваемой животным. При оценке пропульсивных способностей дельфина и особенно при оценке его коэффициента сопротивления нельзя пренебрегать этой дополнительной тягой.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вуд Ф.Г. Морские млекопитающие и человек / Пер. с англ. Л.: Гидрометеиздат, 1979. 264 с.
2. Гребешов Э.П., Сагоян О.А. // Тр. ЦАГИ. 1976. № 1725. С. 3.
3. Каян В.П., Пятецкий В.Е. // Бионика. 1977. № 11. С. 36.
4. Козлов Л.Ф. Теоретическая биогидродинамика. Киев: Вища шк., 1983. 238 с.
5. Логвинович Г.В. // Бионика. 1970. № 4. С. 5.
6. Пушков С.Г., Романенко Е.В. // Успехи соврем. биологии. 2000. Т. 120. № 2. С. 207..
7. Романенко Е.В. Теория плавания рыб и дельфинов. М.: Наука, 1986. 149 с.
8. Янов В.Г. // Докл. АН СССР. 1990. Т. 317. № 5. С. 1089.
9. Янов В.Г. // Успехи соврем. биологии. 1997. Т. 117. С. 704.
10. Янов В.Г. // Успехи соврем. биологии. 1998. Т. 118. С. 86.
11. Fish F.E. // J. Exptl. Biol. 1993. V.185. P. 179.
12. Lighthill M. J. // J. Fluid Mech. 1960. V. 9. № 4. P. 305.
13. Wu T. Y.-T. // J. Fluid Mech. 1971. V. 46. № 3. P. 521.

Function of Locomotor Wave in Producing Thrust by Fish and Dolphins

E. V. Romanenko, S. G. Pushkov, V. N. Lopatin

Severtsov Institute of Ecology and Evolution, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

The share of the thrust, produced by the dolphin body, in the total thrust, produced by the body and the caudal fin, is estimated in the basis of low amplitude theoretical models. For the models that consider the potential flow around the animal body, only kinematic features of the fin edge vibration determine the thrust. For the models, which take into consideration the eddy formation behind the middle of the body, the additional thrust is produced that comprises a significant share in the total one.