

Российская академия наук

Институт проблем экологии
и эволюции им. А.Н. Северцова

Научный совет по проблемам
изучения, охраны и рационального
использования животного мира



Российский комитет
по программе ЮНЕСКО
"Человек и биосфера"

Виды
фауны России
и сопредельных
стран

Серия основана в 1979 г.

Черноморская афалина

Tursiops truncatus ponticus

Морфология

Физиология

Акустика

Гидродинамика



Издательство «Наука»

Russian Academy of Sciences

A. N. Severtzov Institute of
Ecology and Evolution

Scientific Council for the
Programme "Wildlife:
Investigation, Protection
and Management"



Russian Committee
for the UNESCO Programme
"Man and Biosphere"

Species of the Fauna
of the Russia
and the Contiguous
Countries

The Series
launched in 1979

The Black Sea Bottlenose Dolphin

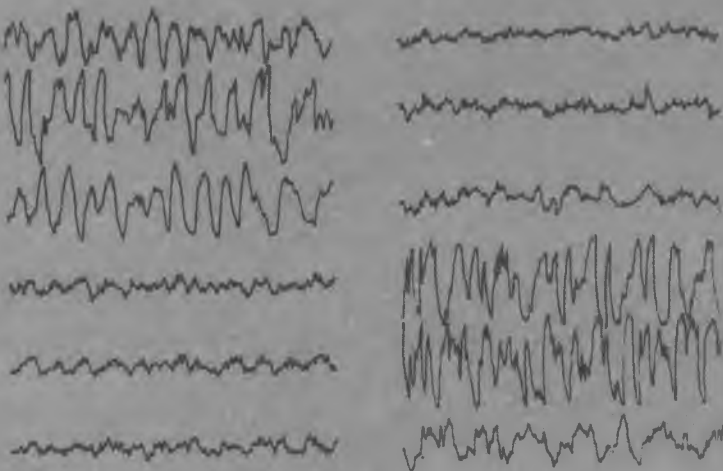
Tursiops truncatus ponticus

Morphology

Physiology

Acoustics

Hydrodynamics



УДК 599.537:577.31

**Гидродинамика
черноморской афалины***Е.В. РОМАНЕНКО***Парадокс Грея и попытки его объяснения**

Можно считать, что серьезное изучение гидродинамики дельфинов началось с формулирования "парадокса Грея". В середине тридцатых годов английский зоолог Дж. Грей установил, что дельфины очень экономно расходуют энергию в процессе плавания (Gray, 1936). По его данным, дельфины затрачивают в 7–8 раз меньшую мощность для достижения определенной скорости плавания, чем мощность, которую они должны были бы затрачивать в случае обтекания его тела как жесткого. Объяснение "парадокса" было очевидным: дельфины способны сохранять обтекание тела ламинарным при достаточно высоких скоростях движения или значительно уменьшать степень турбулентности при турбулентном обтекании. Именно такой вывод сделал Грей. Он же высказал предположение о возможном механизме ламинаризации обтекания тела дельфина. Его гипотеза сводится к следующему. Известно, что при плавании дельфинов тяга создается с помощью колебательных движений тела, амплитуда которых максимальна в области хвостовой лопасти. При этом массы воды отбрасываются назад, что приводит к понижению давления в хвостовой области и созданию благоприятного градиента динамического давления вдоль тела. Вода из окружающего пространства, в том числе и из областей, непосредственно примыкающих к телу, устремляется с ускорением в зону пониженного давления. Происходит своеобразное отсасывание пограничного слоя.

Со времени выхода в свет работ Грея появилось еще несколько гипотез, призванных объяснить "парадокс". Интересна гипотеза (Kramer, 1960) о демпфирующих свойствах кожи дельфина, которые способствуют гашению возмущений в пограничном слое. Эта гипотеза основана на морфологических исследованиях самого Крамера. Аналогичные морфологические исследования проведены В.Е. Соколовым (1955, 1960, 1962, 1965, 1971, 1973). Эта гипотеза получила дальнейшее развитие в работах (Соколов и др., 1966, 1983; Бабенко, 1971, 1979, 1980; Бабенко и др., 1969, 1972, 1976, 1980, 1982; Козлов, 1983; Козлов и др., 1978). В качестве аргументов в пользу гипотезы авторы приводят данные о структуре кожных покровов китообразных (многослойность, наличие сосочкового слоя и мощной иннервационной сосудистой сети) и об упругих свойствах (переменный характер модуля упругости кожи, высокие значения коэффициента поглощения энергии возмущений). Проверку гипотезы осуществляли главным образом в модельных исследованиях.

Е.Т. Ускова с соавторами (1975) считают, что ламинаризирующее действие на пограничный слой некоторых рыб и дельфинов оказывают кожные и глазные выделения, действующие подобно известным полимерным добавкам. Проведенные ими измерения гидродинамической эффективности слезных выделений морской свиньи (*Phocaena phocaena*) на ротационной установке показали, что снижение сопротивления трения в турбулентном потоке при числе Рейнольдса $Re = 6 \cdot 10^5$ достигает 15% при концентрации сухого вещества около $2,4 \cdot 10^{-4}\%$, а белковой фракции $- 8 \cdot 10^{-4}\%$. По мнению авторов, гидродинамическая эффективность слезных выделений дельфинов выше, чем у известного синтетического полимера—полиоксиэтилена.

Среди гипотез, призванных объяснить "парадокс Грея" есть гипотеза о значительной роли кожного дыхания у китообразных в общих затратах энергии. Гипотеза была высказана на основании изучения морфологического строения проб кожи спинной области китообразных (Тиняков и др., 1973) и может быть сравнительно легко проверена экспериментально, что и было сделано (Дарголец и др., 1978). Полученные результаты однозначно свидетельствуют об отсутствии заметной роли так называемого кожного дыхания в общем кислородном обмене у дельфинов.

Есть еще некоторые гипотезы, но они, по нашему мнению, не заслуживают серьезного внимания.

Гипотеза Грея, по-видимому, наиболее перспективна. Она объясняет два основных факта, проявляющихся при плавании как рыб, так и дельфинов.

1. Способностью быстро двигаться обладают как рыбы, так и дельфины, несмотря на то, что в биологическом отношении они чрезвычайно отличны друг от друга, имеют различную структуру кожи, наружные покровы кожи также различны. Рыбы и дельфины имеют только одну общую черту — колебательный характер движения тела, являющийся, по гипотезе Грея, достаточным условием создания благоприятного градиента давления вдоль тела и, следовательно, стабилизации ламинарного обтекания.

2. Сопротивление движению мертвых рыб или рыб и дельфинов, движущихся по инерции (т.е. не совершающих колебательных движений телом), не отличается от сопротивления движению жестких тел соответствующей формы. Это объясняется, с точки зрения гипотезы Грея, тем, что тело, не совершающее колебательного движения, не создает вдоль своей обтекаемой поверхности благоприятного градиента давления. В то же время демпфирующие свойства кожи дельфина, а также слизь (у рыб) и глазные выделения (у дельфинов) должны проявлять себя не только при активном плавании животных, но и при движении по инерции. А в последнем случае, как мы знаем, уменьшения сопротивления нет. В идею же целенаправленного управления дельфином (а тем более рыбами) пограничным слоем поверить трудно.

Оценка тяги и коэффициента сопротивления дельфина

Помимо исследователей, признающих существование механизмов снижения сопротивления дельфина в процессе активного плавания и занятых поиском таких механизмов, есть и такие, которые считают, что никаких механизмов не существует

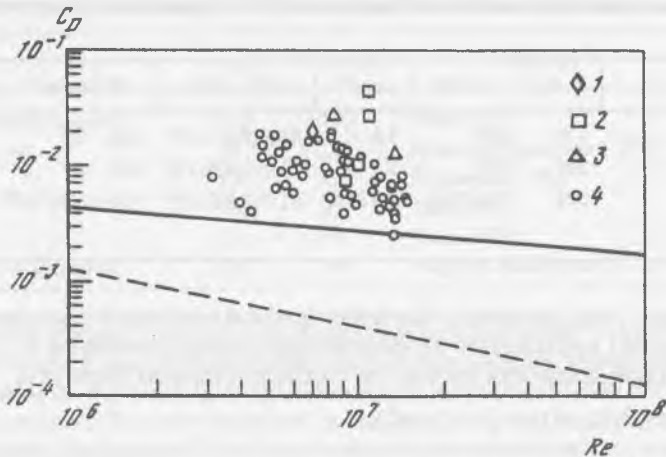


Рис. 1. Коэффициент сопротивления (C_D) дельфинов разных видов в зависимости от числа Рейнольдса (Re) (Fish, 1993), оцененный с использованием кинематических параметров плавания животных *Delphinus bairdi* (1), *Lagenorhynchus obliquidens* (2), *Phocoenoides dalli* (3), *Tursiops truncatus* (4)

Сплошная линия и пунктир – коэффициент сопротивления гладкой плоской пластины при турбулентном и ламинарном обтекании соответственно

Кроме ламинаризованной формы тела) и что дельфин обладает достаточным запасом мощности для обеспечения реальной скорости плавания. Такой вывод обычно делают в результате оценок тяги и коэффициента сопротивления дельфина на основе теории крыла (стационарной и нестационарной) и измеренных кинематических параметров плавания животного (Fish, Hui, 1991; Fish, 1993). Из рис. 1 видно, что большая часть оцененных значений сопротивления дельфина в несколько раз превышает теоретическое. Необходимо, однако, отметить, что этот метод оценок не может служить основанием для окончательных выводов. Доказательными могут быть лишь непосредственные измерения параметров пограничного слоя: уровня пульсаций скорости или давления, касательных напряжений, а также распределения динамического давления на теле дельфина в процессе его активного плавания. Только они позволят корректно оценить коэффициент сопротивления дельфина. Но даже использование упомянутого метода оценки тяги, развиваемой дельфином, при аккуратном учете всех допущений может позволить сделать выводы, противоположные тем, которые были сделаны. В качестве иллюстрации проанализируем работы (Webb, 1975; Yates, 1983; Fish, 1993), рассмотрев коэффициент сопротивления активно плывущего дельфина.

Уэбб (1975) оценил коэффициент тяги (C_T) активно плывущего дельфина на основе выводов стационарной (Parré, 1949) и двумерной нестационарной (Lighthill, 1969) теории крыла, а Фиш (1993) и Эйтс (1983) коэффициенты тяги и сопротивления дельфина на основе нестационарной теории трехмерного крыла полулунной формы (с удлинением, равным 8), совершающего малые колебания (Chopra, Kambe, 1977). Ниже приведены оценки тяговой мощности трех видов дельфинов из работы Уэбба (1975), полученные на основе стационарной теории Перри (1949).

Т а б л и ц а 1. Оцененные значения тяговой мощности (EU) в сравнении с теоретическими данными $(EU)_T$

Вид	L , см	U , см/с	n , с ⁻¹	EU , эрг/с	$(EU)_T$, эрг/с	$EU/(EU)_T$
<i>Delphinus bairdi</i>	170	430	1,8	$8,96 (0,9) \cdot 10^9$	$1,42 \cdot 10^9$	6,3 (0,64)
<i>Phocoenoides dalli</i>	200	430	2,1	$18,0 (1,92) \cdot 10^9$	$1,91 \cdot 10^9$	9,4 (1,0)
<i>Lagenorhynchus obliquidens</i>	204	554 (510)	3,9 (2,8)	$61,8 (3,96) \cdot 10^9$	$3,96 (3,09) \cdot 10^9$	16 (1,28)

Из табл. 1 видно, что расчетные значения тяговой мощности трех видов дельфинов (цифры без скобок) превышают теоретические соответственно в 6,3; 9,4 и 16 раз. Вычисления тяговой мощности проводили с использованием формулы

$$EU = 0,0175L^2U^3[(0,38Ln/U) - 0,047]. \quad (1)$$

Однако анализ способа получения формулы показывает, что численное выражение ее коэффициентов имеет значительные погрешности. Чтобы показать это, представим эту формулу в общем виде (без оценки численных коэффициентов)

$$EU = (\rho A_f / 2)U^3(C'_\alpha \alpha_1 \pi a v - C'_\alpha{}^2 \alpha_1^2 / 2\pi\Lambda - C_{\text{впр}}). \quad (2)$$

Здесь сохранены все обозначения (кроме скорости U), принятые в работе Перри (1949): $C'_\alpha \alpha = 2\pi\alpha / (1 + (2/\Lambda))$; $v = ns/U$; $a = 1,7$; $C_{\text{впр}} = 0,023$; n – частота колебаний; $s = 0,13L$ – полуширина лопасти; $\Lambda = 2$ – удлинение лопасти; $\alpha_1 = 10^\circ$ – максимальное значение угла атаки; α – его текущее значение. Выпишем отдельно часть формулы (1), стоящую перед скобками:

$$0,0175L^2U^3 = \rho A_f U^3 / 2, \quad (3)$$

где $A_f = 0,034L^2$ – суммарная площадь двух сторон лопасти дельфина. Однако в создании тяги участвует только одна сторона лопасти. Следовательно, надо использовать в формуле половину величины A_f , для чего в эту часть формулы с целью ее корректировки надо ввести множитель $K_1 = 0,5$.

Исходное выражение для получения первого члена формулы (2) в скобках может быть записано в виде

$$C'_\alpha \alpha \pi a v = 0,38Ln / U. \quad (4)$$

Не имея экспериментальных данных, Перри (1949) выбрал произвольно амплитуду колебаний хвостовой лопасти ($as = 0,221L$) и угол атаки ($\alpha_1 = 10^\circ$). В настоящее время эти данные уже опубликованы. Например, амплитуда колебаний лопасти *Tursiops truncatus*, по данным работы (Fish, 1993), может быть представлена как $h = (0,1 \pm 0,03)L$. Отсюда видно, что Перри использовал величину амплитуды, в 2,2 раза превышающую реальную. Аналогично он поступил и с углом атаки (табл. 2).

Большинство данных об углах атаки, кроме результатов работы (Fish, 1993), удовлетворительно согласуются между собой. При углах атаки 12–19,5° возможны срыв

Т а б л и ц а 2. Значение углов атаки, полученные экспериментально

Вид	α_1^0	U , см/с	Автор
<i>Tursiops truncatus</i>	4-6	230	Каян, 1979
Тот же	3,4	235	Виделер, Камерманс, 1985
"	3,6	430	Романенко, 1986
"	19,5	200	Фиш, 1993
"	12	600	Фиш, 1993
<i>Sotalia guianensis</i>	8,8	240	Виделер, Камерманс, 1985

потока с передней кромки лопасти и возникновение кавитации. Такие значения углов атаки представляются маловероятными. Если использовать значения угла атаки из табл. 2 как наиболее вероятные (кроме значений из работы (Fish, 1993)), то среднее значение будет равно $5,2^\circ$, а это почти в 2 раза меньше того, что предположил Перри. Учесть неточность формулы (1) за счет амплитуды колебаний и угла атаки можно путем введения в первый член формулы (2) (в скобках) коэффициентов $K_2 = 0,45$ и $K_3 = 0,52$, а во второй коэффициент $K_3 = 0,52$.

При выводе своей формулы Перри предположил также, что удлинение крыла равно 2, но сейчас уже известно, что удлинение хвостовой лопасти дельфина равно ~ 4 . Учет этого обстоятельства приводит к необходимости включения в первый член (в скобках) формулы (2) коэффициента $K_4 = 1,33$ и во второй $K_4' = 0,5$.

Еще одно допущение, безусловно, приводит к завышению оценок тяги – это предположение об абсолютной жесткости крыла, тогда как хвостовая лопасть дельфина, особенно ее задняя кромка, обладает известной гибкостью. В работе (Katz, Weihs, 1979) рассматривается нестационарная теория гибкого крыла, которая позволяет считать, что гибкость уменьшает тягу на $\sim 15\%$, если крыло изготовлено из резиноподобного материала, поэтому при вычислении тяги по приведенной выше формуле введем дополнительный множитель $K_5 = 0,85$.

Некоторую погрешность в формулу вносит также предположение, что $\sin \gamma = \gamma$, и $\cos \gamma = 1$, где γ – угол между касательной к траектории движения крыла и горизонтальной осью. При бесконечно малых амплитудах колебаний крыла это справедливо, но амплитуду колебаний хвостовой лопасти нельзя считать малой. Для реальных амплитуд колебаний хвостовой лопасти дельфина угол γ составляет величину $\sim 40^\circ$. При этом $(\sin \gamma)/\gamma = 0,91$, а $\cos \gamma = 0,77$, в связи с чем введем коэффициенты $K_6 = 0,91$ и $K_7 = 0,77$.

Учитывая все перечисленные поправки, формулу (1) можно переписать в виде

$$EU = 0,0074L^2U^3[(0,107Ln/U) - 0,023]. \quad (5)$$

Но более корректно использовать эту формулу в наиболее общем виде без численных коэффициентов и без допущений $\sin \gamma = \gamma$ и $\cos \gamma = 1$. Такая формула имеет вид

$$UE = (\rho S_T U^3 / 2)[2K_5 \pi \alpha_1 \Lambda B(1 - B^2 / 2 + B^4 / 9) / (\Lambda + 2) - 2K_5^2 \pi^2 \alpha_1^2 \Lambda(1 - 13B^2 / 12) / (\Lambda + 2)^2 - C_{\text{вп}}(1 - 3B^2 / 4)], \quad (6)$$

где $B = \pi nh/U$, S_T – площадь хвостовой лопасти.

Т а б л и ц а 3. Параметры плавания дельфина *Lagenorhynchus obliquidens*

Вариант	A, см	α , радиан	θ	σ	C_T	EU, эрг/с	EU/(EU) _T
Данные работы (Webb, 1975)	60	0,28	0,21	0,40	1,5	$4,03 \cdot 10^{10}$	10,2
Исправленные данные (нестационарная теория) (Lighthill, 1969)	50	0,66	0,91	0,66	0,12	$0,32 \cdot 10^{10}$	0,81
Исправленные данные (нестационарная теория) (Chopra, Kambe, 1977)	50	0,66	0,91	0,66	0,08	$0,21 \cdot 10^{10}$	0,53

Результаты вычислений по этой формуле представлены в пятой колонке табл. 1 (в скобках). В последней колонке (в скобках) показано соотношение между оцененными и теоретическими значениями тяговой мощности, из которой видно, что после учета неточностей и допущений, сделанных при выводе формулы, оцененные значения удовлетворительно согласуются с теоретическими.

Необходимо отметить, что для *Lagenorhynchus obliquidens* используемые Ву (1971) параметры скорости плавания и частоты колебаний хвоста отличаются от приведенных Уэббом. Согласно Ву, $U = 510$ см/с, а $n = 2,8$ с⁻¹. Мы в своих оценках пользовались именно этими данными (см. значения в третьей и четвертой колонках табл. 1 в скобках).

Уэбб (1975) также проводит оценку коэффициента тяги дельфина *Lagenorhynchus obliquidens* на основе выводов двумерной нестационарной теории крыла (Lighthill, 1969). В табл. 3 приведены некоторые дополнительные параметры плавания дельфина, необходимые для оценки тяги (часть параметров приведена в табл. 1).

Хорошо видно, что двойная амплитуда колебаний хвоста по Уэббу составляет 60 см, тогда как Ву (1971) и Ейтс (1983), заимствуя эту же величину из той же работы, что и Уэбб, приводят совсем другую цифру: она составляет 50 см. Мы в своих оценках также принимаем ее равной 50 см.

Следя Ейтсу (1983), мы примем величину угла наклона лопасти к горизонтальной оси равной 0,66 радиан. Параметр флюгирования $\theta = (U \operatorname{tg} \alpha) / \omega h$ в этом случае будет равен 0,91, а не 0,21, как в работе (Webb, 1975).

Необходимое для оценки приведенной частоты значение хорды хвостовой лопасти дельфина у Уэбба (1975) отсутствует, поэтому мы заимствуем его из работы Ву (1971). (Хорда равна 19 см). С учетом высказанных ранее замечаний по поводу скорости плавания дельфина и частоты колебаний его тела величина приведенной частоты $\sigma = \omega c / U$ равна 0,66 (вместо 0,40). В этой формуле c – хорда крыла.

Используя полученные значения приведенной частоты и параметра флюгирования, по графикам на рис. 9 из работы (Lighthill, 1969) и рис. 6 из работы (Chopra, Kambe, 1977) определяем коэффициент тяги. В случае двумерной теории он равен 0,12, а трехмерной 0,08. В последней колонке табл. 3 из приведенных отношений оцененной тяговой мощности и теоретической видно, что оцененная мощность меньше теоретической.

Оценить коэффициенты сопротивления первых двух видов дельфинов (см. табл. 1)

Т а б л и ц а 4. Сравнение вычисленных значений коэффициента сопротивления трения дельфина (C_D) с теоретическими (C_{fturb})

Вид	C_{fturb}	C_D	Re	Пояснения
<i>Delphinus bairdi</i>	0,0031	0,00117	$7,03 \cdot 10^6$	По формулам (6) и (7)
<i>Phocoenoides dalli</i>	0,0030	0,00211	$8,60 \cdot 10^6$	По формулам (6) и (7)
<i>Lagenorhynchus obliquidens</i>	0,0028	0,00117	$1,04 \cdot 10^7$	По формулам (6) и (8)
Тот же	0,0028	0,00102	$1,04 \cdot 10^7$	По формуле (9)
"	0,0028	0,00170	$1,04 \cdot 10^7$	По формуле (10)

можно, используя формулу (6) для вычисления тяги (E), также по формуле

$$C_D = K_9 [(2E / \rho S_B U^2) - C_{dor} (S_{dor} / S_B)], \text{ где } S_B \text{ — площадь тела.} \quad (7)$$

Для третьего вида дельфина воспользуемся формулой

$$C_D = K_8 K_9 [(2E / \rho S_B U^2) - C_{dor} (S_{dor} / S_B)], \quad (8)$$

которая отличается от предыдущей коэффициентом $K_8 = 0,7$, учитывающим влияние недостаточного заглупления дельфина в процессе эксперимента. Это очевидно из фрагмента траектории его движения, опубликованного в работе Ву (1971).

В обе формулы входит также коэффициент $K_9 = 0,84$, исключаяющий профильное сопротивление тела дельфина (Fish, Hui, 1991), так как нас интересует только коэффициент сопротивления трения. Исключен также коэффициент профильного сопротивления спинного плавника (C_{dor}), который, по-видимому, можно считать практически равным коэффициенту профильного сопротивления хвостовой лопасти дельфина (C_{op}) при нулевом угле атаки (Bairstow, 1939, с. 449), влияние которого уже учтено при выводе формулы (6). S_{dor} равно площади одной стороны спинного плавника.

Полученные значения коэффициентов сопротивления даны в табл. 4.

Эйтсом (1983) проведена оценка коэффициента тяги дельфина *Lagenorhynchus obliquidens* с использованием выводов нестационарной трехмерной теории крыла (Chopra, Kambe, 1977). Исходные кинематические данные мало отличаются от данных, приведенных в последней строке табл. 1 (в скобках) и 3. Основная ошибка, допущенная Эйтсом, состоит в том, что при вычислении параметра флюгирования им использовано значение угла наклона лопасти к горизонтальной оси, тогда как должен был быть использован тангенс этого угла. Исправленное значение параметра флюгирования приведено в табл. 3. Используя это значение параметра флюгирования и значение приведенной частоты (см. табл. 3), нетрудно по графику на рис. 6 из работы (Chopra, Kambe, 1977) определить коэффициент тяги: $C_T = 0,08$. Коэффициент сопротивления дельфина можно вычислить по формуле

$$C_D = \eta K_5 K_8 K_9 K_{10} K_{11} K_{12} K_{13} C_T (h/c)^2 (S_T / S_B). \quad (9)$$

В этой формуле $\eta = 0,95$ — коэффициент полезного действия движителя дельфина, $K_{10} = 0,72$ учитывает влияние плавников, $K_{11} = 0,9$ учитывает наличие хвостового стебля, уменьшающего тягу за счет снижения подсосывающей силы, множитель $K_{12} = 0,96$ учитывает тот факт, что теория создана для случая крыла с удлинением 8,

Т а б л и ц а 5. Оценка необходимых параметров и коэффициента сопротивления трения дельфина

U , см/с	α , радиан	σ	θ	C_T	C_{Di}	C_{Do}	C_{dor}	C_D
200	0,45	0,84	0,48	0,50	0,0621	0,2131	0,023	0,00342
600	0,44	0,63	0,62	0,25	0,0522	0,0322	0,023	0,00260

Т а б л и ц а 6. Параметры плавания дельфинов и результаты оценки коэффициентов сопротивления трения

Вид	U , см/с	α , радиан	h/c	σ	θ	S_T/S_B	C_D	Автор
Tursiops truncatus	230	0,56	1,06	0,71	0,83	0,036	0,00230	Каян, 1979
Тот же	235	0,44	1,47	0,50	0,86	0,046	0,00330	Videler, Kamermans, 1985
"	220						0,00093	Романенко, 1986
"	430	0,67	1,12	0,80	0,89	0,028	0,00140	Тот же
"	430						0,00049	"
Sotalia guianensis	240	0,37	1,46	0,48	0,67	0,048	0,00690	Videler, Kamermans, 1985

тогда как удлинение хвостовой лопасти дельфина значительно меньше; множитель $K_{13} = 0,94$ учитывает, что предположение пропорциональности тяги величине $(h/c)^2$ приводит к ее завышению, а множитель $K_5 = 0,85$ учитывает гибкость хвостовой лопасти. Введя эти множители и множители K_9 и K_{10} в формулу (9) и используя коэффициент тяги $C_T = 0,08$, получим $C_D = 0,00102$ (предпоследняя строка табл. 4). В последней строке табл. 4 приведено значение C_D , вычисленное по формуле

$$C_D = \eta K_5 K_8 K_9 K_{10} C_T (W/U)^2 S_T / S_B, \quad (10)$$

где $\eta = 0,95$ – коэффициент полезного действия хвостового плавника дельфина, $W = 520$ см/с – среднее значение скорости потока, обтекающего лопасть, $C_T = 0,12$. (Формула без коэффициентов и значения W , S_T и S_B взяты из работы Уэбба (1975).

Работа (Fish, 1993) выгодно отличается от рассмотренных выше тем, что она содержит оригинальные экспериментальные данные. Однако, как и у Уэбба, в ней содержится серьезная ошибка, состоящая в том, что при вычислении параметра флюгирования автор использовал угол атаки хвостовой лопасти вместо тангенса угла наклона лопасти к горизонтальной оси. Кроме того, измеренные значения углов атаки неправдоподобно велики (см. табл. 2). Тем не менее оценим коэффициент сопротивления "усредненного" дельфина по данным Фиша (1993). Параметры такого дельфина представляют собой среднее арифметическое из параметров пяти дельфинов, изученных Фишем (все животные очень близки по морфометрическим данным): $L = 261$ см, $S_B = 27000$ см², ширина лопасти $2s = 66$ см, $S_T = 1070$ см², $\Lambda = 4,06$. Оценку проведем для двух значений $U = 200$ и 600 см/с, которым соответствуют углы атаки $19,5$ и 12° , и частоты колебаний тела $1,21$ и $2,7$ с⁻¹. При указанных углах атаки заметным становится индуктивное сопротивление хвостовой лопасти (C_{Di}) и про-

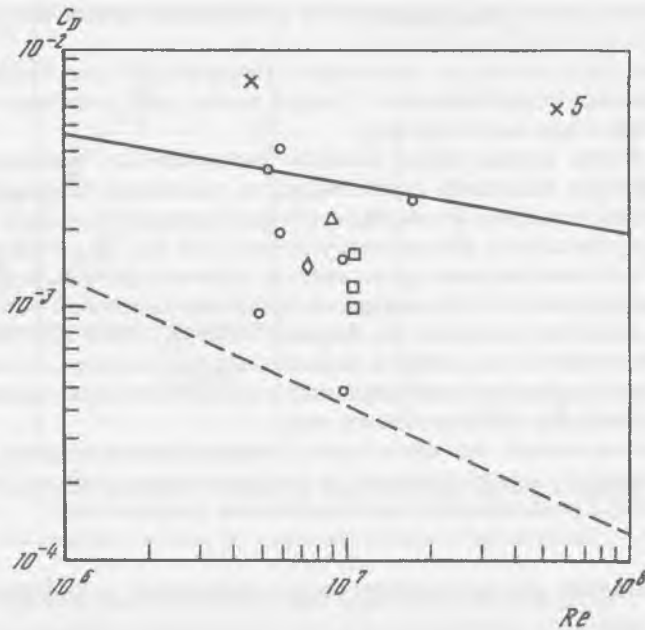


Рис. 2. Скорректированные значения коэффициента сопротивления трения (C_D) дельфинов разных видов в зависимости от числа Рейнольдса (Re)

Обозначения те же, что и на рис. 1, добавлены данные по *Sotalia guianensis* (5)

фильное сопротивление хвостового плавника (C_{Do}), которые должны быть исключены из общего сопротивления дельфина. Исключим также профильное сопротивление спинного плавника (C_{dor}). Значения величин (C_{Di}), (C_{Do}) и (C_{dor}) возьмем из работы (Bairstow, 1939, p. 449). Вычисления проведем по формуле

$$C_D = K_8 K_9 [(S_T / S_B) [K_5 K_{11} K_{12} K_{13} C_T (h/c)^2 - K_5^2 C_{Di} - C_{dor} (S_{dor} / S_B)]. \quad (11)$$

Результаты вычислений представлены в табл. 5.

При вычислении коэффициентов сопротивления в табл. 5 учтены те же поправочные множители, что и в предыдущем случае, при этом множитель K_8 , учитывающий заглубление, принят равным 0,48, как в работе (Fish, 1993).

В дополнение к полученным результатам приведем оценки (табл. 6) коэффициентов сопротивления дельфинов по данным авторов (Каян, 1979; Videler, Kametmans, 1985; Романенко, 1986), сделанные на основе нестационарной теории трехмерного крыла (Chopra, Kambe, 1977). В процессе вычислений коэффициентов сопротивления по формуле (11) нами учитывались все те поправочные коэффициенты, что и при предыдущих оценках.

Скорректированные сводные данные (рис. 2) позволяют сделать следующие выводы.

1. Коэффициенты сопротивления трения дельфина, вычисленные с учетом

поправок, удовлетворительно согласуются с теоретическими для плоской пластины.

2. Полученные результаты не позволяют говорить об отсутствии у дельфина механизмов снижения сопротивления. Скорее всего, они позволяют надеяться на наличие у дельфина таких механизмов.

3. Для того чтобы можно было сделать определенные выводы о наличии у дельфина механизмов снижения сопротивления, необходимы прямые измерения характера обтекания дельфина и тонкой структуры пограничного слоя.

4. Полученные результаты достаточно условны, так как не учтен ряд допущений, которые трудно или невозможно представить в количественной форме. К их числу относятся: неопределенность положения оси вращения хвостовой лопасти дельфина; отличие формы лопасти дельфина от формы теоретических крыльев; отсутствие точных данных о глубине, на которой плавал дельфин в процессе экспериментов; предположительный характер и значительный разброс некоторых параметров (углов атаки и наклона лопасти к горизонтальной оси).

Следует отметить также, что существуют теоретические модели (Ahmadi, 1980; Lan, 1979), отличные от использованных в рассмотренных работах (Chopra, Kambe, 1977; Lighthill, 1969) и приводящие к несколько иным результатам.

Экспериментальные исследования гидродинамики дельфинов

На протяжении многих лет мы работали над дальнейшим развитием и проверкой гипотезы Грея. Работа велась в двух направлениях: экспериментальная проверка гипотезы и математическое моделирование.

Гидродинамика быстро плавающих животных интересует ученых очень давно. Более полувека прошло с тех пор, как сформулированы вопросы, на которые очень хотелось бы иметь ответ. Речь идет о характере обтекания быстроходных рыб и дельфинов и коэффициенте сопротивления их движению под водой. За это время перепробованы различные методы исследования, но результаты оказались более, чем скромными. Все дело, по-видимому, в том, что применявшиеся методы исследований должны быть квалифицированы как косвенные, которые не могут дать однозначного ответа на поставленные вопросы. К таким методам можно отнести, например, метод морфофункциональных исследований, визуализации потоков, обтекающих тело животного, биоэнергетический метод. Такие методы дают лишь качественное представление об изучаемом явлении. Количественные данные могут быть получены лишь с помощью прямых инструментальных измерений исследуемых процессов. В частности, характер обтекания животного, например, следует изучать путем прямых измерений скоростей обтекания тела и структуры пограничного слоя.

Измерения скорости обтекания тела дельфина потоком воды и оценка распределения на нем динамического давления

Экспериментальная проверка гипотезы Грея состояла в измерении на свободно плавающем дельфине скоростей обтекания в трех точках боковой поверхности его тела, отстоящих от кончика носа на расстояниях соответственно 120, 150 и 170 см при длине тела дельфина 224 см. Измерения проводили с помощью пары миниатюрных

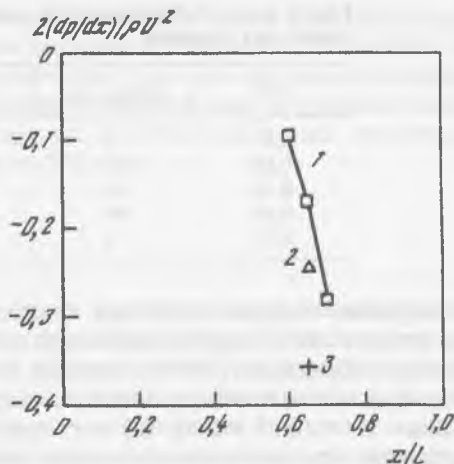
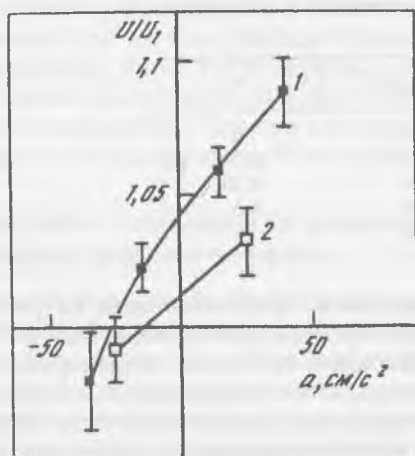


Рис. 3. Отношение скорости обтекания в точках на теле дельфина: третьей и первой (1) и второй и первой (2)

U – скорость обтекающего потока; U_1 – скорость потока в первой точке; a – ускорение движения дельфина

Рис. 4. Значения градиентов динамического давления, рассчитанные по данным рис. 3

1 – движение с постоянной скоростью (400 см/с); 2 и 3 – движение с ускорением соответственно 14 и 40 см/с²

вертушек (Романенко, 1976) одна из которых была постоянно закреплена в точке на расстоянии 120 см от носа животного (на резиновом поясе), а вторую закрепляли поочередно в точках на расстоянии 150 и 170 см от носа. Информация с вертушек по радиоканалу передавалась на берег. Малогабаритный радиопередатчик был закреплен на спинном плавнике дельфина. Результаты представлены на рис. 3. По вертикальной оси отложено отношение скоростей обтекания, регистрируемых соответственно в третьей и первой точках тела (кривая 1) и во второй и первой (кривая 2). По горизонтали отложено значение ускорения, с которым плавал дельфин. Легко заметить, что при движении дельфина с постоянной скоростью или с положительным ускорением наблюдается ускорение обтекающего потока вблизи проксимальной части тела животного. Приведенные результаты получены при средней скорости плавания дельфина, равной 400 ± 50 см/с. От скоростей обтекающего потока нетрудно с помощью уравнения Бернулли перейти к градиентам динамического давления. На рис. 4 представлены результаты такого пересчета для случая движения дельфина с постоянной скоростью (1) и с ускорением (2 – ускорение равно 14 см/с², 3 – ускорение равно 40 см/с²). По вертикальной оси на рис. 4 отложены значения нормированного градиента давления в области измерения.

Для оценки влияния градиента динамического давления на характер обтекания тела более показательным является формпараметр профиля скоростей (Шлихтинг, 1974), который имеет вид $\Lambda = -(\delta^2 \nu \rho U)(dp/dx)$. Здесь ν – кинематическая вязкость воды, δ – толщина пограничного слоя, ρ – плотность воды, U – скорость набегающего потока, p – динамическое давление, x – координата.

Т а б л и ц а 7. Формпараметр профиля скоростей в различных точках тела дельфина

x/L	dU/dx , см/с ²	$2dp/dx/\rho U^2$	Λ
0,6	0	-0,093	1,6
0,65	0	-0,168	3,0
0,65	14	-0,24	4,35
0,65	40	-0,36	6,5
0,71	0	-0,28	5,6

Экспериментальным значениям градиента давления, представленным на рис. 4, соответствуют значения формпараметра профиля скоростей, приведенные в табл. 7.

Известно (Шлихтинг, 1974), что при положительных значениях формпараметра наблюдается повышение критического числа Рейнольдса и стабилизация ламинарного обтекания. Из табл. 7 видно, что значения формпараметра, соответствующие экспериментально определенным значениям градиента динамического давления, вполне достаточны для стабилизации ламинарного обтекания (или, что то же самое, для повышения критического числа Рейнольдса). Действительно, непосредственные измерения числа Рейнольдса перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный на свободно плавающем дельфине с помощью специальных измерителей пульсаций давления (Романенко, 1976) показали, что оно значительно выше, чем на плоской пластине и жесткой модели дельфина. Обнаружена также зависимость числа Рейнольдса перехода от ускорения движения дельфина: с увеличением ускорения растет и число Рейнольдса перехода.

Экспериментальных работ по измерению распределения динамического давления на теле водных животных очень мало. Известна лишь одна работа по измерению динамического давления на теле живой и мертвой рыбы (Dubois et al., 1974). В этой работе измерения проводили с помощью подкожных жидкостных манометров. На рисунке, приведенном авторами, видно, что на теле мертвой рыбы между двумя последними точками измерения градиент давления положительный, тогда как на теле живой рыбы между теми же точками градиент давления отрицательный. Примечательно, что отрицательный градиент давления на теле живой рыбы наблюдается только на дорсальной стороне тела, на латеральной же стороне градиент положителен и на живой и на мертвой рыбе. Объяснение этому факту мы дадим после рассмотрения математической модели явления.

Измерение пульсаций давления в пограничном слое дельфина

Известно, что благожелательный (отрицательный) градиент динамического давления на обтекаемом жестком теле не только стабилизирует ламинарное обтекание, но также влияет благожелательным образом на турбулентное обтекание, уменьшая степень турбулентности вплоть до полного обратного перехода (Ландер, 1964; Назарчук и др., 1974; Релик, 1970). Теперь остается уточнить, действительно ли благожелательный (отрицательный) градиент динамического давления может благотворно влиять на характер обтекания тела животных. В связи с этим представляют интерес проведен-

ные нами радиотелеметрические измерения уровня пульсаций давления в пограничном слое на теле свободно плавающего дельфина (Романенко, 1971, 1976, 1986; Романенко, Янов, 1973), которые свидетельствуют, что при движении дельфина с большим ускорением (300 см/с^2) уровень среднеквадратичных пульсаций давления почти вдвое ниже, чем при движении по инерции (в точке измерения, отстоящей от носа на 120 см, при средней скорости плавания 350 см/с).

Измерение касательных напряжений в пограничном слое дельфина

Уровень пульсаций давления однозначно связан с касательными напряжениями на обтекаемом теле, а последние определяют сопротивление движению тела под водой. Уменьшение уровня пульсаций давления в режиме активного движения дельфина (движение с ускорением или с постоянной скоростью) по сравнению с уровнем при движении по инерции свидетельствует о том, что коэффициент сопротивления трения при активном движении дельфина должен быть меньше, чем при движении по инерции. А в этом и состоит объяснение парадокса Грея.

Этот вывод настолько важен, что не может быть принят безоговорочно, хотя и представляется очевидным в свете представленных выше результатов исследований. Очень нужны для подтверждения сделанного вывода прямые измерения касательных напряжений в пограничном слое на теле свободно плавающего дельфина. Такие измерения были проведены с помощью специально разработанного измерителя касательных напряжений и автономной регистрирующей аппаратуры, закрепляемой на спинном плавнике животного.

Одновременно с информацией о касательных напряжениях регистрировали информацию о скорости обтекания дельфина, которую в первом приближении можно принять за скорость самого дельфина. Это позволило установить соответствие между скоростью обтекания (скоростью плавания) и величиной касательных напряжений.

Измеритель касательных напряжений располагали поочередно в различных точках на правом боку дельфина на расстояниях от носа, составляющих соответственно 0,4; 0,5; 0,67 и 0,78 его длины, а также непосредственно на хвостовой лопасти животного. Чувствительный элемент измерителя располагали на расстоянии 0,3 см от поверхности тела, что составляет около 0,2–0,25 толщины пограничного слоя. По Шлихтингу (1974), касательные напряжения на таком расстоянии от поверхности практически совпадают с касательными напряжениями на самой поверхности.

Наиболее типичные результаты для всех точек, в которых проводили измерения, представлены на рис. 5. По горизонтальной оси отложено время, в секундах от начала движения, по вертикальной оси – скорость плавания (черные точки) и величина касательных напряжений, однозначно определяющая местный коэффициент сопротивления (крестики), в относительных единицах.

Отчетливо видны участки движения с положительным ускорением, с постоянной скоростью и с замедлением. В период времени между 6,4 с и 7,4 с дельфин вынырнул для выдоха-вдоха. Перед выныриванием заметно небольшое понижение его скорости, связанное, по-видимому, с прекращением тяги. Видно, что на участке ускоренного движения дельфина местный коэффициент сопротивления наименьший, а при движе-

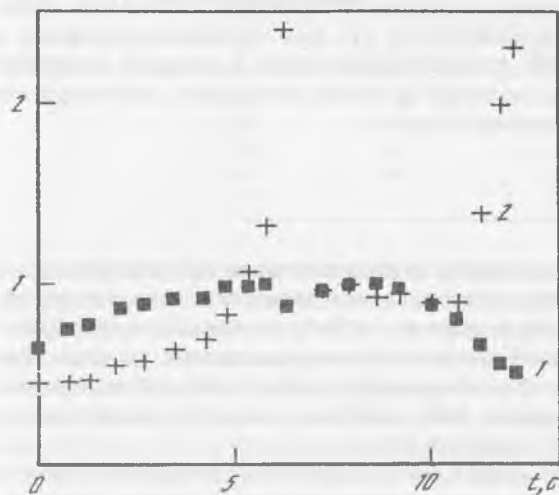
$$U/U_{\max}, C_x/C_{x\max}$$


Рис. 5. Зависимость относительных величин: скорости плавания (U/U_{\max}) (черные точки) и местного коэффициента сопротивления ($C_x/C_{x\max}$) (крестики) от времени в процессе плавания дельфина афалины

По горизонтальной оси – время от начала движения

нии с замедлением (по инерции) – наибольший. Разница между наименьшим и наибольшим значениями весьма велика. Примечательно, что в данном конкретном случае наибольшего значения местный коэффициент сопротивления достигал дважды за время движения дельфина: непосредственно перед выдохом-вдохом и при переходе к движению по инерции в конце пробега. В других случаях перед выныриванием дельфина для выдоха-вдоха не всегда

наблюдается понижение скорости плавания и соответствующее ему повышение местного коэффициента сопротивления, но в конце плавания – всегда.

При расположении измерителя касательных напряжений в точках, отстоящих от носа на 0,4 и 0,78 его длины, оказалось, что местный коэффициент сопротивления в режиме движения с постоянной скоростью в точке 0,78L в 4,7 раза меньше, чем в точке 0,4L. Здесь L – длина тела животного.

При расположении измерителя касательных напряжений непосредственно на хвостовой лопасти животного обнаружен перемежающийся характер обтекания с исключительной нестабильностью значений местного коэффициента сопротивления. Этот факт легко объяснить нестабильностью значений градиента давления на хвостовой лопасти в различных фазах его движения.

Исследования кинематики дельфинов

В процессе плавания дельфинов тяга создается за счет изгибных колебаний тела, амплитуда которых достигает наибольшего значения в области хвостовой лопасти. Считается, что в гидромеханике дельфинов и в процессе создания тяги определяющее значение имеют именно колебательные движения хвостовой лопасти. По этой причине большинство экспериментальных исследований посвящено изучению кинематики хвостовой лопасти. При этом использован хорошо известный метод кино съемки. В работах (Каян, 1979; Videler, Kamermans, 1985) измерены углы атаки, углы наклона лопасти к направлению движения дельфина и траектории движения лопасти. В работах (Каян, 1977; Козлов, 1983; Пятецкий, Каян, 1972, 1975) измерены относительная амплитуда и частота колебаний хвостовой лопасти дельфина, а также средняя скорость локомоторной волны, распространяющейся по телу, в зависимости от режима плавания животного.

Однако недавние исследования (Романенко, 1981, 1986) показали, что не только кинематика хвостовой лопасти, но и кинематика всего тела в целом имеет большое значение в оценке гидродинамики дельфинов. В частности, некоторые особенности кинематики тела в значительной степени определяют характер обтекания и структуру пограничного слоя животного.

В работе (Романенко, 1981) впервые высказано предположение о непостоянстве фазовой скорости локомоторной волны в пределах тела дельфина и предпринята попытка измерить кинематические параметры одновременно в трех точках тела животного (амплитуду колебаний и фазовую скорость локомоторной волны): в области головы, спинного и хвостового плавников. Изучение кинематики дельфинов проводили двумя методами: методом киносъемки и методом акселерометров. Обычно киносъемку осуществляют неподвижно закрепленной кинокамерой. Однако в этом случае время нахождения животного в поле зрения объектива кинокамеры недостаточно для прослеживания и изучения движения отдельных точек его тела в процессе одного и того же пробега. В частности, с помощью такого метода трудно измерить фазовую скорость локомоторной волны на отдельных участках тела дельфина.

В описываемых экспериментах был осуществлен метод киносъемки с помощью подвижной (вращающейся относительно неподвижной оси) камеры, которой в процессе съемки придавали медленное и плавное следящее движение. В результате животное захватывали в кадр и некоторое время сопровождали. В этом случае оказалось возможным проследить движение дельфина в течение нескольких периодов колебаний тела. Киносъемку осуществлял специалист-водолаз под водой, через сетчатую стенку морского вольера, вдоль которого плавал дельфин по команде дрессировщика.

Метод киносъемки имеет определенные достоинства: он достаточно прост, позволяет получить наглядную информацию о кинематике дельфина в свободном плавании (без закрепления на нем аппаратуры). Но он имеет и существенные недостатки: животное находится в поле зрения кинокамеры ограниченное время, за которое трудно определить его режим движения (движется ли оно равномерно или с ускорением). По этой причине получаемая информация о кинематике животного имеет заметный разброс.

Значительно более точен метод акселерометров. Сущность его состоит в следующем. В различных точках на теле дельфина закрепляют миниатюрные акселерометры и изучают характер движения этих точек тела в процессе его плавания. В частности, в работе Е.В. Романенко (1986) акселерометры были закреплены в трех точках на теле дельфина. Акселерометр N 1 закрепляли на лобном выступе, акселерометр N 2 – в передней части спинного плавника на расстоянии 100 см от первого, акселерометр N 3 – на лопасти хвостового плавника на расстоянии 110 см от второго. В некоторых случаях акселерометр N 3 закрепляли на хвостовом стебле животного вблизи хвостовой лопасти.

Запись сигналов акселерометров осуществляли на один и тот же магнитный носитель и, таким образом, сигналы оказываются жестко связанными по фазе во времени, что позволяет изучать фазовые соотношения между отдельными сигналами. Другое преимущество метода акселерометров связано с возможностью получения непрерывной записи информации в течение длительного промежутка времени. Это позволяет

выбрать для анализа участок записи, соответствующий вполне определенному режиму движения животного.

Регистрирующий миниатюрный магнитофон при измерениях закрепляли на спинном плавнике дельфина (Романенко, 1976; Романенко, Чикалкин, 1974), что позволяло изучать его кинематику в свободном плавании (с учетом влияния закрепленной аппаратуры).

В процессе измерений акселерометры регистрируют колебательные ускорения тех точек тела животного, в которых они закреплены. Для изучения значений амплитуд смещения необходимо дважды проинтегрировать полученные данные по времени. Однако эта операция не составляет большого труда и не вносит дополнительной погрешности, если шаг интегрирования выбран достаточно малым.

В табл. 8 приведены усредненные значения кинематических параметров, полученные двумя методами на трех экспериментальных животных, длины тела которых соответственно равны: 224, 218 и 220 см.

Т а б л и ц а 8. Кинематические параметры

U , см/с	h_3/L	f , Гц	b , см ⁻¹	γ	a , см/с ²	h_1/h_3	C_1/U
150	0,18	1,46	0,0055	–	260	0,27	1,24
220	0,177	1,1	0,0007	3,3	0	0,11	1,05
430	0,123	2,22	0,0023	4,2	0	0,21	0,97

Здесь h_1 и h_3 – амплитуды колебаний носа и хвоста соответственно, C_1 – фазовая скорость локомоторной волны в области головы животного, b – коэффициент в линейной аппроксимации фазовой скорости, которую можно представить в виде

$$C = C_1(1 + bx). \quad (12)$$

Описанные эксперименты впервые позволили получить факты, свидетельствующие о непостоянстве фазовой скорости локомоторной волны, распространяющейся по телу дельфина. Характер зависимости скорости локомоторной волны от координаты в системе координат, связанной с телом животного, в первом приближении можно считать линейным, так как измерения, проведенные всего лишь в трех точках тела, не позволяют выявить более сложную зависимость, которая вполне возможна, о чем свидетельствуют данные последних лет (Янов, 1990).

Аналогичные результаты были получены на рыбах (Hess, Videler, 1984; Videler, Hess, 1984). Авторы изучали кинематику тела сайды и макрели методом кино съемки. При этом очень детально были измерены амплитудная функция колебаний тела и изменение фазы локомоторной волны, распространяющейся по телу активно плывущей рыбы. На рис. 6–7 показана функция фазовой скорости локомоторной волны на теле макрели и сайды, пересчитанная по данным рис. 8, C из работы (Videler, Hess, 1984). Видно, что фазовая скорость локомоторной волны непостоянна в пределах тела и имеет весьма сложную зависимость от координаты. До недавнего времени считалось, что скорость локомоторной волны постоянна в пределах тела рыбы или дельфина.

Что касается амплитудной функции локомоторной волны дельфина, то измененные значения амплитуд колебаний трех точек тела h_1 , h_2 и h_3 позволяют аппро-

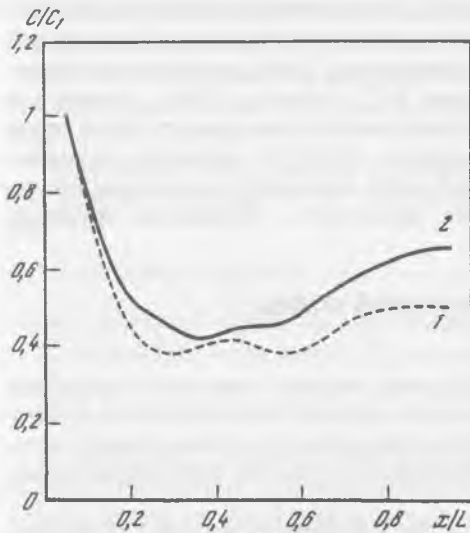


Рис. 6

Рис. 6. Фазовая скорость локомоторной волны, распространяющейся по телу активно плывущей макрели (1) и сайды (2), рассчитанная по данным рис. 8 из работы Videler, Hess (1974)

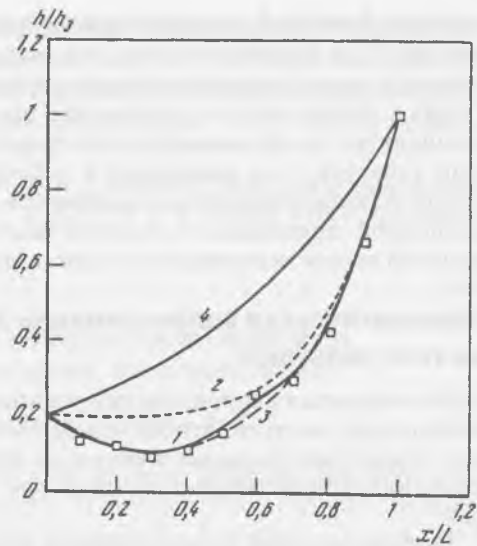


Рис. 7

Рис. 7. Сопоставление экспериментальной амплитудной функции локомоторной волны, распространяющейся по телу дельфина (1), и различных вариантов ее математической аппроксимации (2-4)

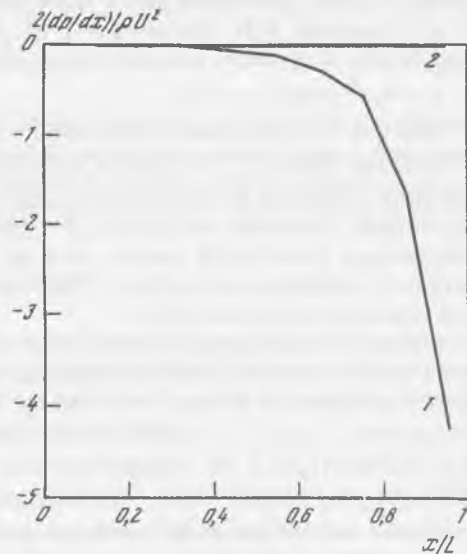


Рис. 8

Рис. 8. Распределение минимальных (1) и максимальных (2) мгновенных значений градиента динамического давления (нормированного по величине динамического напора $\rho U^2/2$) на латеральной стороне тела дельфина ($\theta = \pi/2$) без учета его формы

ксимировать ее только монотонной функцией типа

$$h(x) = h_3 [h_1 / h_3 - 1 + (2 - h_1 / h_3)^{(x/L)^\gamma}], \quad (13)$$

где $\gamma = 3,5$ и $4,2$ при скорости плавания $U = 220$ см/с и 430 см/с соответственно.

Однако, как показано в работе В.Г. Янова (1990), амплитудная функция локомоторной волны имеет немонотонный характер и должна аппроксимироваться более

сложной функцией, имеющей минимум при $x/L = 0,33$ (при скорости плавания 312 см/с) (см. рис. 7), а фазовая скорость локомоторной волны непостоянна в пределах тела животного, что подтверждает результаты работы (Романенко, 1980), приведенные выше. Однако детальные исследования, проведенные В.Г. Яновым (1990), позволили установить, что функция фазовой скорости локомоторной волны, имеет более сложный характер, чем описанный в работе (Романенко, 1980). В частности, функция фазовой скорости имеет ряд минимумов, которые автор связывает с наличием зон повышенной подвижности позвоночного столба животного. Минимумы функции фазовой скорости совпадают с такими зонами.

Математическая аппроксимация локомоторной волны на теле дельфина

Математическая аппроксимация локомоторной волны активно плывущего дельфина необходима для того, чтобы можно было проводить оценки энергетических и силовых параметров плавания животного. Математическая аппроксимация должна достаточно удовлетворительно отражать все основные кинематические параметры плавания.

Первую попытку математической аппроксимации локомоторной волны дельфина, движущегося прямолинейно с постоянной скоростью, предприняли, по-видимому, Н.П. Семенов, В.В. Бабенко и В.П. Каян (1974). Они предложили для азовок и белобочек следующее аналитическое выражение, описывающее локомоторную волну

$$A = A_r e^{\beta x} \cos \omega(t - x/C). \quad (14)$$

Здесь A – вертикальное отклонение любой точки тела, x – расстояние вдоль тела, t – текущее время, C – скорость распространения локомоторной волны вдоль тела, которая считается постоянной, $\omega = 2\pi f$ – круговая частота, A_r – амплитуда поперечных колебаний головной части тела, β – фактор, характеризующий быстроту нарастания амплитуды колебаний вдоль тела от головы к хвосту и являющийся функцией скорости движения дельфина. (Такое же выражение предложил Лайтхилл в 1970 г. для описания движения рыб.)

Однако легко показать, что β не является независимым параметром движения животного и может быть вычислен из граничного условия задачи о колебаниях тела. Действительно, в точке $x = L$ имеем $A_{x=L} = A_r e^{\beta L}$. Временной множитель мы пока опускаем. Здесь L – длина тела дельфина. Отсюда можно получить, что $\beta = (1/L) \ln(A_{x=L}/A_r)$, и, подставляя это выражение в приведенное выше, получим $A = A_r (A_{x=L}/A_r) \cos \omega(t - x/C)$. Это выражение свидетельствует о том, что быстрота нарастания амплитуды колебаний вдоль тела дельфина от головы к хвосту однозначно определяется соотношением амплитуд колебаний носа и хвоста, что маловероятно.

В работе (Романенко, 1986) предложена иная математическая аппроксимация:

$$h(x, t) = h_3 [h_1 / h_3 - 1 + (2 - h_1 / h_3)^{(x/L)^\gamma}] \sin[\omega t - k(x)x], \quad (15)$$

которая в отличие от предыдущей (14) носит более общий характер, так как содержит действительно независимый параметр γ , определяющий форму амплитудной функции, и отражает зависимый от координаты характер волнового числа локомоторной волны ($k(x)$).

Характер зависимости $k(x)$ определим из уравнений фазы: $\omega t - k(x)x = \varphi_0 = \text{const}$. Дифференцирование по времени этого уравнения дает $\omega - (\partial k(x)/\partial x)(\partial x/\partial t)x C(x) - k(x)(\partial x/\partial t) = 0$. В этом выражении $(\partial x/\partial t) = C(x)$ представляет собой фазовую скорость локомоторной волны, которая в первом приближении может быть представлена в виде $C(x) = C_1(1 + bx)$.

Подставив это выражение в дифференциальное уравнение фазы, получим уравнение для определения $k(x)$: $\omega - (\partial k(x)/\partial x)x C(x) - k(x)C(x) = 0$. Решение этого уравнения дает

$$k(x) = [k_0 \ln(1 + bx)]/bx, \quad (16)$$

где k_0 – волновое число локомоторной волны в области головы животного.

С учетом (16) выражение (15) окончательно можно представить в виде

$$h(x, t) = h_3 [h_1 / h_3 - 1 + (2 - h_1 / h_3)^{(x/L)^\gamma}] \sin(\omega t - (k_0 / b) \ln(1 + bx)). \quad (17)$$

В работе В.Г. Янова (1990) показано, что амплитудная функция локомоторной волны в отличие от представленной формулой (13) немонотонна. Причина немонотонности амплитудной функции заключается, по-видимому, в явлении "отдачи", изученном Лайтхиллом (1977). Учесть явление "отдачи" можно, если составить эмпирическую амплитудную функцию вида

$$h(x) = h_3 [h_1 / h_3 + a_0(x/L) + b_0(x/L)^2 + c_0(x/L)^n]. \quad (18)$$

Коэффициенты a_0, b_0, c_0 и показатель степени n можно определить подбором в каждом конкретном случае, если есть экспериментальная амплитудная функция. В частности, для экспериментальной амплитудной функции, опубликованной в работе В.Г. Янова (1990), математическая аппроксимация может быть представлена в виде

$$h(x) = h_3 [0,2 - 0,65(x/L) + 1,1(x/L)^2 + 0,35(x/L)^8]. \quad (19)$$

На рис. 7 представлено сопоставление экспериментальной амплитудной функции, взятой из работы В.Г. Янова (1990) и пересчитанной таким образом, чтобы по оси ординат была отложена величина h/h_3 вместо h_1 и несколько вариантов математической аппроксимации. Один из вариантов (кривая 2) имеет вид

$$h / h_3 = -0,79 + 1,79^{(x/L)^\gamma}, \quad (20)$$

где $\gamma = 4,2$ и соответствует экспериментальным данным, представленным в табл. 8 (нижняя строка).

Другой вариант (кривая 3) представлен формулой (19).

Для сравнения приведена также аппроксимация (кривая 4), предложенная в работе (Семенов и др., 1974) и преобразованная к виду

$$h / h_3 = (h_1 / h_3)^{(1-(x/L))} \text{ при } h_1 / h_3 = 0,21. \quad (21)$$

Как и следовало ожидать, эта аппроксимация хуже всего согласуется с экспериментальными данными.

Что касается экспериментальной функции фазовой скорости локомоторной волны, приведенной в работе В.Г. Янова (1990), то ее весьма трудно аппроксимировать приемлемой аналитической функцией.

Механизм формирования градиента динамического давления на теле дельфина

Как уже упоминалось английский зоолог Дж. Грей в 1936 г. предположил, что у китообразных, и в частности у дельфинов, имеет место стабилизация ламинарного обтекания и, следовательно, повышение критического числа Рейнольдса перехода ламинарного обтекания в турбулентное за счет благоприятного (отрицательного) градиента динамического давления, возникающего вдоль его тела при активном движении в воде. Грей считал, что отрицательный градиент давления образуется за счет отбрасывания масс воды колеблющимся хвостом дельфина. Такой механизм действительно имеет место, но не он определяет формирование градиента давления вдоль тела животного. Строгий анализ явления (Романенко, 1986) показывает, что основной механизм совсем не такой, каким его предполагал Грей. Более того, даже если бы у дельфина отсутствовала хвостовая лопасть и массы воды не отбрасывались бы назад, но тело совершало бы колебательные движения, вдоль его тела все равно формировался бы отрицательный градиент давления.

Проанализируем более подробно механизм формирования градиента давления на теле животного за счет его колебаний. Будем рассматривать тело животного как длинный цилиндр эллиптического или кругового сечения, совершающий изгибные колебания в одной плоскости. В этом случае для расчета динамического давления на поверхности тела можно воспользоваться известным выражением для кругового цилиндра, обтекаемого потоком в поперечном направлении (Логвинович, 1969):

$$p - p_{\infty} = (\rho v_n^2 / 2)(1 - 4 \sin^2 \theta_0) + (\cos \theta_0 / R) d(R^2 v_n) / dt. \quad (22)$$

Здесь R и θ_0 – цилиндрические координаты, p_{∞} – давление на бесконечности, t – время, v_n скорость поперечного движения тела, определяемая выражением

$$v_n = \partial h(x, t) / \partial t + U(\partial h(x, t) / \partial x), \quad (23)$$

где $h(x, t)$ – мгновенное значение поперечных колебаний тела, U – скорость тела в направлении его продольной оси – оси x .

В формировании пограничного слоя на обтекаемом теле определяющее значение имеет не само избыточное давление, а его градиент, который с учетом выражения (22) можно представить в виде

$$dp / dx = \rho [v_n (dv_n / dx)] (1 - 4 \sin^2 \theta_0) + d\{[\cos \theta_0 / R] d(R^2 v_n) / dt\} / dx. \quad (24)$$

Оценка теоретического распределения динамического давления на поверхности тела дельфина и сравнение с экспериментом

В выражении (24) неизвестной величиной является скорость поперечных движений тела v_n . Эту величину можно определить, если известен закон деформации тела. Ранее было показано (Янов, 1990), что экспериментально измеренная амплитудная

функция колебаний тела дельфина (*Tursiops truncatus*) при постоянной скорости плавания $U = 312$ см/с лучше всего аппроксимируется выражением (19).

Для расчета градиента давления мы воспользуемся следующим выражением для закона деформации тела активно плывущего дельфина

$$h(x, t) = h_3[0,21 - 0,66(x/L) + 1,1(x/L)^2 + 0,35(x/L)^8] \sin\{\omega t - (k_0/b) \ln[1 + Lb(x/L)]\}. \quad (25)$$

Здесь для фазовой скорости локомоторной волны принят линейный характер нарастания от головы к хвосту, установленный экспериментально в первом приближении в работе Е.В. Романенко (1981) и согласующийся с усредненным трендом, отмеченным в работе В.Г. Янова (1990).

На рис. 7 показаны результаты расчета минимального (1) и максимального (2) значений градиента динамического давления, нормированного по величине динамического напора $\rho U^2/2$, для латеральной стороны тела дельфина ($\theta = \pi/2$), которые достигаются дважды за период одного колебания. Расчет проведен для режима плавания, характеризующегося кинематическими параметрами, представленными в нижней строке табл. 8. (При постоянной скорости плавания, равной 430 см/с). Видно, что максимальные значения близки к нулю, тогда как минимальные достигают значительных отрицательных величин. Текущие мгновенные значения градиента давления в процессе колебаний тела плывущего дельфина заключены в области между указанными предельными значениями.

На рис. 9 показаны аналогичные результаты расчета для дорсальной стороны тела ($\theta = 0$) дельфина.

Данные на рис. 8 и 9 не учитывают формы тела дельфина, которая характеризуется вполне определенным распределением динамического давления и его градиента. В работе (Алексеева и др., 1968) дана методика и приведены расчеты распределения динамического давления на телах вращения с различными характерными параметрами, в том числе и на телах, близких по форме к форме тела дельфина.

Суммарное распределение градиента динамического давления на латеральной стороне тела дельфина, обусловленное формой тела и колебательным характером движения животного, показано на рис. 10 для режимов плавания, параметры которых приведены в первой и последней строках табл. 8. Амплитудная функция ускоренного движения принята в первом приближении в виде

$$h/h_3 = 0,27 - 0,58(x/L) + (x/L)^2 + 0,31(x/L)^8. \quad (26)$$

На рис. 11 показано аналогичное суммарное распределение градиента давления для дорсальной стороны тела дельфина.

Т а б л и ц а 9. Полуразмер тела дельфина в дорсальном направлении

x/L	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
R , см	20	19	17	15,5	14	12,5	10

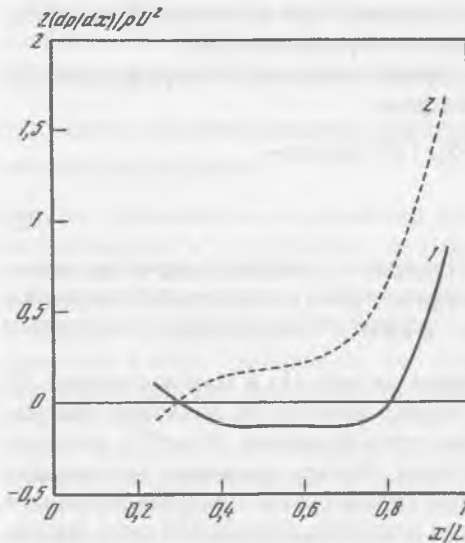


Рис. 9. Распределение минимальных (1) и максимальных (2) мгновенных значений градиента динамического давления на дорсальной стороне тела дельфина ($\theta = 0$) без учета его формы

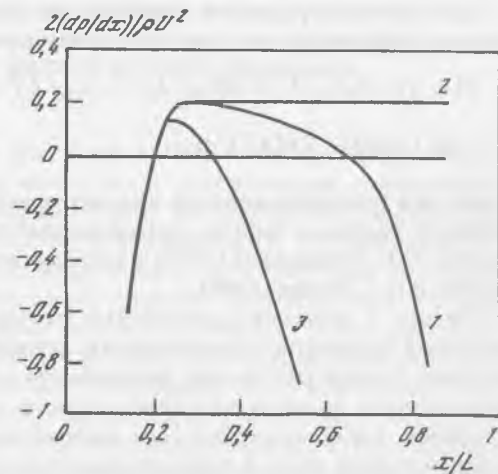


Рис. 10. Суммарное распределение градиента динамического давления на латеральной стороне тела дельфина, обусловленное его формой и колебательным характером движения

1 – минимальные значения для режима плавания дельфина с постоянной скоростью (параметры плавания в последней строке табл. 8); 2 – максимальные значения (верхняя часть кривой); 3 – минимальные значения для режима плавания с ускорением (параметры в первой строке табл. 8)

Во втором члене формулы (24) есть величина R – радиус тела. В табл. 9 приведены значения полуразмера тела дельфина в дорсальном направлении (при $\theta = 0$), который мы использовали в качестве радиуса тела.

Сравним результаты расчета с приведенными ранее экспериментальными данными. Для этого совместим рис. 5 и 10. Результат такого совмещения приведен на рис. 12. Видно, что экспериментальные данные неплохо согласуются с расчетными. Кроме того ясно видно, что ускоренный режим движения сопровождается формированием более значительного градиента давления. Характер расчетных кривых на рис. 12 позволяет сделать некоторые важные выводы. Отрицательный градиент динамического давления достигает значительной величины в головной и хвостовой частях тела животного, тогда как в средней части тела градиент давления сравнительно мал. Это значит, что благоприятное влияние отрицательного градиента давления на пограничный слой должно быть заметным прежде всего в головной и хвостовой частях тела. При этом турбулизация пограничного слоя может начинаться не на задней части тела, как это имеет место при обтекании жестких тел, а в его средней части, где градиент давления близок к нулю. Возможна ситуация, когда средняя часть тела обтекается турбулентным потоком, а головная и хвостовая части – ламинарным или заметно ламинаризованным. Есть несколько экспериментальных фактов, подтверждающих возможность такой ситуации.

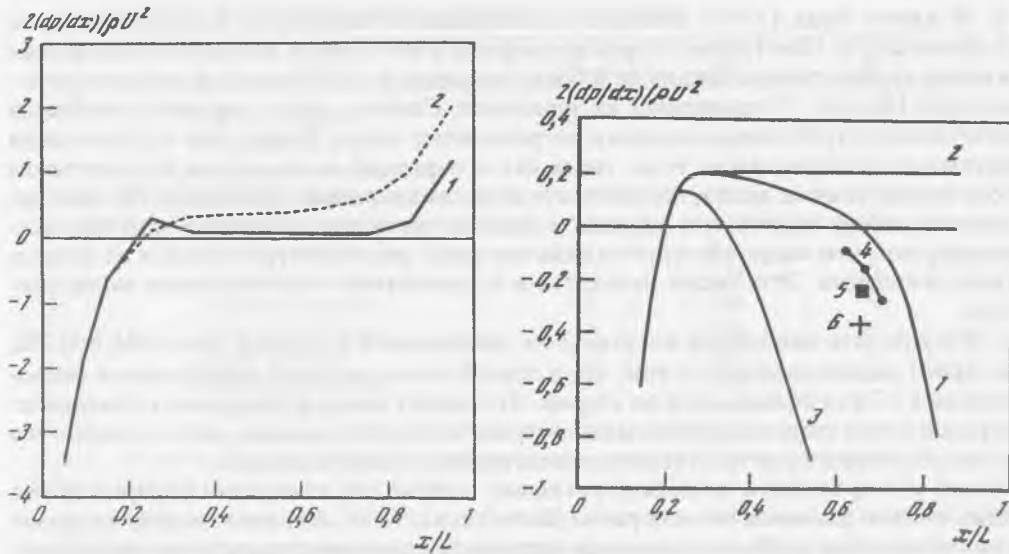


Рис. 11. Суммарное распределение градиента динамического давления на дорсальной стороне тела дельфина для режима плавания с постоянной скоростью (430 см/с), обусловленное его формой и колебательным характером движения

1 – минимальные значения; 2 – максимальные значения

Рис. 12. Сравнение экспериментальных данных с расчетными

1–3 – расчетные данные (см. рис. 10); 4–6 – экспериментальные результаты (см. рис. 4)

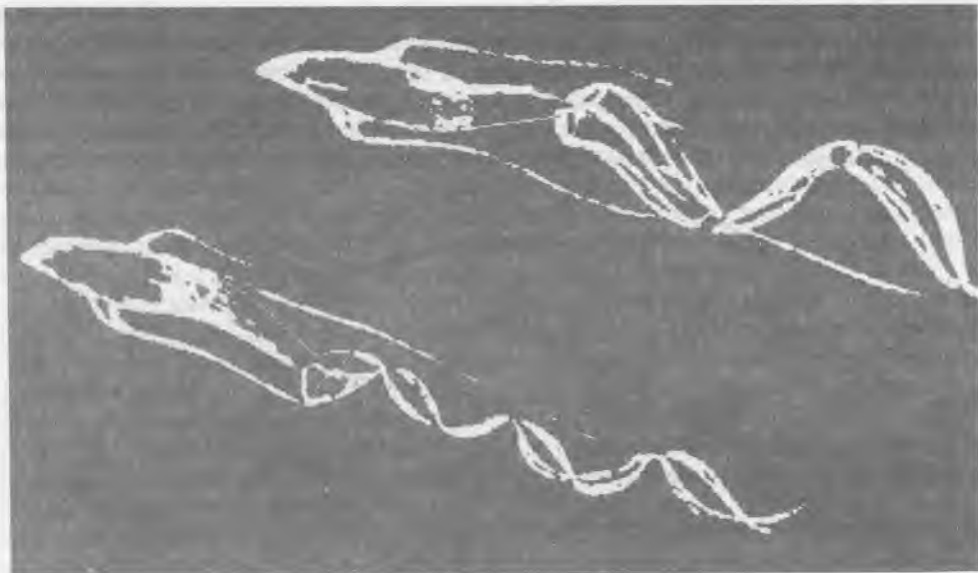


Рис. 13. Зарисовка из книги Вуда (1979)

1. В книге Вуда (1979) описаны наблюдения и зарисовки, которые сделали У.Э. Эванс и Л.Э. Мак-Кинли с борта катамарана в тот момент, когда в их поле зрения оказалась группа тихоокеанских белобоких дельфинов, плывущих в фосфоресцирующей воде. На рис. 13 приведены их зарисовки. Светлые места на теле дельфинов соответствуют турбулизированному пограничному слою. Видно, что турбулизация охватывает среднюю часть тела, тогда как в передней части тела и на хвостовом стебле видны темные места, соответствующие ламинарному обтеканию. На этой же зарисовке можно видеть, что верхняя и нижняя части тела дельфина заметно фосфоресцируют, что свидетельствует о наличии узких участков турбулизации на спине и животе животных. Это также находится в соответствии с приведенным выше расчетом.

2. Результаты измерения касательных напряжений в точках тела $0,4L$ и $0,78L$ (см. выше) свидетельствуют о том, что в первой точке местный коэффициент сопротивления в 4,7 раз больше, чем во второй. Это может иметь только одно объяснение: во второй точке степень турбулизации пограничного слоя меньше, чем в первой, что хорошо согласуется с результатами математического моделирования.

Ранее мы приводили экспериментальные данные об измерении распределения динамического давления на теле рыбы (Dubois et al., 1974), которые свидетельствуют о том, что на теле рыбы в процессе ее активного плавания отрицательный градиент давления наблюдается не на латеральной, как у дельфинов, а на дорсальной стороне. Это объясняется тем, что колебания тела рыбы совершаются не в вертикальной плоскости, как у дельфинов, а в горизонтальной.

Оценка формы тела дельфинов и других китообразных

Градиент динамического давления, формируемый на теле животного при его активном плавании, играет, по-видимому, решающую роль в обеспечении безотрывного обтекания. Этот вывод следует из анализа формы тела. Существует три основных параметра тела, влияющих на характер обтекания: относительное удлинение, представляющее собой отношение длины тела к диаметру круга, равного по площади максимальному поперечному сечению (L/d_{max}); относительное положение максимального

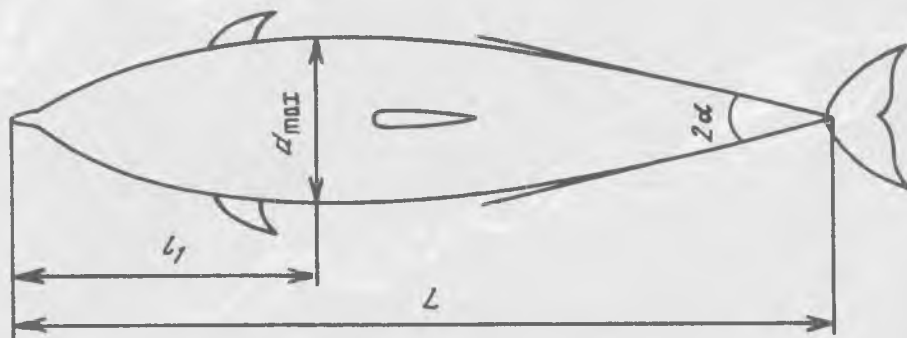


Рис. 14. Схематическое изображение тела дельфина
Пояснения в тексте

Т а б л и ц а 10. Морфометрические данные китообразных

Вид	L/d_{max}	l_1/L	α°
<i>Tursiops truncatus</i>	5,4	0,35	10
<i>Phocoena phocoena</i>	4,7	0,40	15
<i>Lagenorhynchus obliquidens</i>	6,9	0,36	8
<i>Stenella graffmani</i>	7,1	0,35	7
<i>Stenella longirostris</i>	7,6	0,34	7
<i>Delphinus delphis</i>	6,1	0,36	—
<i>Phocoenoides dalli</i>	4,6	0,33	13
<i>Lissodephis borealis</i>	7,5	0,36	7
<i>Eschrichtius robustus</i>	4,5	0,40	10
<i>Berardius bairdi</i>	6,0	0,39	—
<i>Pseudorca crassioleus</i>	6,9	0,38	—
<i>Physeter catodon</i>	5,1	0,45	—
<i>Kogia breviceps</i>	4,0	0,42	—

поперечного сечения (l_1/L) и угол схода тела вращения, аппроксимирующего наилучшим образом тело животного (α). На рис. 14 показано схематически тело дельфина с соответствующими обозначениями. Не у всех видов дельфинов и крупных китов форма тела может быть удачно аппроксимирована телом вращения. Тем не менее полезно привести таблицу сравнительных данных, касающихся формы тела различных видов дельфинов и китов. Необходимо только отметить, что за неимением точных данных о максимальной площади поперечного сечения китообразных за максимальный диаметр принят максимальный поперечный размер тела в горизонтальной плоскости. Необходимые размеры тел китообразных взяты из каталога (Leatherwood et al., 1972) на основе приведенных в нем фотографий. Сводные данные приведены в табл. 10.

Из таблицы видно, что относительное удлинение всех изученных китообразных заключено в пределах 4–7,6. Относительное положение максимального поперечного сечения – в пределах 0,33–0,45. Угол схода – в пределах 7–15°. Чтобы как-то оценить эти цифры, обратимся к работе (Алексеева и др., 1968), в которой проведен расчет характеристик ламинарного пограничного слоя для серии тел вращения с различными параметрами формы. Не останавливаясь на анализе методов расчета, приведем только основные результаты, которые сводятся к следующему.

1. Условием обеспечения практически безотрывного обтекания тела вращения при реализации ламинарной формы течения в пограничном слое является $\alpha \leq 6,5^\circ$.

2. Минимальным сопротивлением при ламинарном обтекании и числах Рейнольдса порядка 10^8 обладает тело вращения с удлинением около 9 и относительным положением максимального поперечного сечения, равном 0,21.

3. Минимальным сопротивлением при турбулентном обтекании обладает тело вращения с удлинением в пределах 5,5–7 и относительным положением максимального диаметра около 0,4.

Сопоставление этих данных с данными табл. 10 позволяет сделать следующие выводы.

1. Угол схода тел китообразных превышает предельный, при котором должен

наблюдаться отрыв ламинарного пограничного слоя. Это значит, что либо у дельфинов при ламинарном обтекании должен наблюдаться отрыв пограничного слоя, либо они должны иметь возможность предотвращать отрыв. Выше мы видели, что в случае активного плавания на теле дельфинов формируется отрицательный градиент давления, который может предотвращать отрыв ламинарного пограничного слоя.

2. Тело китообразных не является оптимальным в смысле минимизации сопротивления при ламинарном обтекании. Здесь имеется в виду в первую очередь опасность отрыва ламинарного пограничного слоя, о котором говорилось выше. Однако, как мы видели у китообразных, и, в частности, у дельфинов, эта опасность отсутствует.

3. Форма тела китообразных приближается к оптимальной с точки зрения минимизации сопротивления при турбулентном обтекании.

Таким образом, можно считать, что с учетом наличия отрицательного градиента давления на теле дельфина (и, очевидно, других китообразных) форму их тела можно считать оптимальной как для ламинарного, так и для турбулентного обтекания. Это одно из наиболее важных адаптивных приспособлений китообразных, созданных природой.

Гидродинамика дельфинов в свете последних данных

Развитие пограничного слоя на теле дельфина в процессе его плавания от состояния покоя до некоторой максимальной скорости с последующим движением с постоянной скоростью в течение некоторого времени и дальнейшим движением по инерции в свете последних научных данных, включающих в себя как литературные данные, так и оригинальные, можно представить следующим образом. В первый момент движение дельфина осуществляется с некоторым положительным ускорением. Максимальное значение ускорения, по-видимому, не превышает 1000 см/с^2 , если принять, что максимальная тяга не превышает веса тела животного. В результате движения с ускорением на теле дельфина развивается значительный благоприятный (отрицательный) градиент динамического давления, который приводит к заметному (в 3–4 раза) повышению критического числа Рейнольдса. Поскольку в средней части тела дельфина отрицательный градиент давления имеет наименьшее абсолютное значение, неустойчивость ламинарного обтекания возникает прежде всего на этом участке и при достижении некоторого критического числа Рейнольдса, зависящего от величины ускорения движения, осуществляется переход ламинарного обтекания в турбулентное в точке с относительной координатой около $x/L = 0,5$.

После турбуликации пограничного слоя в средней части тела дельфина его дальнейшее движение, как правило, становится практически равномерным в течение некоторого времени. Иногда участок движения дельфина с постоянной скоростью практически отсутствует и он сразу же переходит к движению по инерции. Анализ многочисленных экспериментальных данных показывает, что увеличение скорости после турбуликации пограничного слоя не превышает 10–20%. При этом максимальная скорость, развиваемая дельфином, тем выше, чем больше ускорение, с которым он начал движение. Степень турбулентности в пограничном слое на теле дельфина при его движении с постоянной скоростью имеет меньшую величину (в 2–3 раза), чем

степень турбулентности в пограничном слое на жестком дельфиноподобном теле или чем на теле дельфина при его движении по инерции. Естественно, при этом средний по смоченной поверхности тела коэффициент сопротивления дельфина оказывается меньше соответствующего коэффициента сопротивления жесткого тела. Когда равномерное движение дельфина сменяется движением по инерции, вдоль части тела его за миделем устанавливается значительный положительный градиент динамического давления, в области миделя градиент давления слабо положительный или близкий к нулевому и только на конфузорном участке градиент давления остается отрицательным. Уровень турбулентности в пограничном слое на средней и задней частях тела дельфина возрастает и достигает величины, соответствующей величине при турбулентном обтекании жесткого тела. Коэффициент сопротивления при этом возрастает до величины, соответствующей жесткому телу. Если в какой-то момент времени движение по инерции сменяется на ускоренное движение, на теле вновь появляется отрицательный градиент давления и в результате степень турбуликации пограничного слоя уменьшается, а если величина градиента давления достаточно велика (при большом ускорении), возможен даже обратный переход турбулентного обтекания в ламинарное на участке тела за миделем.

Таким образом приведенные данные свидетельствуют о наличии по крайней мере одного фактора, повышающего критическое число Рейнольдса на начальном этапе движения дельфина с ускорением и уменьшающего степень турбулентности при равномерном движении. Этим фактором является отрицательный градиент динамического давления, возможность которого предположил Грей (1936), и существование которого экспериментально и теоретически доказано последующими работами (Романенко, 1972, 1976, 1986; Романенко, Янов, 1973). Это не исключает влияния и других факторов: упругого демпфирования (Бабенко, 1971; Бабенко и др., 1971; Козлов, 1983; Kramer, 1960), высокомолекулярных выделений (Ускова и др., 1975), "бегущей волны" (Меркулов, 1970; Меркулов, Савченко, 1970) и др. Однако необходимы тщательные экспериментальные исследования для определения доли каждого из факторов в общем эффекте.

Литература

- Алексеева Е.У., Громов В.П., Дмитриева А.Ф. и др. Расчет характеристик ламинарного пограничного слоя на телах вращения. Новосибирск: Наука, 1968. 222 с.
- Бабенко В.В. Некоторые механические характеристики кожных покровов дельфинов // Бионика. 1971. Вып. 5. С. 76–81.
- Бабенко В.В. Исследование упругости кожи живых дельфинов // Там же. 1979. Вып. 13. С. 43–52.
- Бабенко В.В. О колеблющейся массе кожных покровов дельфинов // Там же. 1980. Вып. 14. С. 57–64.
- Бабенко В.В., Воропаев Г.А., Юрченко Н.Ф. К проблеме моделирования взаимодействия наружных покровов водных животных с пограничным слоем // Гидромеханика. 1980. № 2. С. 73–81.
- Бабенко В.В., Гнитецкий Н.А., Козлов Л.Ф. Предварительные результаты исследования упругих свойств кожи живых дельфинов // Бионика. 1969. Вып. 3. С. 12–19.
- Бабенко В.В., Козлов Л.Ф., Першин С.В. О переменном демпфировании кожи дельфинов на различных скоростях плавания // Там же. 1972. Вып. 6. С. 42–52.
- Бабенко В.В., Козлов Л.Ф., Першин С.В., Томилин А.Г. Самонастройка демпфирования кожи китообразных при активном плавании // Там же. 1982. Вып. 16. С. 3–14.

- Бабенко В.В., Никишова О.Д. Некоторые гидродинамические закономерности строения кожных покровов морских животных // Там же. 1976. Вып. 10. С. 27–33.
- Вуд Ф.Г. Морские млекопитающие и человек; Пер. с англ. Л.: Гидрометеиздат, 1979. 262 с.
- Даргольц В.Г., Романенко Е.В., Соколов В.Е. Потребление кислорода кожей дельфинов и проблема кожного дыхания у китообразных // Зоол. журн. 1978. Т. 57, № 5. С. 768–775.
- Каян В.П. О гидродинамических характеристиках плавникового движителя дельфина // Бионика. 1979. Вып. 13. С. 9–15.
- Каян В.П., Пятецкий В.Е. Кинематика плавания дельфина афалины в зависимости от режима ускорения // Там же. 1977. Вып. 11. С. 36–41.
- Козлов Л.Ф. Теоретическая биогиродинамика. Киев: Вища шк., 1983. 238 с.
- Козлов Л.Ф., Бабенко В.В., Перишин С.В. О самонастройке демпфирования кожи при активном плавании некоторых китообразных // Бионика. М.; Л., 1978. Т. 2. С. 55–58.
- Ландер Б.Е. Ламинаризация турбулентного пограничного слоя при сильном ускорении течения // Прикл. механика. 1964. № 4. С. 151–153.
- Логвинович Г.В. Гидродинамика течений со свободными границами. Киев: Наук. думка, 1969.
- Меркулов В.И. Бегущая волна на упругом теле, движущемся в идеальной жидкости // Бионика. 1970. Вып. 4. С. 95–104.
- Меркулов В.И., Савченко Ю.Н. Экспериментальное исследование течения жидкости вдоль бегущей волны // Там же. 1970. Вып. 4. С. 116–120.
- Назарчук М.М., Ковецкая М.М., Панченко В.Н. Обратный переход турбулентного течения в ламинарное. Киев: Наук. думка, 1974. 98 с.
- Пятецкий В.Е., Каян В.П. Некоторые кинематические характеристики плавания дельфина азовки // Бионика. 1972. Вып. 6. С. 18–21.
- Пятецкий В.Е., Каян В.П. О кинематике плавания дельфина афалины // Там же. 1975. Вып. 9. С. 41–46.
- Репик Е.У. Экспериментальное исследование структуры турбулентного пограничного слоя при наличии продольного градиента давления // Тр. ЦАГИ. 1970. Вып. 1218. С. 19.
- Романенко Е.В. О гидродинамике рыб и дельфинов // Морское приборостроение: Науч.-техн. сб. Сер. Акустика. 1972. Вып. 1. С. 154–161.
- Романенко Е.В. Основы статистической биогиродинамики. М.: Наука, 1976. 168 с.
- Романенко Е.В. Экспериментальные исследования кинематики дельфинов // Докл. АН СССР. 1980. Т. 253, № 3. С. 741–743.
- Романенко Е.В. Распределение динамического давления на теле активно плывущего дельфина // Там же. 1981. Т. 261, № 2. С. 310–312.
- Романенко Е.В. Теория плавания рыб и дельфинов. М.: Наука, 1986. 152 с.
- Романенко Е.В., Чикалкин В.А. Магнитофон для подводной записи // Морфология, физиология и акустика морских млекопитающих. М.: Наука, 1974. С. 165–173.
- Романенко Е.В., Янов В.Г. Результаты экспериментов по изучению гидродинамики дельфинов // Бионика. 1973. Вып. 7. С. 52–56.
- Семенов Н.П., Бабенко В.В., Каян В.П. Экспериментальное исследование некоторых особенностей гидродинамики плавания дельфинов // Там же. 1974. Вып. 8. С. 23–31.
- Соколов В.Е. Структура кожного покрова некоторых китообразных // Бюл. МОИП. Отд. биол. 1955. Т. 60, вып. 6. С. 45–60.
- Соколов В.Е. Структурные особенности кожных покровов усатых китов, повышающие упругость кожи // Зоол. журн. 1960. Т. 33. № 2. С. 307–308.
- Соколов В.Е. Строение и причины возникновения кожных наростов у японских китов // Там же. 1961. Т. 40, № 9.
- Соколов В.Е. Структура кожного покрова некоторых китообразных. 2 // Биол. науки. 1962. Вып. 3. С. 47–53.
- Соколов В.Е. Строение эпидермиса трех видов дельфинов // Морские млекопитающие. М.: Наука, 1965.
- Соколов В.Е. Строение кожного покрова некоторых китообразных. 3 // Морфология и экология морских млекопитающих. М.: Наука, 1971.
- Соколов В.Е. Кожный покров млекопитающих. М.: Наука, 1973. 487 с.
- Соколов В.Е., Бабенко В.В., Козлов Л.Ф. и др. Свойства кожи китообразных активно регулировать гидродинамическое сопротивление плаванию: Диплом № 265 на открытие СССР. Заявка № ОТ-8405 от 21.02.73, опубли. 07.05.83; Бюл. № 17.
- Соколов В.Е., Кузнецов Т.В. Направление дермальных валиков в коже дельфинов в связи с особенностью

- обтекания тел водой // III Всесоюз. совещ. по изуч. мор. млекопитающих: Тез. докл. Владивосток, 1966. С. 18.
- Тиняков Г.Г., Чумаков В.П., Севастьянов Б.А. Некоторые особенности в микроструктуре кожи китообразных // Зоол. журн. 1973. Т. 52, № 3. С. 399–407.
- Ускова Е.Т., Раевский В.С., Момот Л.Н., Усков И.А. Сравнительное изучение гидродинамической эффективности растворов полиоксизетилена и кожных выделений морских животных // Бионика. 1975. Вып. 9. С. 90–92.
- Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя: Пер. с нем. М.: Наука, 1974. 712 с.
- Янов В.Г. Кинематика дельфинов: Новые результаты экспериментального изучения // Докл. АН СССР. 1990. Т. 315, № 1. С. 49–52.
- Ahmadi A.R. An asymptotic unsteady lifting-line theory with energetics and optimum motion of thrust-producing lifting surfaces. Cambridge (Mass.), 1980. (MIT. Dep. of Aeronaut. and Astronaut. Fluid Dynamics. Res. Lab. Rep.; 80.2).
- Barstow L. Applied aerodynamics. L. etc.: Longmans and Green, 1939.
- Chopra M.G., Kambe T. Hydrodynamics of lunate-tail swimming propulsion. 2 // J. Fluid Mech. 1977. Vol. 79. P. 49–69.
- Dubois A.B., Cavagna G.A., Fox R.S. Pressure distribution on the body surface of swimming fish // J. Exp. Biol. 1974. Vol. 60. P. 581–591.
- Fish F.E. Power output and propulsive efficiency of swimming bottlenose dolphins (*Tursiops truncatus*) // Ibid. 1993. Vol. 185. P. 179–193.
- Fish F.E., Hui C.A. Dolphin swimming – a review // Mammal. Rev. 1991. Vol. 21. P. 181–195.
- Gray J. Studies in animal locomotion. 6. The propulsive powers of the dolphin // J. Exp. Biol. 1936. Vol. 13. P. 192–199.
- Hess F., Videler J.J. Fast continuous swimming of saithe (*Pollachius virens*): A dynamic analysis of bending moments and muscle power // Ibid. 1984. Vol. 109. P. 229–251.
- Katz J., Weihs D. Hydrodynamic propulsion by large amplitude oscillation of an airfoil with chordwise flexibility // J. Fluid Mech. 1978. Vol. 88. P. 485–497.
- Katz J., Weihs D. Large amplitude unsteady motion of a flexible slender propulsor // Ibid. 1979. Vol. 90. P. 713–723.
- Kramer M.O. The dolphin's secret // New Sci. 1960. Vol. 7, N 181. P. 1118–1120.
- Lan C.E. The unsteady quasi-vortex-lattice method with applications to animal propulsion // J. Fluid Mech. 1979. Vol. 93. P. 747–765.
- Lang T.G., Daybell D.A. Porpoise performance tests in a sea-water tank // NAVWEPS Rep. 1963. N 8060. NOTS TP 3060.
- Leatherwood S.W., Evans E., Rice D.W. The whales, dolphins and porpoises of the eastern North Pacific: A guide to their identification in the water / Nat. Ocean. and Atmos. Administration Property. 1972. 343 p.
- Lighthill M.J. Hydrodynamics of aquatic animal propulsion // Rev. Fluid Mech. 1969. Vol. 1. P. 413–446.
- Lighthill M.J. Aquatic animal propulsion of high hydromechanical efficiency // J. Fluid Mech. 1970. Vol. 44. P. 265–301.
- Lighthill M.J. Mathematical theories of fish swimming // Fisheries mathematics / Ed. J.H. Steele. L.; N.Y.: Acad. press, 1977. P. 131–144.
- Parry D.A. The swimming of whales and a discussion of Gray's paradox // J. Exp. Biol. 1949. Vol. 26. P. 24–36.
- Videler J.J., Hess F. Fast continuous swimming of two pelagic predators, saithe (*Pollachius virens*) and mackerel (*Scomber scombrus*): A kinematic analysis // Ibid. 1984. Vol. 109. P. 209–228.
- Videler J.J., Kamermans P. Differences between upstroke and downstroke in swimming dolphins // Ibid. 1985. Vol. 119. P. 265–274.
- Webb P.W. Hydrodynamics and energetics of fish propulsion // Bull. Fish. Res. Board Canada. 1975. Vol. 190. P. 1–159.
- Wu T.Y.-T. Hydromechanics of swimming propulsion. 2. Some optimum shape problems // J. Fluid Mech. 1971. Vol. 46. P. 521–544.
- Yates G.T. Hydrodynamics of body and caudal fin propulsion // Fish biomechanics / Ed. P.W. Webb, D. Weihs. N.Y.: Praeger, 1983. P. 177–213.