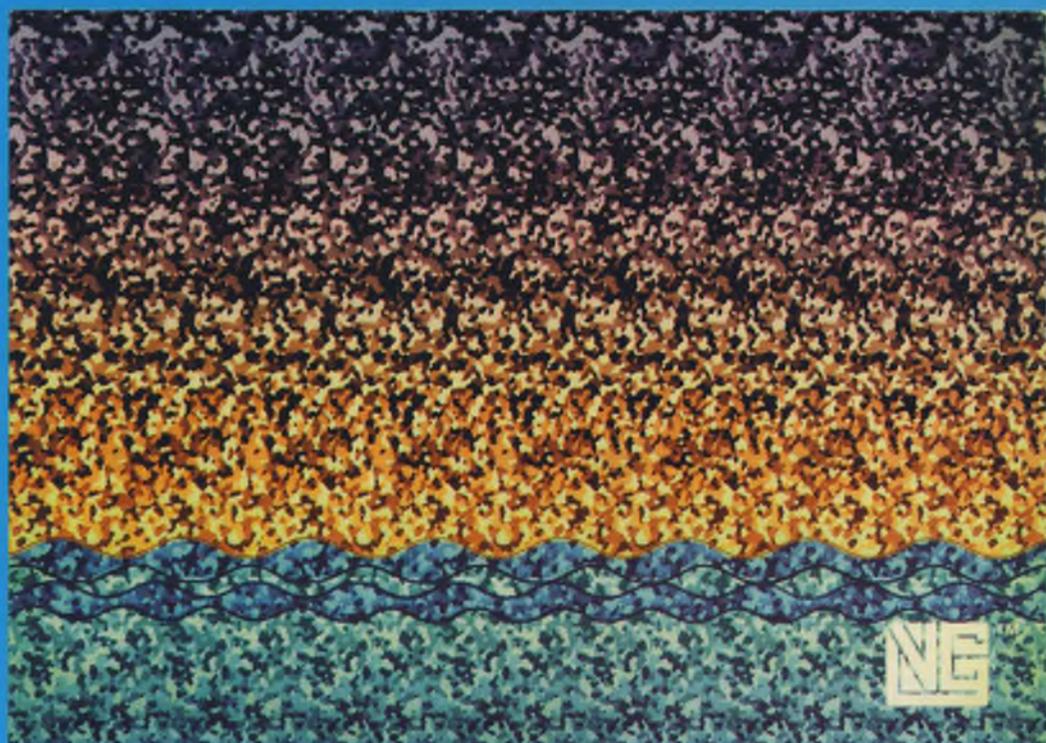


Е.В. Романенко

ГИДРОДИНАМИКА
РЫБ И ДЕЛЬФИНОВ



Москва ♦ 2001

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ ЭКОЛОГИИ И ЭВОЛЮЦИИ
им. А. Н. Северцова

Е.В. Романенко

ГИДРОДИНАМИКА
РЫБ И ДЕЛЬФИНОВ

Издательство КМК
Москва ❖ 2001

Романенко Е.В. Гидродинамика рыб и дельфинов. М.: изд-во КМК. 2001. 411 с.

Romanenko E.V. Hydrodynamics of fishes and dolphins. Moscow: KMK Scientific Press Ltd. 2001. 411 pp. In Russian.

В книге приведены результаты многолетнего теоретического и экспериментального изучения механизмов плавания рыб и дельфинов. Дан критический анализ состояния биогиродинамических исследований. Приведены аргументы в пользу гипотезы английского зоолога Дж. Грея о наличии у дельфинов механизмов управления пограничным слоем и снижения гидродинамического сопротивления трения ("Парадокс Грея"). Сформулированы задачи дальнейших исследований.

Книга рассчитана на специалистов в области биогиродинамики и студентов.

Таб. 35. Ил. 227. Библ. 906 назв.

This book contains the results of long-term theoretical and experimental researches of fish and dolphin swimming mechanisms. In the book there is critical analysis of the modern state of biohydrodynamical studies. The book provides some facts supporting the hypothesis by British zoologist J. Gray that the dolphins have mechanisms to control the boundary layer and to decrease hydrodynamic friction resistance (Gray's paradox). The book also sets some goals for the further scientific investigations.

The book is addressed to students and specialists on biohydrodynamic 35 tables, 227 figures, 906 titles of bibliographic references.

Предисловие

Предлагаемая читателю книга является итогом почти сорокалетнего труда автора. В самом начале 60-х годов 20-го века были начаты работы по биогидродинамике в Акустическом институте АН СССР по инициативе академика Н.Н. Андреева и продолжались около десяти лет под его руководством. Почти тридцать лет были отданы изучению проблемы биогидродинамики в стенах Института проблем экологии и эволюции им. А.Н. Северцова РАН под руководством академика В.Е. Соколова. Его широкий кругозор и огромный организаторский талант объединили в рамках этой проблемы сотни ученых из разных городов бывшего СССР. В итоге в области биогидродинамики в нашей стране получены уникальные результаты, которые значительно опережают мировой уровень.

Книга посвящается памяти академиков Н.Н. Андреева и В.Е. Соколова.

Введение

Активное изучение биогиродинамики началось с работ английского зоолога Джеймса Грея в середине тридцатых годов (Grey, 1933, 1936). Он обратил внимание на несоответствие скорости плавания дельфинов и запасов их мускульной энергии. Проанализировав известные ему из литературы данные о скорости плавания дельфинов и сопоставив эти данные с энергией их мускулов, Грей пришел к выводу, что запасов энергии в несколько раз меньше, чем необходимо для обеспечения наблюдаемой скорости плавания. Этот вывод вошел в научную литературу как “Парадокс Грея”. Он же высказал и гипотезу для объяснения парадокса. Грей предположил, что дельфины обладают способностью сохранять обтекание тела ламинарным при скорости плавания, когда ламинарное обтекание уже должно было бы смениться турбулентным. Он же указал возможный механизм задержки перехода ламинарного обтекания в турбулентное. Грей предположил, что на теле активно плывущего дельфина формируется благожелательный (отрицательный) градиент динамического давления, который и приводит к задержке перехода ламинарного обтекания в турбулентное. Функцию генератора отрицательного градиента динамического давления он приписывал хвостовой лопасти, отбрасывающей назад массы воды в процессе создания тяги.

С тех пор, как был сформулирован Греем его парадокс, практически все биогиродинамические работы во всем мире (экспериментальные и теоретические) были направлены на то, чтобы подтвердить или опровергнуть выводы Грея об уникальных способностях дельфинов. Свой интерес исследователи обратили также на рыб, справедливо полагая, что, поскольку механизм создания тяги у дельфинов и большинства рыб одинаков, у последних также следует ожидать интересных гидродинамических особенностей. Прежде всего появились теоретические работы (Parry, 1949; Lighthill, 1960; Smith, Stone, 1961; Wu, 1961; Лавренъев, Лаврентьев, 1962; Siekmann, 1962, 1963 и др.). Затем появились эксперименты на рыбах (Bainbridge, 1963), дельфинах (Lang, 1963, 1966a, 1966b; Lang, Daybell, 1963; Lang, Pryor, 1966; Lang, Norris, 1966) и моделях (Kelly, Rentz, Siekmann, 1964). Большинство работ в этот период было выполнено в Великобритании и США. В СССР активные исследования биогиродинамики начались на 10 лет позднее теоретическими работами Логвиновича (1970, 1972, 1973), Меркулова (1970) и экспериментальными (Бабенко, Гнитецкий, Козлов, 1969; Пятецкий, 1970а, 1970б; Пятецкий, Савченко, 1969; Пятецкий, Каян, 1971, 1972а, 1972б, 1975; Романенко, 1972; Козлов, Шакало, 1973; Романенко, Янов, 1973; Янов, Романенко, 1972; Семенов, Бабенко, Каян, 1974).

С 1965–1966 года в США работы по гидродинамике дельфинов практически полностью прекратились. Причиной тому послужили работы (Lang, 1963; Lang, Pryor, 1966; Lang, Norris, 1966), в которых на основе измерений скорости плавания дельфинов в контролируемых условиях были сделаны выводы об ошибочности оценок Грея. За три десятка лет, прошедших после выхода в свет упо-

мянутых работ, было еще несколько публикаций в англоязычных изданиях (Webb, 1975; Yates, 1983; Fish, Hui, 1991; Fish, 1993), в которых проведена ревизия оценок Грея и подтвержден сделанный ранее вывод об отсутствии каких-либо механизмов уменьшения гидродинамического сопротивления у дельфинов. Однако анализ этих работ показал, что они содержат грубые ошибки, которые полностью обесценивают их выводы (более подробно анализ упомянутых работ приведен в главе 7 настоящей книги).

В СССР биогидродинамические исследования складывались иначе, чем в других странах. Исследования и выводы Грея пользовались большим доверием, и главные усилия были направлены на поиски механизмов, снижающих гидродинамическое сопротивление у дельфинов. В исследованиях активное участие наряду с биологами принимали специалисты в области гидромеханики (Г.В. Логвинович, Л.Ф. Козлов, В.В. Бабенко, Е.В. Романенко, В.Е. Пятецкий, В.П. Каян, Б.Н. Семенов, В.М. Шакало и др.). Были применены прямые методы экспериментального исследования тонкой структуры пограничного слоя на свободно плавающем дельфине, упругих свойств кожных покровов, и уже в 1972–1973 гг. были получены и опубликованы первые доказательства наличия у дельфинов механизмов управления пограничным слоем. С тех пор и по настоящее время в странах бывшего СССР и в России проводились и проводятся интенсивные биогидродинамические исследования, которым и посвящена настоящая книга. К сожалению, обмен информацией между советскими и иностранными исследователями многие годы практически отсутствовал по причине наличия языкового барьера и секретности, а также известной доли предвзятости суждений со стороны западных ученых. В результате они практически ничего не знали об исследованиях в СССР, и к настоящему времени исследователи США и других стран отстали в изучении биогидродинамики от ученых бывшего СССР на 20–25 лет. Речь в данном случае идет прежде всего об экспериментальных исследованиях. Что же касается теоретических исследований, то их уровень в США и Великобритании весьма высок.

В предлагаемой книге делается попытка критического анализа и систематического изложения результатов исследований механизмов плавания рыб и китообразных (дельфинов). Критический подход позволил обнаружить как сильные, так и слабые места теории и наметить неисследованные вопросы. Теория тонкого тела в трехмерной постановке задачи позволила сравнительно просто получить расчетные соотношения для оценки энергетических и силовых характеристик плавания животных, причем при незначительных усложнениях оказывается возможным применить ее к случаю плавания с произвольной амплитудой. Это убедительно показано в работе (Lighthill, 1971). Чрезвычайно плодотворной оказалась развитая Лайтхиллом и его коллегами теория “отдачи”, позволившая объяснить некоторые особенности кинематики рыб, плавающих скользящим способом (Lighthill, 1960, 1970; Kambe, 1978).

Однако выяснилось, что теория полулунного хвостового плавника недостаточно учитывает ряд важных особенностей, таких, как толщина и форма сечения хвостового плавника, положение оси его вращения, его удлинение, гиб-

кость, широкий диапазон углов наклона к траектории движения и др. Эти вопросы еще требуют пояснения.

В результате анализа теоретических моделей плавания оказалось также, что наименее изученным является вопрос о законе деформации тела активно плывущих рыб и дельфинов, хотя многие исследователи в своих попытках произвести количественные оценки использовали различные его варианты, основанные на качественных наблюдениях. Более того, практически все умозрительные варианты закона деформации, применявшиеся исследователями для таких оценок, не позволяют объяснить некоторые особенности кинематики рыб и дельфинов и даже приводят к физическому противоречию в предельном случае стремления величины фазовой скорости локомоторной волны к скорости плавания животного. Противоречие, например, заключается в том, что тяга в этом случае оказывается отрицательной, а коэффициент полезного действия стремится к минус бесконечности. А ведь без знания истинного закона деформации невозможно вполне корректно применить имеющуюся теорию для оценки эффективности плавания.

Поиски путей преодоления указанных трудностей привели к необходимости предположить зависимость фазовой скорости локомоторной волны рыб и китообразных от координаты в системе координат, связанной с телом животного (Романенко, 1980б). Попросту говоря, фазовую скорость локомоторной волны нельзя считать постоянной величиной, как считали до сих пор все исследователи. Предположение о зависимости фазовой скорости локомоторной волны от координаты подтвердилось в экспериментах с дельфинами (Романенко, 1980а, 1986а) и рыбами (Videler, Hess, 1984; Hess, Videler, 1984).

Идея о зависимости фазовой скорости локомоторной волны от координаты, подтвержденная экспериментально, оказалась чрезвычайно полезной при теоретическом анализе распределения градиента динамического давления на теле активно плывущего дельфина, а также при объяснении целого ряда экспериментальных фактов. В частности, известные в литературе результаты исследования тонкой структуры пограничного слоя на теле дельфина (Романенко, 1972), некоторые особенности формы тела китообразных (например, удлинение тела, угол схода), измерения касательных напряжений в пограничном слое, распределение скоростей обтекания в разных точках на теле животного (Романенко, 1986а) и другие факты могут быть объяснены только в предположении такой зависимости.

В предлагаемой книге сформулирован закон деформации тела активно плывущего дельфина, учитывающий переменный (в пространстве) характер фазовой скорости локомоторной волны. Он позволил получить расчетные соотношения для оценки гидродинамических сил движительного комплекса дельфина и провести соответствующие оценки.

Аналогичный закон деформации тела предложен также для рыб. С его помощью объяснены экспериментальные данные (Bainbridge, 1963), полученные на трех видах рыб.

Значительное внимание в книге уделено основам статистической гидродинамики, без знания которых невозможно изучать тонкую структуру пограничного слоя на биологических объектах.

Детально описаны методы и приборы для кинематических и биогидродинамических исследований.

В отдельной главе приведены оригинальные результаты экспериментальных исследований кинематики и гидродинамики черноморских дельфинов. Показано, что на теле дельфина в процессе его активного движения и особенно при больших ускорениях формируется значительный отрицательный градиент динамического давления, который заметно влияет на тонкую структуру пограничного слоя, повышает критическое число Рейнольдса перехода ламинарного обтекания в турбулентное. Впервые детально изучена кинематика хвостовой лопасти. Установлено, что по закону, близкому к гармоническому, изменяется не угол атаки, как до сих пор предполагалось в большинстве математических моделей, а угол наклона лопасти к горизонтальной оси.

В заключительной главе книги даны оценки тяги и коэффициента сопротивления активно плывущего дельфина, формы его тела, а также описание гидродинамики дельфинов, как она представляется в свете имеющихся на сегодняшний день научных данных.

Интересны оценки предельной скорости плавания дельфинов, учитывающие особенности их гидродинамики и энергетики. Оказалось, что полученные оценки вполне удовлетворительно согласуются с измеренными значениями максимальной скорости плавания.

Книга не претендует на исчерпывающую полноту представления всех теоретических моделей и экспериментальных работ. В частности, не затронут вопрос о теории пограничного слоя на деформируемых телах и скольжения китообразных на волне, о биоэнергетическом способе оценки гидродинамических характеристик водных животных, о теории турбулентного пограничного слоя на демпфирующей поверхности, способной частично или полностью поглощать пульсационную энергию в слое. Все эти вопросы достаточно полно освещены в книгах Л.Ф. Козлова (1983) и С.В. Першина (1988).

При написании обзорной главы книги пришлось встретиться с некоторыми техническими трудностями, касающимися условных обозначений. Всякий обзор неизбежно ставит автора перед альтернативой: ввести единую систему обозначений или сохранить в каждом случае систему обозначений рассматриваемой работы. В предлагаемой книге принят второй вариант — сохранены обозначения рассматриваемых работ (за редкими исключениями). Такой вариант принят для того, чтобы облегчить читателю знакомство с первоисточниками, которое может оказаться неизбежным, если читатель захочет глубже вникнуть в теорию того или иного вопроса. Дело в том, что предлагаемая книга не ставит целью исчерпывающее изложение всех теоретических подходов, она только знакомит читателя с формулировками задач и основными выводами, оставляя детали для самостоятельного ознакомления по первоисточникам. Такой подход неизбежно приводит в ряде случаев к неоднозначности обозначений.

Книга предназначена для научных работников и студентов вузов, интересующихся вопросами биогидродинамики.

Автор искренне благодарит академика АН УССР Г.В. Логвиновича, С.Г. Пушкова, профессора К.А. Наугольных за интерес к работе и ценные советы, В.А. Чикалкина, В.А. Тарчевскую, О.В. Савинкина, В.Г. Янова и Н.Н. Черкашина за помощь в проведении экспериментов с дельфинами, а также Т.М. Борщеву, Т.Н. Сидорову и А.В. Шубкину за неоценимую помощь в подготовке рукописи и иллюстративного материала к печати.

Работа по созданию книги выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных исследований.

Глава 1. Теоретические модели плавания

Теоретическим исследованиям механизмов плавания рыб и дельфинов посвящено значительное количество работ. Точнее было бы сказать, что при этом анализируется механизм плавания с помощью волновых движений безотносительно к тому, относится ли это к рыбам или дельфинам, поскольку у тех и других принцип создания тяги один и тот же. Ретроспективный взгляд на историю вопроса позволяет проследить эволюцию идей и методов исследования механизмов плавания рыб и дельфинов. Некоторые работы представляют в значительной степени лишь исторический интерес. Это можно сказать о работах, в которых серьезные упрощающие предположения позволяют лишь в самых общих чертах проанализировать принципы создания тяги (Smith, Stone, 1961; Лаврентьев, Лаврентьев, 1962; Шулейкин, 1968). Другие работы (Lighthill, 1975a; Козлов, 1983; Романенко, 1986a и др.) содержат более или менее законченный математический анализ проблемы с разумными упрощениями, доведенный до расчетных соотношений и позволяющий экспериментальную проверку. Эти работы, в свою очередь, можно разделить на две категории. В одних рассматривается плоская задача, в других — пространственная. Последняя группа работ значительно интереснее, так как более адекватно отражает реальные условия плавания рыб и дельфинов.

1.1. Плоская задача

В данном случае под плоской задачей имеется в виду задача о движении бесконечно протяженного профиля (вдоль третьей координаты), причем параметры движения меняются лишь в направлении двух координат. Плоские задачи называют еще двумерными задачами.

1.1.1. Теория тонкого, волнообразно колеблющегося, профиля

Мы начнем рассмотрение с работ Зикмана (1962) и Ву (1961). В этих работах впервые дано строгое решение двумерной задачи о малых колебаниях тонкого крыла в стационарном потоке. Эти две работы физически эквивалентны, хотя и различаются в деталях. Обе они основаны на предыдущих исследованиях поведения тонкого крыла в нестационарном потоке, развитых Теодорсеном (1935) и Шварцем (1940).

Зикман и Ву рассматривали поведение гибкой тонкой пластинки, совершающей малые колебания в поперечном направлении и обтекаемой в продольном

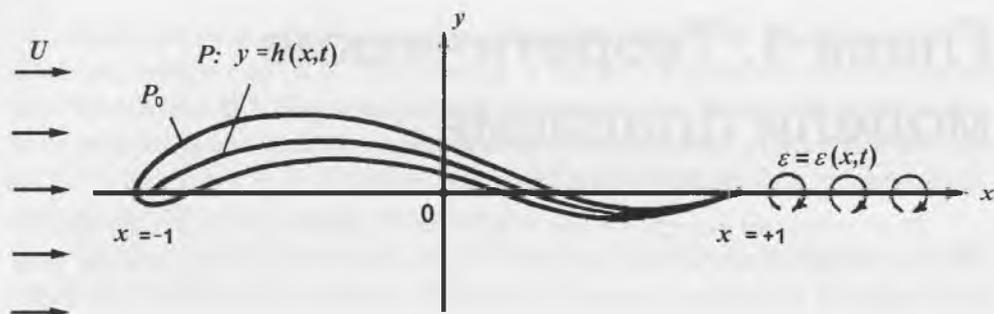


Рис. 1.1. Схема, поясняющая постановку задачи (по: SIEKMANN, 1962).

направлении стационарным потоком несжимаемой идеальной жидкости. Зикман распространил развитую Шварцем (1940) теорию граничных и свободных вихрей, в которой тонкое крыло представлено распределением пограничных вихрей, а след свободными вихрями. Ву использовал теорию Теодорсена (1935), однако вместо потенциала скоростей им использован потенциал ускорений.

На рис. 1.1 показана схема, взятая из работы Зикмана. Пластинка P_0 (средняя линия обозначена P) простирается от $x = -1$ до $x = +1$. Поперечные смещения пластинки в общем случае заданы функцией

$$y = h(x, t) \text{ при } -1 \leq x \leq +1, \quad (1.1)$$

при этом предполагается, что

$$|y| \ll 1, \quad \left| \frac{\partial y}{\partial x} \right| \ll 1, \quad \left| \frac{\partial y}{\partial t} \right| \ll 1. \quad (1.2)$$

В дальнейшем рассмотрении пластинка заменяется циркуляцией и считается, что с хвостовой части пластинки сбегает вихревая пелена, расположенная в плоскости $y = 0$. На заднем конце пластинки при этом считается выполненным постулат Жуковского о конечности поперечной скорости.

Конкретные расчеты проведены для случая гармонического колебания пластинки. Основные гидродинамические силы вычислены с помощью следующих соотношений.

Сила, действующая на пластинку:

$$L = \int_{-1}^{+1} \Delta p(x, t) dx. \quad (1.3)$$

Момент сил относительно начала координат

$$M = \int_{-1}^{+1} x \Delta p(x, t) dx. \quad (1.4)$$

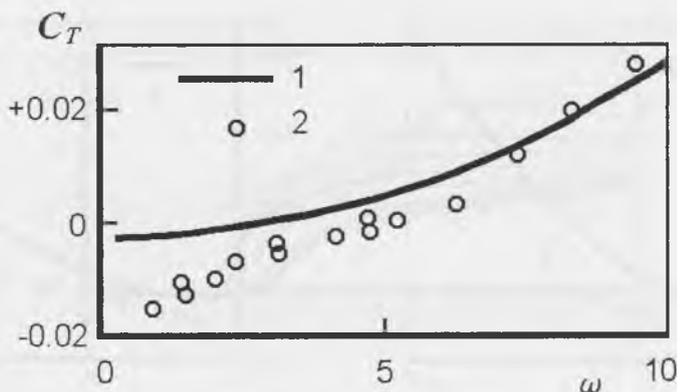


Рис. 1.2. Расчетные значения коэффициента тяги при постоянной амплитуде колебаний пластинки (1) и данные эксперимента (2) (по: СIEKMANN, 1962).

Тяга

$$T = \int_{-1}^1 (\Delta p)_R \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)_R dx + T_s. \quad (1.5)$$

Полная затраченная мощность

$$P = - \int_{-1}^1 (\Delta p)_R \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)_R dx. \quad (1.6)$$

В приведенных соотношениях Δp — распределение давления на пластинке, вычисленное с помощью теории крыла через функцию Теодорсена, $(\Delta p)_R \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_R$ и $\left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)_R$ означает действительную часть величин, T_s — подсасывающая сила на передней кромке крыла.

Гидродинамический коэффициент полезного действия вычисляли как отношение

$$\eta = \frac{\overline{TU}}{P}. \quad (1.7)$$

Здесь и далее черта сверху означает усреднение по времени.

Окончательные выражения для тяги, мощности и КПД очень громоздки, включают специальные функции Теодорсена и Бесселя.

Расчет был проделан Зикманом для случая, когда пластинка совершает колебания по закону

$$y = (c_0 + c_1 x + c_2 x^2) \cos(\alpha x - \beta t). \quad (1.8)$$

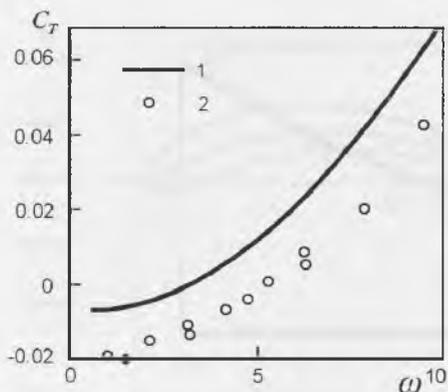


Рис. 1.3. Расчетные значения коэффициента тяги при линейно нарастающей амплитуде колебаний пластинки (1) и данные эксперимента (2) (по: SIEKMANN, 1962).

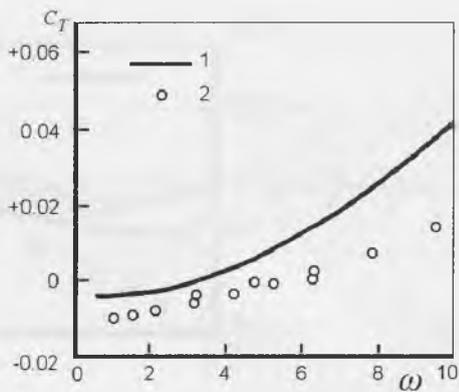


Рис. 1.4. Расчетные значения коэффициента тяги при квадратично нарастающей амплитуде колебаний пластинки (1) и данные эксперимента (2) (по: SIEKMANN, 1962).

Здесь α — волновое число, равное $\alpha = \frac{2\pi}{\lambda}$, а $\beta = \frac{2\pi}{T_0}$ — круговая частота, λ — длина локомоторной волны, T_0 — период колебания.

На рис.1.2–1.4 приведены данные расчета коэффициента тяги (сплошные линии) для трех законов деформации пластинки: с постоянной амплитудой на длине пластинки (при $c_0 = 1/12$, $c_1 = c_2 = 0$, $\alpha = \pi$), линейно нарастающей (при $c_0 = c_1 = 1/16$, $c_2 = 0$, $\alpha = \pi$) и нарастающей по квадратичному закону (при $c_0 = 0.023$, $c_1 = 0.042$, $c_3 = 0.034$, $\alpha = \pi$). Считается, что последний случай больше всего соответствует реальному закону деформации тела рыб. Аргументом на графиках является так называемая приведенная частота

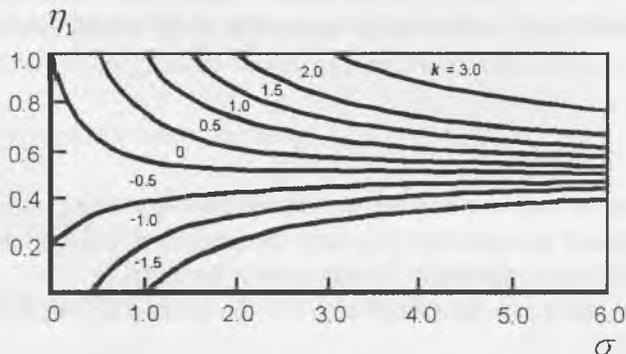


Рис. 1.5. Расчетные значения коэффициента полезного действия при постоянной амплитуде колебаний пластинки (по: WU, 1961).

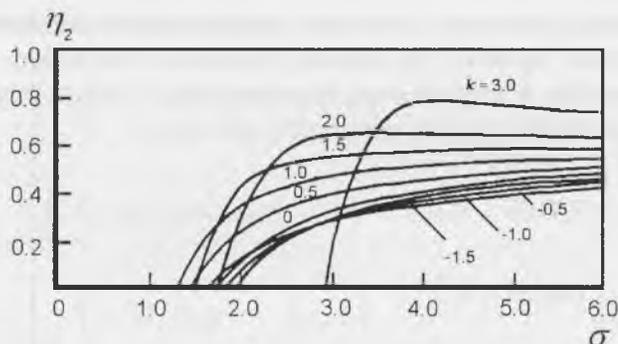


Рис. 1.6. Расчетные значения коэффициента полезного действия при линейно нарастающей амплитуде колебаний пластинки (по: Wu, 1961).

$$\omega = \frac{\beta}{U}. \quad (1.9)$$

Примечательно, что коэффициент тяги равен нулю при значении приведенной частоты

$$\omega = \alpha, \quad (1.10)$$

что соответствует равенству скоростей локомоторной волны и потока жидкости

$$C = U. \quad (1.11)$$

Здесь еще раз полезно подчеркнуть, что расчет проведен для пластинки, толщина которой стремится к нулю.

На рис. 1.5 и 1.6 (рисунки взяты из работы Ву (1961)) показаны зависимости КПД от приведенной частоты соответственно для постоянной и линейно нарастающей амплитуды (σ в работе Ву эквивалентно ω в работе Зикмана, так же как α и k). Отрицательные значения k соответствуют распространению локомоторной волны в направлении от хвоста к голове пластинки.

Аналогичная задача рассмотрена в работе (Smith, Stone, 1961). Однако в результате неучета вихревого следа получены неверные результаты. На это обстоятельство указали авторы работы (Pao, Siekmann, 1964) и внесли соответствующие коррективы.

1.1.2. Сравнение с экспериментом

В работе (Kelly, 1961) описаны эксперименты, поставленные специально для проверки теоретических результатов Зикмана и Ву. В эксперименте были использованы металлическая и резиновая пластинки, имеющие следующие размеры: длину 30 см, ширину 10 см. При этих размерах резиновая пластинка имела толщину 3 мм. Пластинки помещали в стационарный поток воды и приводи-

ли в колебательное движение с помощью специальных толкателей. Таким способом можно было задавать три режима движения пластинки: с постоянной амплитудой, линейно и квадратично нарастающей. Соответствующие законы деформации пластинок приняты в виде бегущих волн

$$h_1(x, t) = \frac{1}{12} \cos(\omega t - kx), \quad (1.12)$$

$$h_2(x, t) = \frac{x}{16} \cos(\omega t - kx), \quad (1.13)$$

$$h_3(x, t) = (0.023 - 0.028x + 0.035x^2) \cos(\omega t - kx). \quad (1.14)$$

Считается, что последняя форма лучше всего соответствует движению лосося.

В другой экспериментальной работе того же автора (Kelly, 1961) последний закон деформации принят в виде

$$h_3(x, t) = (0.023 + 0.042x + 0.035x^2) \cos(\omega t - kx). \quad (1.15)$$

Скорость потока могла изменяться от нуля до 0.90 мс^{-1} .

Результаты измерения тяги представлены на рис. 1.2–1.4 кружками. Оказалось, что во всех трех случаях измеренные значения тяги меньше расчетных, и объясняется это тем, что теория не учитывает поверхностного трения на пластинке и соответствующих потерь энергии.

1.1.3. Профиль в переменном во времени потоке

В работе (Wu, 1971) рассмотрена задача, аналогичная той, которая рассматривалась в работах (Wu, 1961; Siekmann, 1962), но для случая переменной во времени скорости плавания (скорости набегающего потока $U = U(t)$). Причем движение начинается в момент $t = 0$. Схема, поясняющая постановку задачи, аналогична представленной на рис. 1.1. Задача решена методом, основанным на использовании потенциала ускорений Прандтля. Получены следующие выражения для тяги и кинетической энергии жидкости:

$$T = \frac{1}{2} \pi \rho (a_0 + b_0 - \dot{\beta}_0)(a_0 - b_1 + \dot{\beta}_1) + \dot{\beta}_0 \dot{\beta}_1 - \frac{d}{dt} \sum_{n=1}^{\infty} \beta_n (b_{n-1} - b_{n+1}) \quad (1.16)$$

и

$$E = \frac{1}{2} \pi \rho \left[U(t)(a_0 + b_0)(b_1 - a_0) + \frac{d}{dt} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{4n} (b_{n-1} - b_{n+1})^2 \right]. \quad (1.17)$$

Выражение для мощности можно получить на основе закона сохранения энергии

$$P = TU + E. \quad (1.18)$$

В приведенных выражениях

$$a_0(\tau) = -\int_0^{\tau} [b_0(\tau') + b_1(\tau')] H(\tau - \tau') d\tau' + b_1(\tau), \quad (1.19)$$

$$b_n(\tau) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} v(x, t(\tau)) \cos n\theta d\theta \quad (x = \cos \theta, \quad n = 0, 1, 2, \dots), \quad (1.20)$$

$$H(\tau) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\varepsilon - i\infty}^{\varepsilon + i\infty} e^{s\tau} \tilde{H}(s) ds \quad (\varepsilon \geq 0), \quad (1.21)$$

$$\tilde{H}(s) = \frac{K_1(s)}{K_0(s) + K_1(s)}.$$

K_0, K_1 — модифицированные функции Бесселя второго рода.

$$\beta_n(t) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} h(x, t) \cos n\theta d\theta \quad (x = \cos \theta; \quad n = 0, 1, 2, \dots), \quad (1.22)$$

$$\dot{\beta}_n = \frac{d\beta_n(t)}{dt}, \quad \tau(t) = \int_0^t U(t) dt \quad (t \geq 0). \quad (1.23)$$

Полученные выражения использованы для оценки движения пластинки в двух частных случаях:

1. Движение начинается в момент $t = 0$ и продолжается при постоянной скорости набегающего потока U .

2. Движение начинается в момент $t = 0$ и продолжается с постоянным ускорением.

Последовательно рассмотрим оба случая.

В первом случае движение описывается выражением

$$h(x, t) = h_1(x) e^{i\omega t}, \quad (-1 \leq x \leq 1, \quad t \geq 0) \quad (1.24)$$

и $h = 0$ для $t < 0$. $U = \text{const.}$, следовательно, $\tau = Ut$. Тогда

$$v(x, t) = v_1(x) e^{i\omega x} \quad (-1 \leq x \leq 1, \quad t \geq 0), \quad (1.25)$$

$$v_1(x) = U \left(\frac{d}{dx} + i\sigma \right) h_1(x) \quad \text{при } \sigma = \omega/U \text{ и } v = 0 \text{ для } t < 0. \quad (1.26)$$

Оценки показывают, что для малых значений τ

$$a_0(t) = b_1 - \frac{1}{2}(b_0 + b_1), \quad (1.27)$$

а для очень больших

$$a_0(t) = b_1 - \Theta(\sigma)(b_0 + b_1), \quad (1.28)$$

где $\Theta(\sigma) = \frac{K_1(i\sigma)}{K_0(i\sigma) + K_1(i\sigma)} = F(\sigma) + iG(\sigma)$ — функция Теодорсена.

Выражения (1.16) и (1.17) могут быть использованы для вычисления T , E и P . Оказывается, что эти величины асимптотически приближаются к стационарным значениям уже при $\tau > 10$, т. е. после того, как тело продвинется на расстояние, измеряемое всего пятью хордами, при условии, что σ не очень мало.

Во втором случае движение описывается выражением

$$U(t) = \alpha t \quad (\alpha \geq 0, \quad t \geq 0) \quad (1.29)$$

и

$$h(x, t) = \frac{1}{2} \beta_0(t) + \sum_{n=1}^3 \beta_n(t) \cos n\theta \quad (x = \cos n\theta, \quad 0 \leq \theta \leq \pi). \quad (1.30)$$

Здесь принят кубический закон деформации пластинки. Следовательно

$$v(x, t) = \frac{\partial h}{\partial t} + \alpha t \frac{\partial h}{\partial x} = \frac{1}{2} \dot{\beta}_0(t) + \sum_{n=1}^3 \dot{\beta}_n(t) \cos n\theta, \quad (1.31)$$

$$\tau = \int_0^t U(t) dt + \frac{1}{2} \alpha t^2, \quad (1.32)$$

и

$$b_n = \dot{\beta}_n + O(t^3) \quad (n = 0, 1, 2, 3), \quad O(t^3) \text{ — остаточный член.} \quad (1.33)$$

Предполагается, что для малых t можно записать

$$\beta_n(t) = \sum_{m=2}^{\infty} \beta_{nm} t^m \quad (n = 0, 1, 2, 3). \quad (1.34)$$

В итоге получаем

$$T = \frac{1}{2} \pi \rho (\beta_{02}^0 + \beta_{12}^0 - 4\beta_{02}\beta_{12}) t^2 + 3 \left[\beta_{03}(\beta_{02} - 3\beta_{12}) + \beta_{13} \left(\beta_{12} - \frac{5}{3} \beta_{02} \right) \right] t^3 + O(t^4), \quad (1.35)$$

$$P = \frac{1}{2} \pi \rho \left(\frac{2}{3} \beta_{02}^2 + \frac{1}{2} \beta_{12}^2 \right) t^2 + 3 \left[\beta_{02}\beta_{03} + \frac{3}{4} \beta_{12}\beta_{13} \right] t^3 + O(t^4), \quad (1.36)$$

Примечательно, что тяга нарастает как t^2 , и при малых t очень мала. Мощность же нарастает как t , т. е. затраты мощности после начала движения уже заметны, а тяга еще практически отсутствует.

Качественная оценка оптимального закона деформации на начальной стадии движения показывает, что

$$\frac{\beta_{12}}{\beta_{02}} = -1.24. \quad (1.37)$$

При этом условии тяга максимальна при фиксированной мощности.

Выражение для напряженности вихревой пелены в следе может быть получено в виде

$$\gamma(1, t) = \frac{1}{2} \frac{\pi}{\sqrt{\alpha}} \left[(\beta_{02} + \beta_{12}) + \frac{6}{\pi} (\beta_{03} + \beta_{13}) t + O(t^2) \right]. \quad (1.38)$$

Отсюда видно, что сразу же после старта (при $t \rightarrow 0$) появляется начальный вихрь, сходящий с задней кромки.

1.1.4. Влияние толщины колеблющегося профиля на развиваемые им гидродинамические силы

Следующая группа работ (Uldrick, Siekmann, 1964; Reece, Uldrick, Siekmann, 1964; Uldrick, 1968) посвящена изучению влияния толщины колеблющегося профиля в той же самой двумерной задаче на развиваемые им гидродинамические силы и коэффициент полезного действия. На рис. 1.7 показана схема, поясняющая постановку задачи. Схема взята из работы (Uldrick, 1968). Система координат связана с профилем. В отличие от рассмотренных выше (Siekmann, 1962; Wu, 1961) в работах (Uldrick, Siekmann, 1964; Reece, Uldrick, Siekmann, 1964; Uldrick, 1968) применена теория комплексного переменного для вычисления характера потока, обтекающего профиль. Изучение характера обтекания профиля заменяется изучением обтекания кругового цилиндра путем применения метода конформного преобразования (рис. 1.8). От комплексных переменных $z = x + iy$ в плоскости сечения профиля переходят к комплексным переменным $\zeta = \xi + i\eta$ в плоскости круга, в который преобразуется профиль. Выражение для комплексного потенциала скоростей, удовлетворяющего стационарным граничным условиям, принимают в виде

$$F_0(\zeta) = \frac{U}{2} \left(\zeta + \frac{b^2}{\zeta} \right), \quad (1.39)$$

где b — радиус круга.

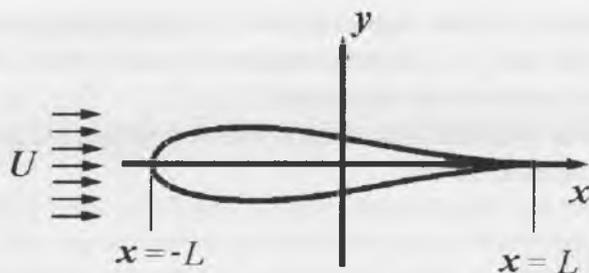


Рис. 1.7. СХЕМА, ПОЯСНЯЮЩАЯ ПОСТАНОВКУ ЗАДАЧИ (ПО: ULDRICK, 1968).

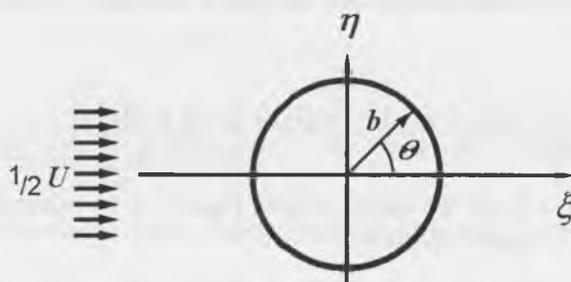


Рис. 1.8. КОНФОРМНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ ПРОФИЛЯ В ОБТЕКАНИЕ КРУГОВОГО ЦИЛИНДРА (ПО: ULDRICK, 1968).

В качестве профиля взят симметричный профиль Жуковского, расположенный вдоль оси x от $-L$ до $+L$ и описываемый после преобразования следующим выражением:

$$z = f(\zeta) = \frac{1}{2} \left[\zeta - \varepsilon + \frac{(b - \varepsilon)^2}{\zeta - \varepsilon} \right] + E, \quad (1.40)$$

где ε — малая положительная величина, характеризующая толщину профиля, причем

$$0 \leq \varepsilon \leq b \quad (1.41)$$

и

$$E = L - b + \varepsilon. \quad (1.42)$$

Смещения профиля заданы в форме

$$D(z, t) = iH^*(x)e^{i\alpha x}, \quad (1.43)$$

где $i = \sqrt{-1}$, а символ i означает лишь, что смещения перпендикулярны оси x , $H^*(x)$ — комплексная величина.

В рамках теории малых возмущений общий потенциал скоростей можно представить как сумму трех компонентов

$$F = F_0(\zeta) + F_1(\zeta, t) + F_2(\zeta, t), \quad (1.44)$$

где первая компонента представлена выражением (1.39), вторая характеризует комплексный потенциал скорости, удовлетворяющий нестационарным граничным условиям и имеет вид

$$F_1(\zeta, t) = \frac{Ue^{i\omega t}}{2\pi} \int_0^{2\pi} G(\vartheta) \log(\zeta - be^{i\vartheta})^2 b d\vartheta, \quad (1.45)$$

где

$$G(\vartheta) = -\operatorname{Re} \frac{1}{b^2} \left\{ \frac{dz}{d\vartheta} \left[i\sigma H_1^*(\vartheta) - \frac{\sin \vartheta}{|f'(be^{i\vartheta})|^2} \frac{dH_1^*(\vartheta)}{d\vartheta} \right] \right\}_{z=f(be^{i\vartheta})}. \quad (1.46)$$

Здесь Re обозначает действительную часть комплексной величины,

$$\sigma = \omega b/U \quad (1.47)$$

и

$$H_1^*(\vartheta) = H^*(x). \quad (1.48)$$

Третья компонента, представляющая собой комплексный потенциал скоростей, связанный с вихревой пеленой в следе, записывается следующим образом:

$$F_2(\zeta, t) = \frac{i\gamma_0}{2\pi} \int_b^\infty \log \frac{\zeta - \zeta_0}{\zeta - b^2/\zeta_0} e^{i\omega(t-\tau)} f'(\zeta_0) d\zeta_0, \quad (1.49)$$

где

$$\gamma_0 = \frac{2U \sum_{n=1}^{\infty} P_n}{\frac{1}{2\pi b} \int_b^\infty \frac{\zeta_0 + b}{\zeta_0 - b} e^{-i\omega\tau} f'(\zeta_0) d\zeta_0}, \quad (1.50)$$

$$\tau = \int_{x_0}^x \frac{dx_0}{F_0'(\zeta_0)/f'(\zeta_0)} = \int_b^{\zeta_0} \frac{|f'(\zeta_0)|^2}{F_0'(\zeta_0)} d\zeta_0, \quad (1.51)$$

$$P_n = \frac{(b_n - c_n)}{b^2}. \quad (1.52)$$

Величины b_n и c_n могут быть вычислены из выражения (1.52) обратным преобразованием Фурье, так как можно представить

$$G(\vartheta) = 2 \sum_{n=1}^{\infty} P_n \sin n\vartheta = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{b^2} (b_n - c_n) \sin n\vartheta. \quad (1.53)$$

Гидродинамическое давление, действующее на профиль, может быть найдено путем использования нестационарного уравнения Бернулли. В итоге распределение давления можно записать в форме

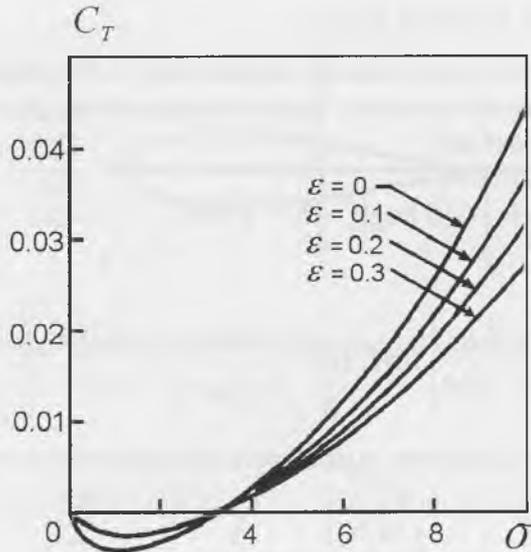


Рис. 1.9. РАСЧЕТНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ТЯГИ ПРИ РАЗЛИЧНОЙ ТОЛЩИНЕ ПРОФИЛЯ (по: ULDRICK, 1968).

$$\Pi(\vartheta, t) = -\rho \operatorname{Re} \left(\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{1}{2|f'|^2} \frac{\partial F}{\partial \zeta} \frac{\partial \overline{F}}{\partial \zeta} \right)_{\zeta = be^{i\zeta}} \quad (1.54)$$

Здесь Re , как и раньше, обозначает действительную часть, черточка сверху — комплексное сопряжение, верхний штрих — производную по времени.

Сила и момент, испытываемые профилем, как обычно, могут быть получены интегрированием распределения давления по длине профиля. Выражения для силы, момента, тяги, мощности и кинетической энергии жидкости здесь не приводятся ввиду их громоздкости.

Численные оценки проведены для профиля, закон деформации которого представлен выражением (1.43), а амплитудная функция имеет вид

$$H^*(x) = (d_0 + d_1 x + d_2 x^2) e^{-i\alpha x} \quad \text{при } (-L \leq x \leq L). \quad (1.55)$$

Этот закон представляет собой волну, бегущую вдоль профиля от точки $x = -L$ к точке $x = L$, амплитуда которой нарастает в соответствии с выражением (1.55). Для коэффициентов d_0 , d_1 и d_2 приняты следующие значения:

$$d_0 = 0.023, \quad d_1 = 0.042, \quad d_2 = 0.034. \quad (1.56)$$

На рис. 1.9 представлен коэффициент тяги, определяемый выражением

$$c_T = \frac{T}{\rho U^2}, \quad (1.57)$$

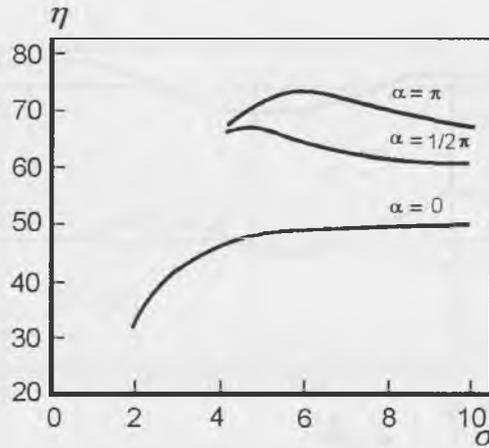


Рис. 1.10. Расчетные значения гидродинамического коэффициента полезного действия при различных величинах волнового числа (по: ULDRICK, 1968).

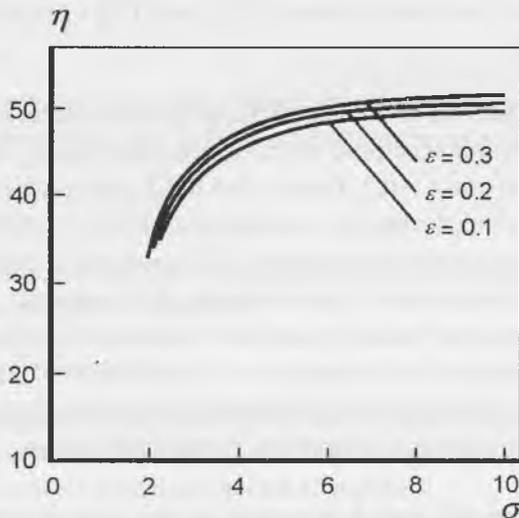


Рис. 1.11. Расчетные значения гидродинамического коэффициента полезного действия при различных величинах толщины профиля (по: ULDRICK, 1968).

где T — тяга в зависимости от приведенной частоты для различных значений толщины профиля и при $\alpha = \pi$. Видно, что тяга несколько уменьшается с увеличением толщины профиля. Аналогично ведет себя и коэффициент мощности, определяемый выражением

$$c_P = \frac{P}{\rho r U^3}, \quad (1.58)$$

где P — мощность, затрачиваемая на приведение в движение профиля.

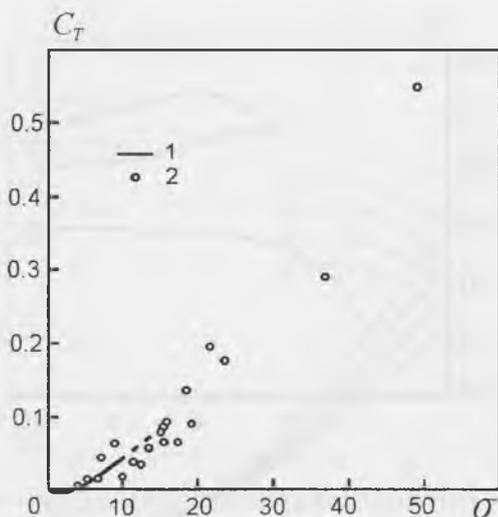


Рис. 1.12. РАСЧЕТНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ТЯГИ (1) И ДАННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТА (2) (по: ULDRICK, 1968).

На рис. 1.10 показана зависимость гидродинамического коэффициента полезного действия от приведенной частоты для различных значений волнового числа α (0 , $1/2\pi$ и π) при $\varepsilon = 0.2$. Видно, что КПД увеличивается с ростом α . На рис. 1.11, где также представлена зависимость КПД от приведенной частоты при $\alpha = 0$, параметром является величина ε . Оказывается, эффективность колеблющегося профиля возрастает с увеличением его толщины.

В работе приведено также сравнение численных оценок с результатами специально проведенных экспериментов. Экспериментальный профиль соответствовал теоретическому и был изготовлен из резины. На рис. 1.12 показаны экспериментальные данные в сравнении с теоретическими.

1.1.5. Влияние свободной поверхности жидкости на величину тяги, создаваемой двумерной тонкой пластинкой

В работе (Reece, Uldrick, Siekmann, 1964) исследован также очень важный вопрос о влиянии свободной поверхности (в общем случае — возмущенной) на величину тяги колеблющейся под ней тонкой пластинки. Схема, поясняющая постановку задачи, показана на рис. 1.13. Тонкая, волнообразно колеблющаяся пластинка расположена вдоль оси x на участке от $x = -1$ до $x = +1$. Заглубление пластинки под свободной поверхностью составляет D . Поток набегает на пластинку в направлении положительных значений оси x и имеет скорость U . Деформация пластинки определяется уравнением

$$y = Y(x, t), \quad -1 \leq x \leq +1. \quad (1.59)$$

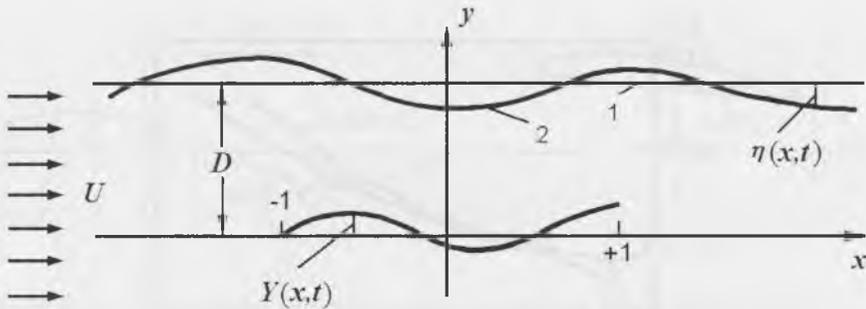


Рис. 1.13. Схема, поясняющая постановку задачи (по: REESE, ULDRICK, SIEKMANN, 1964).

Предполагается, что смещения пластинки малы по сравнению с полухордой, т. е.

$$|Y| \ll 1, \quad \left| \frac{\partial Y}{\partial x} \right| \ll 1, \quad \left| \frac{\partial Y}{\partial t} \right| \ll 1. \quad (1.60)$$

Свободная поверхность может подвергаться возмущениям вида $\eta(x, t)$.

Задача формулируется для случая периодически колеблющейся пластинки, т. е.

$$Y(x, t) = H(x)e^{i\omega t}. \quad (1.61)$$

В процессе анализа пластинку заменяют вихревой циркуляцией, напряженность которой осциллирует по закону

$$\gamma = \bar{\gamma}(x)e^{i\omega t}, \quad -1 \leq x \leq 1. \quad (1.62)$$

В процессе движения пластинки вихревая пелена сходит в след с ее острой задней кромки и предположительно остается в плоскости $y = 0$. Напряженность вихревой пелены в следе можно представить в виде

$$\varepsilon(x, t) = -ik\Gamma e^{i\omega t} e^{ik(x-1)}, \quad x \geq 1. \quad (1.63)$$

Здесь $k = \omega/U$ — приведенная частота,

$$\Gamma = \int_{-1}^1 \bar{\gamma}(x) dx. \quad (1.64)$$

Далее, как обычно, вводится потенциал скорости Φ , удовлетворяющий уравнению Лапласа и определенным граничным условиям на пластинке и свободной поверхности. Находится распределение давления на пластинке, вычисляются гидродинамические силы.

На рис. 1.14 представлена расчетная зависимость коэффициента тяги от приведенной частоты для двух значений заглубления. В одном случае (верхняя

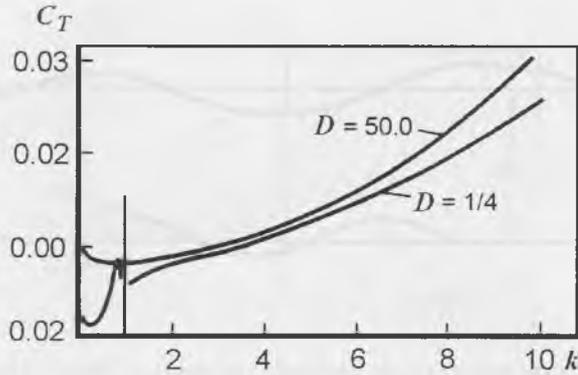


РИС. 1.14. РАСЧЕТНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ТЯГИ. ПОЯСНЕНИЯ В ТЕКСТЕ (ПО: РЕЕСЕ, ULDRICK, SIEKMANN, 1964).

кривая) заглупление составляет 50 полухорд, во втором — 1/4 полухорды. Для пластинки принят закон деформации в форме

$$H(x) = (c_0 + c_1 x + c_2 x^2) e^{-\alpha x} \quad (1.65)$$

при $c_0 = 0.023$; $c_1 = 0.042$; $c_2 = 0.034$ и $\alpha = \pi$. Видно, что влияние свободной границы жидкости сказывается лишь тогда, когда пластинка расположена непосредственно под нею. Причем даже в этом случае влияние заметно лишь при очень малых и очень больших значениях приведенной частоты. Характерно, что в области низких значений приведенной частоты влияние особенно заметно, начиная с некоторой критической частоты $k = 0.8935$. В области нулевых значений приведенной частоты заметно волновое сопротивление, обусловленное влиянием свободной поверхности.

1.1.6. Возможность получения животными энергии из волнового потока

Некоторые наблюдения показывают, что животные (рыбы, птицы) в определенных условиях движутся так, как будто они часть энергии для своего движения заимствуют из окружающей среды. В частности, движение лососей к местам нереста в бурной реке мало зависит от скорости встречного течения, хотя сопротивление их движению должно резко возрастать при увеличении скорости течения. Чайки могут совершать длительные полеты над волнующейся поверхностью воды без видимых усилий. Эти наблюдения стимулировали рассмотрение теоретической задачи о возможности заимствования энергии из окружающей среды при определенных оптимальных соотношениях кинематики животного и волновых характеристик набегающего потока. В работе (Wu, Chwang, 1975) рассмотрена упрощенная физическая задача о колебаниях дву-

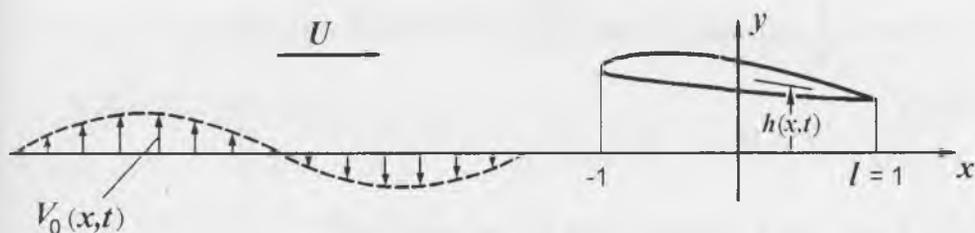


Рис. 1.15. Схема, поясняющая постановку задачи (по: WU, CHWANG, 1975).

мерной несущей поверхности (крыла) в волновом потоке. Схема движения крыла показана на рис. 1.15. Набегающий поток имеет постоянную скорость U . Кроме того, в потоке распространяется в направлении оси x простая поперечная волна, в которой скорость в направлении оси y имеет вид

$$V_0(x, t) = \varepsilon U \sin(kx - \omega t) = i \varepsilon U e^{i(\omega t - kx)}. \quad (1.66)$$

Здесь ε — масштабный множитель, который считается малым. При этих условиях движение тонкого крыла можно представить в виде

$$y = h(x, t) = y_h + y_p, \quad -1 < x < 1; \quad (1.67)$$

$$y_h = (\xi_1 + i\xi_2) e^{i\omega t}, \quad y_p = (\xi_3 + i\xi_4) x e^{i\omega t}, \quad (1.68)$$

где y_h — поступательное движение крыла, а y_p — вращательное движение. Амплитуды движения можно представить как

$$\xi_h = (\xi_1^2 + \xi_2^2)^{1/2}, \quad \xi_p = (\xi_3^2 + \xi_4^2)^{1/2}, \quad (1.69)$$

а соответствующие фазы

$$\alpha_h = \arctg\left(\frac{\xi_2}{\xi_1}\right), \quad \alpha_p = \arctg\left(\frac{\xi_3}{\xi_4}\right) \quad (1.70)$$

Считается, что крыло колеблется с той же частотой, что и поток. Задача о колебаниях крыла в стационарном потоке неоднократно рассматривалась (Wu, 1971; Lighthill, 1970b). Поэтому, не вдаваясь в детали решения, можно записать выражение для распределения плотности подъемной силы на крыле:

$$L(x, t) = p^-(x, t) - p^+(x, t), \quad |x| < 1. \quad (1.71)$$

При этом считаются выполненными соответствующие граничные условия на крыле и в следе.

Мгновенные значения подъемной силы и момента относительно середины хорды имеют вид

$$L = \int_{-1}^1 L(x, t) dx = \pi \rho U^2 \{a_0 - b_1 - b_0 i \sigma / 2 + 2\varepsilon(1 - \sigma/\chi) J_1(\chi)\} e^{i\omega t}, \quad (1.72)$$

$$M = - \int_{-1}^1 xL(x,t)dx = (\pi\rho U^2/2) \{a_0 + b_1 i\sigma/4 + 2i\varepsilon(1-\sigma/\chi)J_2(\chi)\} e^{i\omega t}, \quad (1.73)$$

где

$$v(x) = \frac{V(x,t)}{U} e^{i\omega t} = \frac{b_0}{2} + b_1 x v(x), \quad (1.74)$$

$$a_0 = b_1 - (b_0 + b_1)\Theta(\sigma) - 2\varepsilon[W_1(\chi, \sigma) - iW_2(\chi, \sigma)], \quad (1.75)$$

$$\Theta(\sigma) = K_1(i\sigma)[K_0(i\sigma) + K_1(i\sigma)] = F(\sigma) + iG(\sigma), \quad (1.76)$$

$$W_1 - iW_2 = J_1(\chi) [1 - \Theta(\sigma)]. \quad (1.77)$$

Здесь $\Theta(\sigma)$ — функция Теодорсена от частоты, J_n — функция Бесселя первого рода, K_n — модифицированная функция Бесселя второго рода, χ — волновое число.

Используя выражения (1.72) и (1.73), нетрудно вычислить тягу

$$T = L \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right) + S, \quad (1.78)$$

мощность, требующуюся для поддержания движения,

$$P = -Ly_h + M \left(\frac{\partial y_p}{\partial x} \right) \quad (1.79)$$

и кинетическую энергию, передаваемую жидкости в единицу времени,

$$E = P - TU. \quad (1.80)$$

Здесь S — подсасывающая сила на передней кромке крыла.

Для анализа удобнее вычислять не сами выражения (1.78)–(1.80), а соответствующие коэффициенты

$$c_p = \text{Re} \left\{ -i\sigma [\langle v_1 f_1 \rangle - 2\varepsilon(J_1 + iJ_0) \langle g_1, \tilde{h} \rangle + 2\varepsilon \left(\frac{\sigma}{\chi} \right) \langle v_1 g_2 \rangle] \right\}, \quad (1.81)$$

$$c_E = \text{Re} \left\{ B |\langle v_1 f_1 \rangle|^2 + 2\varepsilon \left[c(\chi, \sigma) \langle v_1 f_1 \rangle + \left(\frac{\sigma}{\chi} - 1 \right) \langle v_1 g_2 \rangle \right] - 4\varepsilon^2 W^2 \right\} \quad (1.82)$$

и

$$\tilde{h} = h(x,t) e^{-i\omega t}, \quad (1.83)$$

где введены следующие обозначения:

$$f_1(x) = l+x, \quad g_1(x) = (1-\Theta)x + \Theta, \quad (1.84)$$

$$g_2(x) = \frac{i}{\pi} (1-x^2) \int_{-1}^1 e^{-i\chi\xi} (1-\xi^2)^{-1/2} \frac{d\xi}{\xi-x}, \quad (1.85)$$

$$B(\sigma) = F - (F^2 + G^2), \quad (1.86)$$

$$c(\chi, \sigma) = (1 - 2\Theta)(W_1 + iW_2), \quad (1.87)$$

$$W^2 = |W_1 + iW_2|^2 = W_1^2 + W_2^2, \quad (1.88)$$

а скобками $\langle \rangle$ обозначены скалярные произведения типа

$$\langle f_1 g \rangle = \frac{2}{\pi} \int_{-1}^1 f(x) g^*(x) (1-x^2)^{-1/2} dx = \langle g_1 f \rangle^*. \quad (1.89)$$

Коэффициент полезного действия Фруда можно записать в форме

$$\eta = \frac{U\bar{T}}{P} = \frac{c_T}{c_p} = 1 - \frac{c_E}{c_p}. \quad (1.90)$$

В рассматриваемой задаче возможны следующие случаи:

$$0 < \eta < 1, \quad 0 < c_E < c_p, \quad (1.91)$$

$$\eta > 1, \quad c_E < 0 < c_p, \quad (1.92)$$

$$\eta < 0, \quad c_E < c_p < 0. \quad (1.93)$$

Случай (1.91) уже рассматривался раньше, когда на крыло набегает невозмущенный поток с постоянной скоростью U . Часть энергии, подводимой к крылу, поглощается потоком, остальная часть реализуется в форме тяги.

Случай (1.92) отражает частичное потребление энергии от потока, но все еще требуется затрачивать избыточную энергию для приведения крыла в движение.

Случай (1.93) отражает значительное потребление энергии из потока, когда избыточная энергия не затрачивается совсем.

Возможности реализации двух последних случаев зависят от соотношения параметров ε , σ и χ . Рассмотрение задачи оптимизации показывает, что реально возможны такие соотношения указанных параметров, когда энергия потока может быть использована животным для значительного облегчения своего движения. В частности, хорда крыла должна составлять примерно 1/30 часть длины волны потока.

Механизм заимствования энергии потока для движения животного иллюстрирует рис. 1.16. Набегающий поток имеет компоненты скорости: c_0 — скорость распространения волны, V_0 — поперечная амплитуда скорости. Крыло движется со средней скоростью $U + c_0$ в сторону отрицательных значений x . Один период колебания разделен на 8 моментов и показаны силы, действующие на крыло в эти моменты времени (стрелки). Двойные стрелки показывают направ-



Рис. 1.16. Схема, поясняющая механизм заимствования энергии потока для движения животного. Пояснения в тексте (по: Wu, CHWANG, 1975).

ление местного течения относительно крыла. На изображенной схеме движение крыла оптимально и поперечная скорость волны $V_0(x)$ увеличивает эффективный угол обтекания крыла, что приводит к возрастанию тяги на всех этапах его движения.

Рассмотренная схема сильно упрощена и поясняет скорее заимствование энергии набегающего потока птицами над волнующейся поверхностью моря, чем рыбами в бурном потоке. Но и во втором случае принцип рассмотрения остается тем же самым, только возмущение потока следует брать в ином, более сложном виде.

1.1.7. Гипотеза о роли локомоторной волны в уменьшении гидродинамического сопротивления рыб и дельфинов

Интересная гипотеза, описывающая возможный механизм уменьшения сопротивления трения на волнообразно колеблющемся теле, изложена в работе Л.И. Коренной (1983, 1987). Ей удалось показать путем достаточно простых рассуждений, что в процессе распространения локомоторной волны вдоль движущейся в воде гибкой пластины от ее головной части к хвостовой при определенных условиях ее отдельные участки могут двигаться как в направлении обтекающего потока, так и в обратном. На участках пластины, которые при этом движутся в направлении потока, профиль скоростей в пограничном слое оказыва-

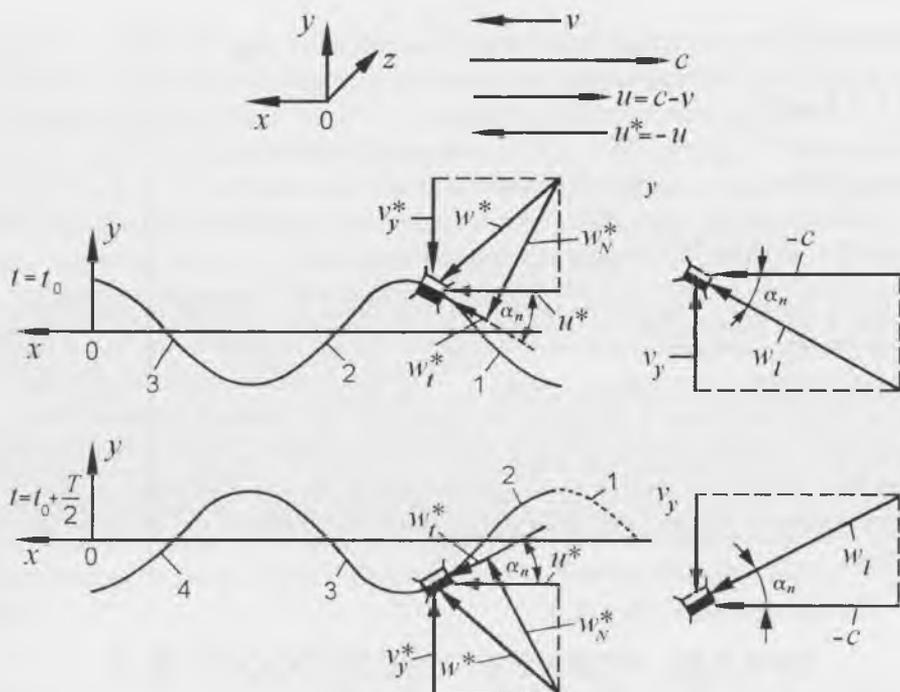


Рис. 1.17. Система координат, направление движения пластины и локомоторной волны и схема скоростей (по: Коренная, 1987). 1, 2, 3, 4 — рабочие элементы волнового движителя.

ется более устойчивым к возмущениям, чем на пластине, на которой отсутствует локомоторная волна. При этом, однако, местное сопротивление трения на этих участках оказывается несколько большим, чем на пластине без локомоторной волны, за счет увеличения градиента скорости на профиле скоростей пограничного слоя. Однако положительный эффект от повышения устойчивости профиля скоростей при сверхкритических числах Рейнольдса значительно превышает отрицательный эффект от некоторого увеличения сопротивления трения. На участках же пластины, которые движутся против обтекающего потока, профиль скоростей менее устойчив к возмущениям, однако местный коэффициент сопротивления трения несколько меньше, чем на пластине без локомоторной волны, за счет уменьшения градиента скорости на профиле скоростей пограничного слоя. На этих участках пластины при докритических числах Рейнольдса, когда опасность турбулизации пограничного слоя еще невелика, преобладающим является положительный эффект от уменьшения сопротивления трения. Таким образом при докритических и сверхкритических числах Рейнольдса должны, по мнению Л.И. Коренной, действовать разные механизмы управления пограничным слоем и сопротивлением трения. Характеристики формирующегося пограничного слоя зависят от отношения скорости движения поверхности пластины к скорости обтекания, которое имеет вид

$$P = \frac{w_l}{w_l^*} = \frac{c}{c - v} \quad (1.94)$$

при $Y = Y_{\max}$ и

$$P = \frac{w_l}{w_l^*} = \frac{c + v_y \frac{dy}{dx}}{c - v - v_y \frac{dy}{dx}} \quad (1.95)$$

при $Y = 0$. Здесь v — скорость движения пластины, c — скорость локомоторной волны, распространяющейся по пластине в том же направлении, что и направление обтекающего потока, $v = dy/dt$, y — мгновенное значение величины смещения точек пластины в процессе распространения локомоторной волны, x — координата, в направлении которой движется пластина. Система координат, направление движения пластины и локомоторной волны показаны на рис. 1.17. Представленные на рисунке величины имеют следующие математические выражения

$$y = A(x) \sin(\omega t + \beta x + \varphi_0), \quad (1.96)$$

$$\bar{v}_y^* = -v_y = -\frac{dy}{dt} = -A(x) \omega \cos(\omega t + \beta x + \varphi_0), \quad (1.97)$$

$$\bar{w}_l^* = (\bar{c}^* + \bar{v}^*) \cos \alpha_n + \bar{v}_y^* \sin \alpha_n, \quad (1.98)$$

$$w_l^* = |\bar{w}_l^*| = (c - v) \cos \alpha_n - v_y \sin \alpha_n = \cos \alpha_n \left[(c - v) - v_y \frac{dy}{dx} \right], \quad (1.99)$$

$$\bar{w}_l = -\bar{c} \cos \alpha_n + \bar{v}_y \sin \alpha_n, \quad (1.100)$$

$$w_l = |\bar{w}_l| = \cos \alpha_n \left(c + v_y \frac{dy}{dx} \right) \quad (1.101)$$

Случай $P > 0$ соответствует движению элемента поверхности пластины в направлении обтекающего потока, а случай $P < 0$ — движению элемента поверхности пластины против направления обтекающего потока.

Применяя эту гипотезу к объяснению явления уменьшения сопротивления плаванию рыб и дельфинов, Л.И. Коренная считает, что в процессе плавания дельфинов при сверхкритических числах Рейнольдса имеет место случай $P > 0$, тогда как в процессе плавания рыб при докритических числах Рейнольдса — случай $P < 0$.

В качестве подтверждения своей гипотезы Л.И. Коренная ссылается на результаты работы S. Taneda и Y. Tomonari (1974), которые экспериментально исследовали профили скоростей в пограничном слое на колеблющейся гибкой пластине, находящейся в потоке воды, и обнаружили, что волнообразные колебания пластины приводят к увеличению скорости внутри пограничного слоя.

Профиль скоростей при этом формируется более выпуклым по сравнению с профилем скоростей на плоской пластине, не совершающей колебаний, если выполняется условие $c > v$, где c — скорость локомоторной волны, а v — скорость потока. Однако известно (Романенко, 1972, 1986а, а также Глава 6 настоящей работы), что колебания гибкой пластины сопровождаются формированием вдоль нее благожелательного (отрицательного) градиента динамического давления, наличие которого объясняет результаты работы S.Taneda и Y.Tomonari. Не исключено, конечно, что механизм, описанный Л.И. Коренной, также вносит свою долю. Необходимо тщательное изучение этого механизма как в теоретическом, так и в экспериментальном плане.

Следует также сказать несколько слов о применимости этой гипотезы к объяснению механизма управления дельфинами пограничным слоем. У дельфина этот механизм может работать только на дорсальной и вентральной сторонах его тела. Экспериментально же обнаружено изменение структуры пограничного слоя на латеральной стороне тела дельфина, где описанный механизм работать не должен (Романенко, Янов, 1973, Романенко, 1986а; Козлов, Шакало, 1973).

1.2. Пространственная задача

В пространственных задачах рассматривается движение объемных тел, форма, размеры и параметры движения которых меняются в направлении трех координат. Таким задачам посвящено значительно меньше работ, чем плоским, но эти работы представляют особый интерес, и мы остановимся на них более подробно. Рассмотрение начнем с работы Лайтхилла (1960а), одной из наиболее важных как по полученным результатам, так и в приоритетном отношении.

1.2.1. Теория тонкого рыбоподобного тела

Рассматривается движение тонкого рыбоподобного тела в идеальной жидкости (рис. 1.18). Тело расположено вдоль оси x и обтекается потоком со скоростью U . Полагается, что тело имеет цилиндрическую форму, его поперечное сечение мало меняется по длине. Поток жидкости, обтекающий тело, считается состоящим из двух компонент: из постоянного потока, обтекающего неподвижное тело, и потока, обусловленного поперечными движениями тела, совершающимися по некоторому закону $h(x, t)$. В этом случае поперечная скорость элементов тела может быть представлена в виде

$$v(x) = \frac{\partial h}{\partial t} + U \frac{\partial h}{\partial x}. \quad (1.102)$$

Полагается, что характер потока, обтекающего рыбоподобное цилиндрическое тело при его поперечных движениях, идентичен двумерному потенциальному потоку, который формируется при движении бесконечно длинного

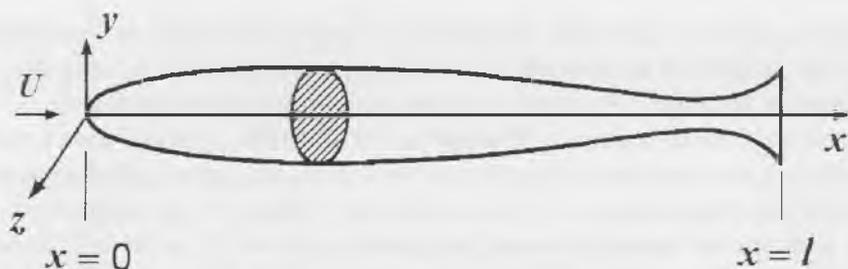


Рис. 1.18. СХЕМА, ПОЯСНЯЮЩАЯ ПОСТАНОВКУ ЗАДАЧИ (ПО: LIGHTHILL, 1960).

цилиндра в поперечном направлении со скоростью $v(x, t)$. В этом случае импульс потока имеет вид

$$\rho v(x, t) A(x). \quad (1.103)$$

Здесь величина $\rho A(x)$ имеет характер присоединенной массы цилиндра на единицу длины для движения в поперечном направлении.

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

$$L(x, t) = -\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right) \{v(x, t) A(x)\}. \quad (1.104)$$

Мощность, развиваемая телом в процессе движения, может быть вычислена следующим образом:

$$\begin{aligned} W &= -\int_0^l \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right) L(x, t) dx = \left\{ \rho \int_0^l \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right) \left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right) [v(x, t) A(x)] dx \right\} = \\ &= \left\{ \rho \int_0^l \left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right) \left[\frac{\partial h}{\partial t} v(x, t) A(x) \right] dx \right\} - \left\{ \rho \int_0^l \frac{\partial v}{\partial t} v(x, t) A(x) dx \right\} = \\ &= \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \rho \int_0^l \frac{\partial h}{\partial t} v(x, t) A(x) dx - \frac{1}{2} \rho \int_0^l v^2(x, t) A(x) dx \right\} + \rho U \left[\frac{\partial h}{\partial t} v(x, t) A(x) \right]_0^l. \end{aligned} \quad (1.105)$$

После усреднения за длительное время первый член, представляющий собой производную по времени, исчезнет и останется только второй член

$$\bar{W} = \rho U A(l) \left\{ \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right) \left(\frac{\partial h}{\partial t} + U \frac{\partial h}{\partial x} \right) \right\}_{x=l}. \quad (1.106)$$

Интегрирование производилось вдоль длины тела от головы (координата которой $x = 0$) и до хвоста с координатой $x = l$.

Средняя по времени кинетическая энергия жидкости, приводимой в движение поперечными колебаниями тела, может быть записана в виде

$$\bar{E} = \frac{1}{2} \rho v^2 A \text{ при } x = l \quad (1.107)$$

Значение общей тяги можно получить как разность мощности, развиваемой телом, и мощности потока жидкости в следе, поделенную на скорость движения тела вперед:

$$\bar{T} = \frac{\left(\bar{W} - \rho v^2 \frac{AU}{2} \right)}{U} \quad (1.108)$$

или

$$\bar{T} = \left(\frac{\rho A(l)}{2} \right) \left\{ \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)^2 - U^2 \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)^2 \right\}_{x=l} \quad (1.109)$$

Гидродинамический коэффициент полезного действия можно вычислить как отношение

$$\eta = \frac{\bar{T}U}{\bar{W}} = 1 - \frac{\left(\frac{\partial h}{\partial t} + U \frac{\partial h}{\partial x} \right)^2_{x=l}}{2 \left\{ \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right) \left(\frac{\partial h}{\partial t} + U \frac{\partial h}{\partial x} \right) \right\}_{x=l}} \quad (1.110)$$

Задавшись конкретным законом деформации тела, например в форме

$$h(x, t) = f(x)g\left(t - \frac{x}{C}\right), \quad (1.111)$$

где функция $g(t)$ может, например, иметь вид

$$g(t) = \cos \omega \left(t - \frac{x}{C} \right), \quad (1.112)$$

можно представить КПД в развернутой форме:

$$\eta = 1 - \frac{\frac{1}{2} \left\{ \left(1 - \frac{U}{C} \right) f(l) g' \left(t - \frac{l}{C} \right) + U f'(l) g \left(t - \frac{l}{C} \right) \right\}^2}{f(l) g' \left(t - \frac{l}{C} \right) \left\{ \left(1 - \frac{U}{C} \right) f(l) g' \left(t - \frac{l}{C} \right) + U f'(l) g \left(t - \frac{l}{C} \right) \right\}} \quad (1.113)$$

или

$$\eta = 1 - \frac{\frac{1}{2} \left(1 - \frac{U}{C} \right) f^2(l) (\overline{g'})^2 + U^2 (f')^2 \overline{g^2}}{\left(1 - \frac{U}{C} \right) f^2(l) (\overline{g'})^2} \quad (1.114)$$

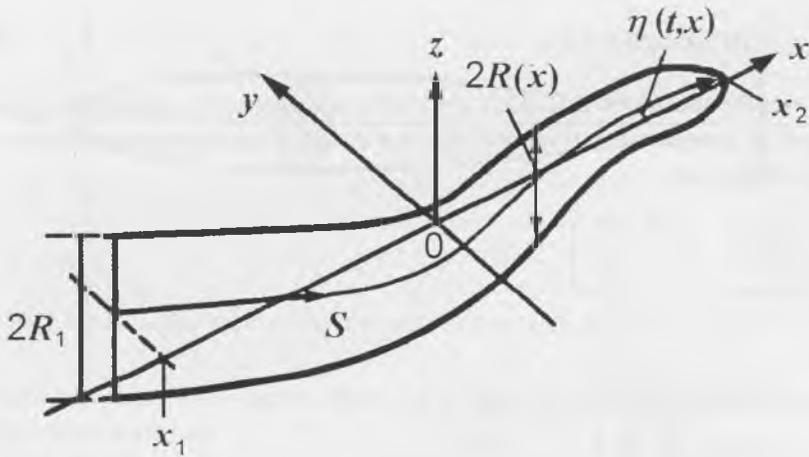


Рис. 1.19. СХЕМА, ПОЯСНЯЮЩАЯ ПОСТАНОВКУ ЗАДАЧИ (по: Логвинович, 1970). ПОЯСНЕНИЯ В ТЕКСТЕ.

Здесь, как и раньше, черта наверху обозначает усреднение по времени, верхний штрих — производную по времени.

Поиски оптимальной формы колебаний тела, при которой КПД был бы близким к 1, приводят Лайтхилла к условию

$$f'(l) \rightarrow 0. \quad (1.115)$$

Этому условию удовлетворяют два варианта закона деформации тела: постоянная амплитуда вдоль всего тела и постоянная амплитуда лишь в области хвоста.

Задачу, аналогичную той, которую решал Лайтхилл, и в аналогичной постановке решал академик АН УССР Г. В. Логвинович (1970а, 1970б). Однако подход Г. В. Логвиновича к решению задачи физически более понятен благодаря положенной им в основу теории концепции “пронизываемого слоя”. Кроме того, в отличие от Лайтхилла, Логвинович находит тягу не из закона сохранения энергии, а непосредственно интегрированием по длине тела проекций элементарных сил на направление движения. В итоге оказывается возможным при этом рассчитать по отдельности тянущую и подсасывающую силы.

Г. В. Логвинович рассматривал движение тонкого тела в инерциальной системе координат x, y, z , которая движется в неограниченной жидкой среде в направлении оси x . На рис. 1.19 приведена схема, поясняющая постановку задачи. Схема взята из работы (Логвинович, 1970б), так же как и все обозначения: абсциссы концов тела x_1 и x_2 и, следовательно, длина тела $L = x_2 - x_1$, $R(x)$ — большая полуось эллиптического поперечного сечения тела, величина dR/dx мала по всей длине тела, s — продольная криволинейная ось тела — мало отличается от оси абсцисс.

В основу теории, как уже указывалось, положена концепция “пронизываемого слоя”, согласно которой тело, проходя через некоторый слой жидкости (“про-

низываемый слой”), неподвижный относительно покоящейся жидкости, порождает в нем поперечное, почти плоское течение, близкое к течению идеальной жидкости. С хвостового плавника рассматриваемого тела при этом стекает по касательной к нему поток импульсов $m_1^* V v_n$. Здесь m_1^* — присоединенная масса, равная $\rho \pi R^2(x_1)$, ρ — плотность жидкости, V — скорость тела, v_n — нормальная к криволинейной оси тела скорость слоя, определяемая выражением

$$v_n = \frac{\partial \eta}{\partial t} - V \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (1.116)$$

Удельная нормальная сила, действующая на тело, которая возникает при прохождении его сквозь пронизываемый слой,

$$\begin{aligned} dF_n &= -\frac{d}{dt} [m^*(x) v_n(x, t)] ds = \\ &= \left[\frac{dm^*}{dx} V \left(\frac{\partial \eta}{\partial t} - V \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) - m^* \left(\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} - 2V \frac{d^2 \eta}{dx dt} + V^2 \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} \right) \right] dx. \end{aligned} \quad (1.117)$$

Помимо нормальной силы, на тело действует еще так называемое “круговое давление”, определяемое интегрированием по контуру поперечного сечения тела s^* избыточного давления, обусловленного скоростным напором при поперечном его движении. В этом случае удельная подсосывающая сила будет определяться выражением

$$\frac{dP}{ds} = -\int (p - p_0) \cos(n, x) ds^* \quad (1.118)$$

Удельная тяга, представляющая собой сумму проекций на ось нормальной (с обратным знаком) и подсосывающей элементарных сил, запишется в виде

$$dF_x = -dF_n \frac{\partial \eta}{\partial x} - dP \quad (1.119)$$

Полная тяга может быть получена интегрированием по длине тела выражения (1.119).

В случае периодического движения тела Г. В. Логвиновичем предложено простое выражение для тянущей силы, обязанной своим происхождением потоку импульсов, стекающему в след с кромки хвоста. Это выражение, так же как и у Лайтхилла, не учитывает возможности срыва вихрей с любой точки в пределах тела и уноса импульса. Вот это выражение:

$$I = m^*(x_1) V \left(\frac{\partial \eta}{\partial t} - V \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) \frac{\partial \eta}{\partial x} \text{ при } x = x_1 \quad (1.120)$$

Однако нетрудно показать, что упрощенная формула для тянущей силы (1.120), предложенная Г. В. Логвиновичем, справедлива лишь для случая “угре-

видного" способа плавания, когда амплитуда колебаний постоянна по длине тела. Для этого вычислим тянущую силу путем интегрирования выражения

$$I = \int_{x_1}^{x_2} \frac{d}{dt} [m^*(x) v_n(x, t)] \frac{\partial \eta}{\partial x} dx. \quad (1.121)$$

В этом выражении операция дифференцирования по времени имеет вид

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} - V \frac{\partial}{\partial x}. \quad (1.122)$$

Преобразуем выражение (1.121) следующим образом:

$$\begin{aligned} I &= \int_{x_1}^{x_2} \frac{\partial \eta}{\partial x} \left(\frac{\partial}{\partial t} - V \frac{\partial}{\partial x} \right) [v_n m^*] dx = \\ &= \int_{x_1}^{x_2} \left(\frac{\partial}{\partial t} - V \frac{\partial}{\partial x} \right) \left[\frac{\partial \eta}{\partial x} v_n m^* \right] dx - \int_{x_1}^{x_2} v_n m^* \left(\frac{\partial}{\partial t} - V \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{\partial \eta}{\partial x} dx = \\ &= \frac{\partial}{\partial t} \int_{x_1}^{x_2} \frac{\partial \eta}{\partial x} v_n m^* dx - V \int_{x_1}^{x_2} d \left[\frac{\partial \eta}{\partial x} v_n m^* \right] - \frac{1}{2} \int_{x_1}^{x_2} m^* \frac{\partial v_n^2}{\partial x} dx. \end{aligned} \quad (1.123)$$

Усредняя по времени и осуществляя интегрирование во втором члене правой части, а также помня, что $m^*(x_2) = 0$, получим

$$\bar{I} = V \overline{\frac{\partial \eta}{\partial x} v_n m^*} (x_1) - \frac{1}{2} \int_{x_1}^{x_2} m^* \frac{\partial v_n^2}{\partial x} dx. \quad (1.124)$$

Преобразуем интеграл в правой части следующим образом:

$$\int_{x_1}^{x_2} m^* \frac{\partial v_n^2}{\partial x} dx = \int_{x_1}^{x_2} d[m^* v_n^2] - \int_{x_1}^{x_2} v_n^2 \frac{\partial m^*}{\partial x} dx. \quad (1.125)$$

Подставив (1.125) в (1.124) и помня, что

$$v_n = \frac{\partial \eta}{\partial t} - V \frac{\partial \eta}{\partial x}, \quad (1.126)$$

получим

$$\begin{aligned} \bar{I} &= m^*(x_1) \left[V \overline{\frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial t}} - V^2 \overline{\left(\frac{\partial \eta}{\partial x} \right)^2} + \frac{1}{2} \overline{\left(\frac{\partial \eta}{\partial t} \right)^2} - V \overline{\frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial t}} + \frac{V^2}{2} \overline{\left(\frac{\partial \eta}{\partial x} \right)^2} \right]_{x=x_1} + \\ &+ \frac{1}{2} \int_{x_1}^{x_2} v_n^2 \frac{\partial m^*}{\partial x} dx. \end{aligned} \quad (1.127)$$

Приведа подобные члены, получим окончательно

$$\bar{I} = \frac{m^*(x_1)}{2} \left[\overline{\left(\frac{\partial \eta}{\partial t} \right)^2} - V^2 \overline{\left(\frac{\partial \eta}{\partial t} \right)^2} \right]_{x=x_1} + \frac{1}{2} \int_{x_1}^{x_2} \overline{v_n^2} \frac{dm^*}{dx} dx. \quad (1.128)$$

Первый член в правой части точно совпадает с выражением для тяги (1.109), полученным Лайтхиллом. Усреднение по времени здесь мы обозначили чертой сверху. Второй член в выражении (1.128) не что иное, как подсасывающая сила с обратным знаком. Преобразуем полученное выражение (1.128):

$$\begin{aligned} \bar{I} &= \frac{m^*(x_1)}{2} \left[\overline{\left(\frac{\partial \eta}{\partial t} - V \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) \left(\frac{\partial \eta}{\partial t} - V \frac{\partial \eta}{\partial x} + 2V \frac{\partial \eta}{\partial x} \right)} \right]_{x=x_1} + \\ &+ \frac{1}{2} \int_{x_1}^{x_2} \overline{v_n^2} \frac{dm^*}{dx} dx = V m^*(x_1) \left[\overline{\left(\frac{\partial \eta}{\partial t} - V \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) \frac{\partial \eta}{\partial x}} \right]_{x=x_1} + \\ &+ \frac{m^*(x_1)}{2} \overline{v_n^2} + \frac{1}{2} \int_{x_1}^{x_2} \overline{v_n^2} \frac{dm^*}{dx} dx. \end{aligned} \quad (1.129)$$

или, помня, что

$$\bar{E} = \frac{m^*(x_1)}{2} \overline{v_n^2}, \quad (1.130)$$

запишем окончательно

$$\bar{I} = V m^*(x_1) \left[\overline{\left(\frac{\partial \eta}{\partial t} - V \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) \frac{\partial \eta}{\partial x}} \right]_{x=x_1} + \bar{E} - \bar{P}. \quad (1.131)$$

Первый член в правой части представляет собой упрощенную формулу Г. В. Логвиновича. Видно, что полное значение тянущей силы представляет собой сумму трех выражений: упрощенной формулы, кинетической энергии и подсасывающей силы с обратным знаком.

Проанализируем соотношение последних двух членов выражения (1.131). Зададимся вначале “угревидным” законом деформации тела

$$\eta = \eta_0 \sin \omega \left(t - \frac{x_2 - x}{C} \right). \quad (1.132)$$

Выпишем значения производных, входящих в выражение (1.131):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \eta}{\partial t} &= \omega \eta_0 \cos \omega \left(t - \frac{x_2 - x}{C} \right), \\ \frac{\partial \eta}{\partial x} &= \frac{\omega \eta_0}{C} \cos \omega \left(t - \frac{x_2 - x}{C} \right). \end{aligned} \quad (1.133)$$

Тогда

$$v_n = \left(\omega \eta_0 - \frac{\eta_0 \omega V}{C} \right) \cos \omega \left(t - \frac{x_2 - x}{C} \right) \quad (1.134)$$

и

$$\overline{v_n^2} = \frac{1}{2} \omega^2 \eta_0^2 \left(1 - \frac{V}{C} \right)^2. \quad (1.135)$$

Так как ни один из входящих в выражение (1.135) параметров движения не зависит от координаты x , получим

$$\overline{E} = \overline{P}, \quad (1.136)$$

и только при этих условиях

$$\overline{I} = V m^*(x_1) \left[\left(\frac{\partial \eta}{\partial t} - V \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) \frac{\partial \eta}{\partial x} \right]_{x=x_1}. \quad (1.137)$$

Теперь зададимся периодическим законом деформации тела с произвольной амплитудной функцией, представляющей собой функцию координаты x :

$$\eta = \eta_0(x) \sin \omega \left(t - \frac{x_2 - x}{C} \right). \quad (1.138)$$

Так же как и в предыдущем случае, выполним дифференцирование

$$\begin{aligned} \frac{\partial \eta}{\partial t} &= \omega \eta_0 \cos \omega \left(t - \frac{x_2 - x}{C} \right), \\ \frac{\partial \eta}{\partial x} &= \frac{\partial \eta_0}{\partial x} \sin \omega \left(t - \frac{x_2 - x}{C} \right) + \frac{\omega \eta_0}{C} \cos \omega \left(t - \frac{x_2 - x}{C} \right). \end{aligned} \quad (1.139)$$

Тогда

$$\begin{aligned} v_n &= \omega \eta_0 \left(1 - \frac{V}{C} \right) \cos \omega \left(t - \frac{x_2 - x}{C} \right) - \\ &- V \frac{\partial \eta_0}{\partial x} \sin \omega \left(t - \frac{x_2 - x}{C} \right). \end{aligned} \quad (1.140)$$

$$\overline{v_n^2} = \frac{\omega^2 \eta_0^2}{2} \left(1 - \frac{V}{C} \right)^2 + \frac{V^2}{2} \left(\frac{\partial \eta_0}{\partial x} \right)^2. \quad (1.141)$$

Выражения для кинетической энергии и подсасывающей силы соответственно будут иметь вид

$$\bar{E} = \frac{m^*(x_1)}{2} \left[\frac{\omega^2 \eta_0^2}{2} \left(1 - \frac{V}{C} \right)^2 + \frac{V^2}{2} \left(\frac{\partial \eta_0}{\partial x} \right)^2 \right] \quad (1.142)$$

и

$$\bar{P} = \frac{1}{4} \omega^2 \left(1 - \frac{V}{C} \right)^2 \int_{x_1}^{x_2} \eta^2(x) \frac{dm^*}{dx} dx - \frac{V^2}{4} \int_{x_1}^{x_2} \left(\frac{\partial \eta_0}{\partial x} \right)^2 \frac{dm^*}{dx} dx. \quad (1.143)$$

Очевидно, эти выражения не равны друг другу, следовательно,

$$\bar{I} \neq V m^*(x_1) \left[\left(\frac{\partial \eta}{\partial t} - V \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) \frac{\partial \eta}{\partial x} \right]_{x=x_1}, \quad (1.144)$$

что и требовалось доказать.

Что же касается подсосывающей силы, то она должна быть получена только путем интегрирования вдоль тела удельной подсосывающей силы. В результате получаем

$$P = - \int_{x_1}^{x_2} \frac{dm^*(x)}{dx} \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \eta}{\partial t} - V \frac{\partial \eta}{\partial x} \right)^2 dx. \quad (1.145)$$

Полная тяга представляет собой сумму выражений (1.128) и (1.145).

Средняя активная мощность тянущих сил может быть представлена в виде

$$(\bar{I} + \bar{P})V = \bar{A}. \quad (1.146)$$

Кинетическая энергия потока, сходящего в след с хвоста тела, равна

$$\bar{E} = \frac{1}{2} m^*(x_1) \left(\frac{\partial \eta}{\partial t} - V \frac{\partial \eta}{\partial x} \right)^2_{x=x_1}. \quad (1.147)$$

Полная мощность, затрачиваемая на создание тянущей силы, будет

$$(\bar{I} + \bar{P} + \bar{E})V = \bar{N}. \quad (1.148)$$

Тогда гидродинамический коэффициент полезного действия запишется в форме

$$\bar{\eta} = \frac{\bar{A}}{\bar{N}}. \quad (1.149)$$

В одной из работ Ву (1971с) сделал попытку учесть вихреобразование вблизи колеблющегося тела в пределах его участка от миделя до хвостовой лопасти. На рис. 1.20 показана схема, поясняющая постановку задачи в работе Ву. Символами S_b и S_w показаны проекции на плоскость $z = 0$ соответственно тела рыбы и вихревой пелены. Остальные обозначения ясны из рисунка. Сумма проекций обозначена как

$$S_c = S_b + S_w. \quad (1.150)$$

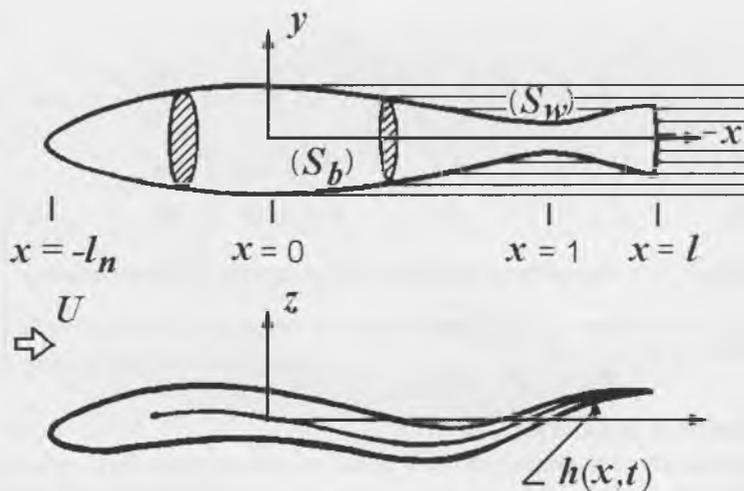


Рис. 1.20. Схема, поясняющая постановку задачи (по: Wu, 1971). Пояснения в тексте.

Движение рыбы в общем виде можно записать так:

$$z = h(x, t). \quad (1.151)$$

Скорость частиц жидкости, полученная ими в результате движения тела в потоке, имеющем постоянную скорость U , можно характеризовать потенциалом возмущения

$$\mathbf{q} = (U + u, v, w) = \mathbf{grad}(Ux + \phi), \quad (1.152)$$

удовлетворяющим уравнению Лапласа

$$\nabla^2 \phi = 0. \quad (1.153)$$

Линеаризованное уравнение движения Эйлера имеет вид

$$D\mathbf{q} = \nabla\Phi, \Phi = (p_\infty - p) / \rho, \quad (1.154)$$

где

$$D = \frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \quad (1.155)$$

представляет собой линеаризованный дифференциальный оператор, Φ — потенциал ускорений Прандтля, p — давление вблизи тела, p_∞ — давление на бесконечности, ρ — плотность жидкости, причем Φ также удовлетворяет уравнению Лапласа

$$\nabla^2 \Phi = 0. \quad (1.156)$$

Граничные условия в этой задаче

$$\phi_z^\pm = Dh \equiv v(x, t) \quad \text{или} \quad \Phi_z^\pm = Dv \quad (x, y \in S_b); \quad (1.157)$$

$$D\phi^\pm = 0 \quad \text{или } \Phi^\pm = 0 \quad (x, y \in S_w); \quad (1.158)$$

$$D\phi^\pm = 0 \quad \text{или } \Phi^\pm = 0 \quad (\text{на кромке хвоста}); \quad (1.159)$$

$$\phi^\pm = 0 \quad \text{или } \Phi^\pm = 0 \quad (x, y \in S_c); \quad (1.160)$$

$$\phi \rightarrow 0 \quad \text{или } \Phi \rightarrow 0 \quad (x^2 + y^2 + z^2 \rightarrow \infty). \quad (1.161)$$

Здесь введено обозначение

$$\phi_z^\pm = \partial\phi / \partial z \quad \text{при } z \rightarrow \pm 0. \quad (1.162)$$

Считается, что если тело — тонкое, такое, что выполняется условие

$$\delta = b_0 / l_T \ll 1 \quad (l_T \equiv l_n + l), \quad (1.163)$$

где b_0 — ширина тела в плоскости $x = 0$, то можно воспользоваться двумерным уравнением Лапласа

$$\phi_{yy} + \phi_{zz} = 0 \quad \text{или } \Phi_{yy} + \Phi_{zz} = 0. \quad (1.164)$$

Два уравнения (1.164) предполагают существование двух функций ψ и Ψ , удовлетворяющих условиям

$$\phi_y = \psi_z, \quad \phi_z = -\psi_y, \quad \Phi_y = \Psi_z, \quad \Phi_z = -\Psi_y. \quad (1.165)$$

Переходя к комплексным переменным, можно записать

$$f = \phi + i\psi, \quad F = \Phi + i\Psi, \quad \Omega = df / d\xi = v - iw. \quad (1.166)$$

Не вдаваясь в детали решения, запишем только результат. Разность давлений на двух сторонах колеблющегося тела имеет вид

$$\Delta p = p^- - p^+ = \rho(\Phi^+ - \Phi^-) = 2\rho\Phi^+(x, y, t) \quad (x, y \in S_b), \quad (1.167)$$

где

$$\Phi^+ = -D\{v(x, t)[b^2(x) - y^2]^{1/2}\} \quad (-l_n < x < 0; \quad 1 < x < l); \quad (1.168)$$

$$\Phi^+ = -[Dv(x, t)][b^2(x) - y^2]^{1/2} \quad (0 < x < l). \quad (1.169)$$

Мгновенная сила в z -направлении на единицу длины тела

$$\mathcal{Q}(x, t) = \int_{-b}^b (\Delta p) dy = -2\rho D \int_{-b}^b v(x, t)(b^2 - y^2)^{1/2} dy = -\rho D[vA] \quad (1.170)$$

при $(-l_n < x < 0)$ и $(1 < x < l)$

и

$$\mathcal{Q}(x, t) = -2\rho(Dv) \int_{-b}^b (b^2 - y^2)^{1/2} dy = -\rho[Dv]A \quad \text{при } (0 < x < l), \quad (1.171)$$

где $\rho A(x) = \rho \pi b^2(x)$ — присоединенная масса единицы длины тела для движения в z -направлении.

Полная сила в z -направлении может быть получена интегрированием выражений (1.170) и (1.171) по длине тела

$$L(t) = -\rho \int_{-l_n}^l D[vA] dx + \rho U \int_0^l v \frac{\partial A}{\partial x} dx. \quad (1.172)$$

Момент сил относительно начала координат

$$M(t) = \rho \int_{-l_n}^l x D[vA] dx - \rho U \int_0^l xv \frac{\partial A}{\partial x} dx. \quad (1.173)$$

Сила тяги

$$T = \int_{-l_n}^l \mathcal{Q}(x, t) \frac{\partial h}{\partial x} dx + T_s. \quad (1.174)$$

Здесь T_s — подсасывающая сила на участках тела $-l_n < x < 0$ и $1 < x < l$, которая имеет вид

$$T_s = \left(\int_{-l_n}^0 + \int_1^l \right) \frac{1}{2} \rho v^2 \frac{dA}{dx} dx. \quad (1.175)$$

Тогда общая тяга может быть представлена в виде

$$\begin{aligned} T &= -\rho \left(\int_{-l_n}^0 + \int_1^l \right) \left[\frac{\partial h}{\partial x} D(vA) - \frac{1}{2} v^2 \frac{dA}{dx} \right] dx - \rho \int_0^l \frac{\partial h}{\partial x} (Dv) A dx = \\ &= -\rho \int_{-l_n}^l \left[D \left(vA \frac{\partial h}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{2} v^2 A \right) \right] dx - \rho \int_0^l v \left(\frac{1}{2} v - U \frac{\partial h}{\partial x} \right) \frac{\partial A}{\partial x} dx = \\ &= -\rho \frac{\partial}{\partial t} \int_{-l_n}^l Av \frac{\partial h}{\partial x} dx + \left[\rho Av \left(\frac{1}{2} v - U \frac{\partial h}{\partial x} \right) \right]_{x=l} - \rho \int_0^l v \left(\frac{1}{2} v - U \frac{\partial h}{\partial x} \right) \frac{\partial A}{\partial x} dx. \end{aligned} \quad (1.176)$$

Учитывая, что $A(-l_n) = 0$, и, усредняя по времени, получим

$$\begin{aligned} \bar{T} &= \frac{1}{2} \rho A(l) \left[\left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)^2 - U^2 \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)^2 \right]_{x=l} - \\ &- \frac{1}{2} \rho \int_0^l \left[\left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)^2 - U^2 \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)^2 \right] \frac{\partial A}{\partial x} dx. \end{aligned} \quad (1.177)$$

Первый член совпадает с выражением, полученным Лайтхиллом (1.109), второй обусловлен сходом вихревой пелены на участке тела $0 < x < 1$.

Выражение для полной мощности, развиваемой телом против поперечных сил, действующих на него и на образование вихревой пелены, имеет вид

$$\begin{aligned}
 P &= - \int_{-l_n}^l \varrho(x, t) \frac{\partial h}{\partial t} dx = \\
 &= \rho \int_{-l_n}^l \left[D \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right) - Av \frac{\partial v}{\partial t} \right] dx - \rho U \int_0^1 v \frac{\partial h}{\partial t} \frac{\partial A}{\partial x} dx = \\
 &= \rho U \frac{\partial}{\partial t} \int_{-l_n}^l Av \left(\frac{\partial h}{\partial t} - \frac{1}{2} v \right) dx + \rho U \left(Av \frac{\partial h}{\partial t} \right)_{x=l} - \rho U \int_0^1 v \frac{\partial h}{\partial t} \frac{\partial A}{\partial x} dx.
 \end{aligned} \tag{1.178}$$

Среднее по времени значение

$$\bar{P} = \rho UA(l) \left[\frac{\partial h}{\partial t} v \right]_{x=l} - \rho U \int_0^1 \overline{\frac{\partial h}{\partial t} v} \frac{\partial A}{\partial x} dx. \tag{1.179}$$

Кинетическая энергия, уходящая в жидкость в единицу времени

$$E = - \iint_S (p\bar{n}) \bar{q} ds = - \int_{-l_n}^l v(x, t) L(x, t) dx - UT_s. \tag{1.180}$$

Иначе можно вычислить кинетическую энергию из закона сохранения энергии, как

$$E = P - TU, \tag{1.181}$$

или, усредняя по времени,

$$\bar{E} = \frac{1}{2} \rho UA(l) \overline{v^2(l, t)} - \frac{1}{2} \rho U \int_0^1 \overline{v^2} \frac{\partial A}{\partial x} dx. \tag{1.182}$$

В работе Ву (1971с) рассмотрен также ряд очень важных вопросов. В частности, вопрос о влиянии толщины рыбоподобного тела на развиваемые им гидродинамические силы. Толщина тела задается функцией

$$z = \pm g(y; x). \tag{1.183}$$

Применен метод конформного преобразования. В итоге показано, что выражение для силы на единицу длины тела сохраняется в виде (1.170) и (1.171), а толщина тела сказывается на характере зависимости присоединенной массы от координаты. В этом случае выражение для присоединенной массы в комплексной плоскости имеет вид

$$\rho A(x) = \rho \int_{-B}^B \left[(\beta^2 - \xi^2)^{1/2} - z(\xi) \right] \frac{\partial \eta}{\partial \xi} d\xi, \tag{1.184}$$

где

$$-\beta(x) < \operatorname{Re} \xi < \beta(x) \quad (1.185)$$

и

$$\beta(x) = \xi[b(x)]. \quad (1.186)$$

Здесь Re обозначает действительную часть.

Другой вопрос, затронутый в работе (Wu, 1971c), касается оценки оптимальной формы движения рыбоподобного тела. Критерием оптимизации является минимум затрачиваемой мощности при фиксированной тяге. Оказалось, что в этом случае оптимальной формой движения тела является такая, при которой амплитуда смещения точек тела постоянна в пределах его длины, а отношение фазовой скорости локомоторной волны к скорости движения тела должно быть незначительно больше единицы.

Еще один вопрос, затронутый в работе (Wu, 1971c), касается влияния геометрической асимметрии тела на гидродинамические силы. Если форма тела такова, что

$$y = -b_1(x) \text{ и } y = b_2(x), \quad (1.187)$$

причем $b_1 \neq b_2$, то выражение для силы (1.172) по-прежнему сохраняется, но изменится выражение для присоединенной массы, которое будет иметь вид

$$\rho A(x) = \rho \pi \left[\frac{1}{2} (b_1 + b_2) \right]^2. \quad (1.188)$$

1.2.2. Теория плавания рыб с большой амплитудой колебаний тела

Развитые выше теории применимы, как уже указывалось, для описания плавания тел, амплитуда смещения которых в поперечном направлении мала. Это условие не всегда выполнимо при реальном плавании рыб и дельфинов. Лайтхилл (1971) попытался распространить развитую выше теорию на случай плавания тонких тел с произвольной амплитудой колебаний.

Лайтхилл рассмотрел рыбу, плавающую на фиксированном горизонтальном уровне в плоскости xOz при $y = 0$, где y — вертикальная координата в прямоугольной системе координат x, y, z . Среднее направление движения рыбы выбрано в положительном направлении оси Ox . Для описания движения рыбы с произвольной амплитудой Лайтхилл выбрал лагранжеву координату a , которая изменяется от 0 до l (где l — длина неизгибающейся рыбы), причем отсчет a ведется от кромки хвоста, где $a = 0$. Координата a отсчитывается вдоль средней линии рыбы, совпадающей с ее позвоночным столбом. Координату любой точки тела рыбы (x, z) Лайтхилл рассматривает как функцию $x(a, t)$ и $z(a, t)$ от a и t

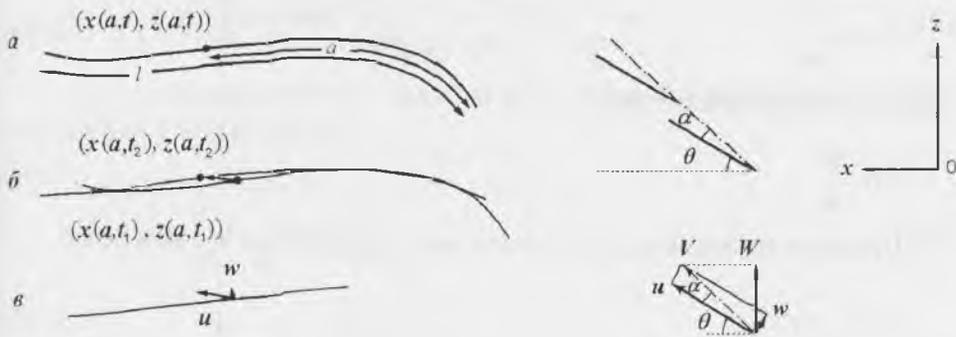


Рис. 1.21. СХЕМА, ПОЯСНЯЮЩАЯ ПОСТАНОВКУ ЗАДАЧИ (ПО: LIGHTHILL, 1971). ПОЯСНЕНИЯ В ТЕКСТЕ.

по мере того, как эта точка перемещается благодаря изгибным колебаниям, результирующему движению рыбы вперед, а также любому боковому движению, которое может быть невольно произведено рыбой (рыскание). Постановка задачи иллюстрируется рис. 1.21а-в. Считается, что средняя линия рыбы нерастяжима, тогда

$$\left(\frac{\partial x}{\partial a}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial a}\right)^2 = 1. \quad (1.189)$$

Вектор горизонтальной скорости $(\partial x/\partial t, \partial z/\partial t)$ может быть представлен в виде компоненты

$$u = \frac{\partial x}{\partial t} \frac{\partial x}{\partial a} + \frac{\partial z}{\partial t} \frac{\partial z}{\partial a}, \quad (1.190)$$

направленной по касательной к средней линии рыбы в сторону положительных значений x , и компоненты

$$w = \frac{\partial z}{\partial t} \frac{\partial x}{\partial a} - \frac{\partial x}{\partial t} \frac{\partial z}{\partial a}, \quad (1.191)$$

направленной перпендикулярно первой (рис. 1.21б).

Импульс на единицу длины тела рыбы при ее движении в w -направлении представляет собой вектор

$$mw \left(-\frac{\partial z}{\partial a}, \frac{\partial x}{\partial a} \right), \quad (1.192)$$

где величина в круглых скобках есть единичный вектор в w -направлении, выраженный в форме x - и z -компонент. Проекция импульса на ось x в этом случае имеет вид

$$-mw \frac{\partial z}{\partial a}, \quad (1.193)$$

а на ось z соответственно вид

$$mw \frac{\partial x}{\partial a}. \quad (1.194)$$

Присоединенная масса воды, как и ранее, определяется выражением

$$m = \frac{1}{4} \pi \rho s^2, \quad (1.195)$$

где s — размер поперечного сечения тела рыбы в направлении y .

Закон сохранения импульса в рассматриваемом случае Лайтхилл записывает следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_0^l mw \left(-\frac{\partial z}{\partial a}, \frac{\partial x}{\partial a} \right) da = \\ = \left[-umw \left(-\frac{\partial z}{\partial a}, \frac{\partial x}{\partial a} \right) + \frac{1}{2} mw^2 \left(\frac{\partial x}{\partial a}, \frac{\partial z}{\partial a} \right) \right]_{a=0} - (P, Q). \end{aligned} \quad (1.196)$$

Последний член в правой части представляет собой реактивную силу (в смысле силы реакции), с которой жидкость действует на тело. Она включает две компоненты: P — силу тяги и Q — боковую силу. Выражение в квадратных скобках правой части допускает упрощение, в результате которого формула (1.196) приобретает вид

$$\begin{aligned} (P, Q) = \left[mw \left(\frac{\partial z}{\partial t}, -\frac{\partial x}{\partial t} \right) - \frac{1}{2} mw^2 \left(\frac{\partial x}{\partial a}, \frac{\partial z}{\partial a} \right) \right]_{a=0} - \\ - \frac{d}{dt} \int_0^l mw \left(-\frac{\partial z}{\partial a}, \frac{\partial x}{\partial a} \right) da. \end{aligned} \quad (1.197)$$

Выражение (1.197) представляет собой силу в векторной форме, действующую со стороны жидкости на тело, для случая его движения с большой амплитудой. Полезно представить эту силу в форме ее отдельных компонент: силы тяги

$$P = \left[mw \frac{\partial z}{\partial t} - \frac{1}{2} mw^2 \frac{\partial x}{\partial a} \right]_{a=0} + \frac{d}{dt} \int_0^l mw \frac{\partial z}{\partial a} da \quad (1.198)$$

и боковой силы

$$-Q = \left[mw \frac{\partial x}{\partial t} + \frac{1}{2} mw^2 \frac{\partial z}{\partial a} \right]_{a=0} + \frac{d}{dt} \int_0^l mw \frac{\partial x}{\partial a} da. \quad (1.199)$$

В случае периодических плавательных движений усредненные по времени значения P и Q имеют вид

$$\bar{P} = \left[mw \frac{\partial z}{\partial t} - \frac{1}{2} mw^2 \frac{\partial x}{\partial a} \right]_{a=0}, \quad (1.200)$$

$$-\bar{Q} = \left[mw \frac{\partial x}{\partial t} + \frac{1}{2} mw^2 \frac{\partial z}{\partial a} \right]_{a=0}. \quad (1.201)$$

Формулы (1.200) и (1.201) представляют собой обобщение результатов малоамплитудной теории, развитой ранее, на случай колебаний тела рыбы с произвольной амплитудой. В этом нетрудно убедиться, положив

$$\frac{\partial x}{\partial a} = 1; \quad \frac{\partial z}{\partial a} = \frac{\partial z}{\partial x}. \quad (1.202)$$

При этом будут получены соответствующие малоамплитудные значения тяги и боковой силы.

Интересно оценить, насколько расчет тяги по формуле (1.200) отличается от соответствующего расчета по малоамплитудной формуле (1.109). Лучше всего это можно увидеть на примере расчета тяги экземпляра рыбы *Leuciscus*, проведенного самим Лайтхиллом в работе (1971). Мы дополним только этот расчет еще и расчетом по малоамплитудной формуле (1.109). Необходимые для расчета кинематические параметры плавания рыбы Лайтхилл взял из работы Байнб-

Таблица 1.1. РАСЧЕТ ТЯГИ, РАЗВИВАЕМОЙ РЫБОЙ ВИДА *LEUCISCUS*, ПО ФОРМУЛЕ (1.200) (ПО: LIGHTHILL, 1971).

t, c	$V, \text{ мс}^{-1}$	$\alpha + \theta, \text{ град}$	$\alpha, \text{ град}$	$W, \text{ мс}^{-1}$	$w, \text{ мс}^{-1}$	$\frac{\partial x}{\partial a}$	$s, \text{ м}$	$m, \text{ кгм}^{-1}$	$mwW, \text{ Н}$	$\frac{1}{2} mw^2 \frac{\partial x}{\partial a}, \text{ Н}$	$mwW - \frac{1}{2} mw^2 \frac{\partial x}{\partial a}, \text{ Н}$
0.04	0.50	17	3	0.15	0.03	0.97	0.094	6.9	0.03	0.00	0.03
0.08	0.60	45	3	0.42	0.03	0.74	0.087	5.9	0.07	0.00	0.07
0.12	0.74	60	5	0.64	0.06	0.57	0.079	4.9	0.19	0.01	0.18
0.16	0.68	48	16	0.50	0.19	0.85	0.083	5.4	0.51	0.08	0.43
0.20	0.52	13	10	0.12	0.09	1.00	0.087	5.9	0.06	0.02	0.04
0.24	0.62	-36	-8	-0.36	-0.09	0.88	0.088	6.1	0.20	0.02	0.18
0.28	0.87	-60	-16	-0.75	-0.24	0.72	0.083	5.4	0.97	0.11	0.86
0.32	0.67	-46	-10	-0.48	-0.12	0.81	0.084	5.5	0.32	0.03	0.29
0.36	0.52	-25	-6	-0.22	-0.05	0.95	0.092	6.6	0.07	0.01	0.06
0.40	0.48	-3	0	-0.02	0.00	1.00	0.093	6.8	0.00	0.00	0.00

проанализировал возможные погрешности расчета, но не нашел объяснения такому расхождению. Однако, по словам Лайтхилла, доктор Боун в личной беседе с ним высказал одно предположение для объяснения полученного расхождения. В этом предположении главная роль отводится нестационарности плавательных движений рыбы как причине повышенного коэффициента сопротивления. Боковые движения тела рыбы, по мнению доктора Боуна, могут отрицательно влиять на рост толщины пограничного слоя. Как будет показано ниже, это предположение недалеко от истины. Действительно, на колеблющемся теле, когда амплитуда колебаний нарастает от головы к хвосту, формируется значительный градиент давления, влияющий на толщину и структуру пограничного слоя.

Рассмотренные исследования не учитывают значения спинных и брюшных плавников на теле рыбы в формировании обтекающего ее тело потока. В работах (Newman, Wu, 1973, 1975) теория тонкого тела распространена на случай анализа пропульсивных характеристик рыбоподобного тела, которое может нести плавники различной конфигурации. Рассмотрена также взаимосвязь толщины тела, размаха плавников и вихревой пелены, сходящей с кромок плавников.

1.3. Теория плавания животных с полулунным хвостовым плавником

По мнению Лайтхилла, теория тонкого тела неприменима к описанию механизма создания тяги животными с полулунным хвостовым плавником (некоторых рыб и дельфинов), поскольку ее основное допущение о том, что воздействие на окружающую среду со стороны тела производится механизмами, распределенными вдоль самого тела, нарушается. Функцию движителя в этом случае практически полностью принимает на себя хвостовой плавник. Из анализа его формы и сечения следует, что исследовать его можно методами аппарата теории крыла в неустановившемся потоке. К анализу проблемы можно применить любой из двух следующих методов (Chopra, 1976).

1. Использовать гидродинамические уравнения и потенциальную теорию.
2. Сконструировать решение, используя распределение вихрей или источников.

1.3.1. Двумерная линеаризованная теория полулунного плавника

Лайтхилл (1970b) впервые рассмотрел двумерную линеаризованную теорию полулунного плавника первым из перечисленных выше методов и основал свой анализ на введенном Прандтлем понятии потенциала ускорений. Раньше этот метод был успешно применен в работе (Possio, 1940) для анализа движения профилей в сжимаемой среде и в работе (Wu, 1961) для анализа эффективности



Рис. 1.22. Схема, поясняющая физический механизм работы полулунного плавника (по: LIGHTHILL, 1969).

плавательных движений гибкой тонкой пластины. Последняя работа может служить превосходной иллюстрацией эффективности двумерной теории.

Физический механизм работы полулунного плавника Лайтхилл (1969) иллюстрирует рис. 1.22, взятым из работы (Karman, Burgers, 1934). На этом рисунке показан горизонтальный слой воды, которому сообщаются возмущения колеблющимся хвостом рыбы. В моменты, когда хвостовой плавник занимает крайние положения, формируются вихри. Между рядами вихрей формируется нечто подобное реактивной струе. Рассматривая эту упрощенную картину, можно сказать, что хвостовой плавник приводит в движение рыбу по принципу реактивной струи, причем высокая эффективность обеспечивается благодаря большой площади сечения струи.

В двумерной теории Лайтхилл рассматривает хвостовой полулунный плавник как крыло бесконечного размаха в направлении оси y с хордой $c = 2a$, простирающееся в направлении оси x от $-a$ до $+a$. Закон смещения крыла принимается в форме

$$z = [h - i\alpha(x - b)]e^{i\omega t}, \quad (1.206)$$

где h и α — действительные числа, обозначающие амплитуды поступательного и вращательного движений соответственно, $x = b$ — положение оси вращения. Поступательное и вращательное движения имеют малую амплитуду и сдвинуты по фазе на 90° , ω — круговая частота, t — время.

Не останавливаясь на деталях решения задачи, приведем лишь окончательные выражения для энергетических и силовых параметров крыла. Среднее по времени значение тяги на единицу длины крыла (в направлении размаха) получено Лайтхиллом в виде

$$\rho \bar{P} = \rho \left[\pi a U^{-2} |A|^2 + \left(\pi a \alpha \operatorname{Im} A - \frac{1}{2} \pi a^2 \omega^2 \alpha^2 b \right) \right]. \quad (1.207)$$

Затрачиваемая мощность равна

$$\rho \bar{E} = \frac{\rho}{2} \operatorname{Re} \left[\omega (2\pi a A + \pi a^2 B)(-\alpha b - ih) + \left(\pi a^2 A - \frac{1}{8} \pi a^4 C \right)(-\omega \alpha) \right] \quad (1.208)$$

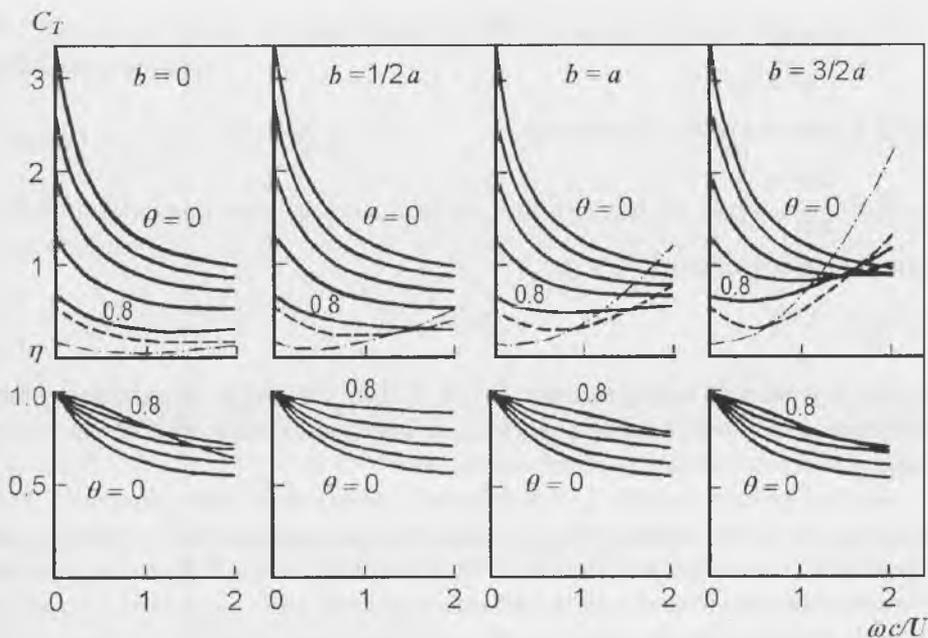


Рис. 1.23. Расчетные значения коэффициента тяги и гидродинамического коэффициента полезного действия в зависимости от приведенной частоты. Параметром являются b и θ (по: LIGHTHILL, 1969).

Гидромеханический коэффициент полезного действия нетрудно выразить через (1.207) и (1.208):

$$\eta = 1 - \frac{\left\{ \omega^2 \alpha^2 \left(b - \frac{1}{2} a \right)^2 + (\omega h - U \alpha)^2 \right\} (F - F^2 - G^2)}{\left\{ \omega \alpha \left(b - \frac{1}{2} a \right) \left[\alpha \left(b + \frac{1}{2} a \right) F - h G - \frac{1}{2} \alpha a \right] + (\omega h - U \alpha) \left[h F + \alpha \left(b + \frac{1}{2} a \right) G \right] \right\} \omega} \quad (1.209)$$

В приведенных выражениях приняты следующие обозначения:

$$A = -U \left\{ \left[\omega \alpha \left(b - \frac{1}{2} a \right) + i(U \alpha - \omega h) \right] (F + iG) + \frac{1}{2} \omega \alpha a \right\}, \quad (1.210)$$

$$B = 2U \omega \alpha - \omega^2 (h + i \alpha b), \quad (1.211)$$

$$C = i \omega^2 \alpha. \quad (1.212)$$

Здесь U — продольная скорость крыла, $F + iG$ — функция Теодорсена, Re и Im — действительная и мнимая части соответственно.

На рис. 1.23 представлены численные оценки коэффициента тяги, определяемого выражением

$$C_T = \frac{\bar{P}}{\omega^2 h^2 a}, \quad (1.213)$$

и КПД в зависимости от параметра

$$\theta = \frac{U\alpha}{\omega h} \quad (1.214)$$

и приведенной частоты

$$2\sigma = \frac{2\omega a}{U} \quad (1.215)$$

для ряда положений оси вращения: $b = 0$, $(1/2)a$, a и $(3/2)a$. Пунктирная линия показывает вклад подсасывающей силы на передней кромке крыла для $\theta = 0.6$, штрихпунктирная линия — то же самое для $\theta = 0.8$.

Анализ кривых на рис. 1.23 позволяет сделать некоторые выводы. Отчетливо видны противонаправленные тенденции: увеличение КПД и уменьшение коэффициента тяги при увеличении θ . Коэффициент тяги при больших значениях θ увеличивается при перемещении оси вращения вниз по потоку (при увеличении b). При этом значительно растет доля подсасывающей силы в общей тяге, особенно при высоких значениях приведенной частоты.

Приведенные оценки имеют завышенный характер, так как в расчет принята лишь энергия завихренности, перпендикулярная движению (следствие двумерной теории), тогда как имеется еще завихренность, параллельная движению, которая может быть учтена только трехмерной теорией.

Лайтхилл считает полулунную форму хвостового плавника кульминацией эволюции движительного комплекса. Он отмечает, что животные, принадлежащие совершенно различным эволюционным линиям (например, рыбы и китообразные), сошлись (в биологическом смысле) на полулунном хвосте как средстве быстрого передвижения в воде. Более того, поперечное сечение полулунного хвоста рыб и китообразных приняло форму, подобную сечению аэродинамического крыла. Особенно важна плавно закругленная передняя кромка, поскольку наибольшая доля развиваемой крылом тяги происходит от взаимодействия с водой вблизи этой кромки.

Лайтхилл связывает достоинства полулунной формы с тем, что при обычных для быстрого плавания частотах колебаний хвост такой формы в состоянии генерировать вихревые кольца приблизительно круглой формы (см. рис. 1.23). Такие кольца несут относительно большой импульс при малой энергии.

1.3.2. Дальнейшее развитие теории полулунного плавника

Идеи Лайтхилла получили дальнейшее развитие в ряде работ (Wu, 1971; Chopra, 1974, 1975, 1976; Chopra, Kambe, 1977).

Двумерную задачу об оптимальной форме движения тонкого крыла в постановке, аналогичной той, которую рассматривал Лайтхилл, решал также Ву

(1971). Движение тонкого крыла бесконечного размаха он характеризовал следующим выражением:

$$h(x, t) = \left[\frac{1}{2} \xi_0 + (\xi_1 + i\xi_2)x \right] e^{i\omega t}. \quad (1.216)$$

Параметры движения крыла в задачах Лайтхилла и Ву связаны простыми соотношениями

$$\frac{b}{a} = -\frac{1}{2} \xi_0 \xi_1 (\xi_1^2 + \xi_2^2)^{-1} = -\frac{1}{2} Z_p^{-1} \cos \alpha_p, \quad (1.217)$$

$$\frac{h}{a} = -\frac{1}{2} \xi_0 \xi_2 (\xi_1^2 + \xi_2^2)^{-1/2} = -\frac{1}{2} \xi_0 \sin \alpha_p, \quad (1.218)$$

$$\alpha = (\xi_1^2 + \xi_2^2)^{1/2} = \xi_0 Z_p, \quad (1.219)$$

$$\theta = \frac{U\alpha}{\omega h} = -\frac{2}{\sigma} (\xi_1^2 + \xi_2^2)^{1/2} / \xi_0 \xi_2 = -\frac{2}{\sigma} Z_p \operatorname{cosec} \alpha_p. \quad (1.220)$$

Здесь $\sigma = \omega a / U$ — приведенная частота,

$$Z_p = \frac{(\xi_1^2 + \xi_2^2)^{1/2}}{\xi_0}, \quad (1.221)$$

$$\alpha_p = \operatorname{arctg} \frac{\xi_2}{\xi_1}. \quad (1.222)$$

Поскольку физически имеет смысл лишь действительная часть выражения (1.216), то оно может быть также записано в виде

$$h = \frac{1}{2} \xi_0 \cos \omega t + (\xi_1 \cos \omega t - \xi_2 \sin \omega t)x \quad \text{при } -1 < x < 1. \quad (1.223)$$

В общем случае решение очень громоздко, поэтому Ву рассматривает некоторые частные случаи, когда решение можно довести до асимптотических расчетных формул. В частности, наиболее интересен случай малых нагрузок, когда коэффициент нагрузки $\bar{C}_{T_0} \ll 1$, причем он определен как

$$\bar{C}_{T_0} = \frac{C_{T_0}}{\xi_0^2}, \quad (1.224)$$

где C_{T_0} — коэффициент тяги, определяемый выражением

$$C_{T_0} = \frac{\bar{T}}{\frac{1}{4} \pi \rho U^2 a}, \quad (1.225)$$

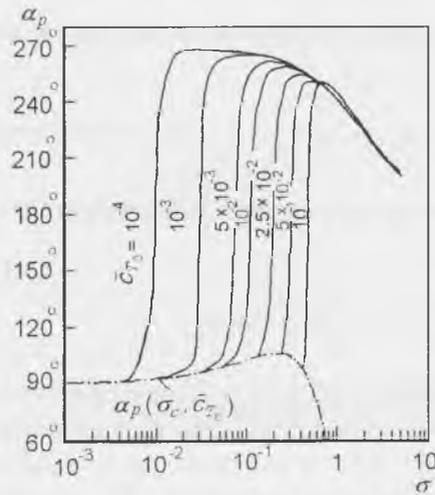


Рис. 1.24. Расчетные значения разности фаз между вращательным и поступательным движением крыла в зависимости от приведенной частоты. Параметром является коэффициент нагрузки \bar{C}_{T_0} (по: Wu, 1971).

Здесь \bar{T} — средняя по времени тяга, a — полухорда крыла, U — скорость потока. В этом случае оптимальной является такая форма движения крыла, когда выполняются следующие соотношения

$$\frac{\xi_1}{\xi_0} \approx -\frac{\sigma^2}{\sigma^2 + 4}, \quad \frac{\xi_2}{\xi_0} \approx -\frac{2\sigma}{\sigma^2 + 4}, \quad (1.226)$$

$$Z_p \approx -\frac{\sigma}{\sqrt{\sigma^2 + 4}}, \quad (1.227)$$

$$\alpha_p \approx -\arctg\left(\frac{2}{\sigma}\right). \quad (1.228)$$

При такой форме движения КПД имеет наибольшее значение, определяемое выражением

$$\eta_{\max} = \frac{\left[1 + \frac{4}{9} \bar{C}_{T_0} \left(1 - \frac{15}{4\sigma^2}\right)\right]}{\left[1 + \frac{8}{9} \bar{C}_{T_0} \left(1 - \frac{5}{24\sigma^2}\right)\right]}. \quad (1.229)$$

Соответствующая разность фаз между вращательным и поступательным движением крыла в зависимости от приведенной частоты показана на рис. 1.24 для различных значений коэффициента нагрузки \bar{C}_T . Нижняя штрихпунктир-

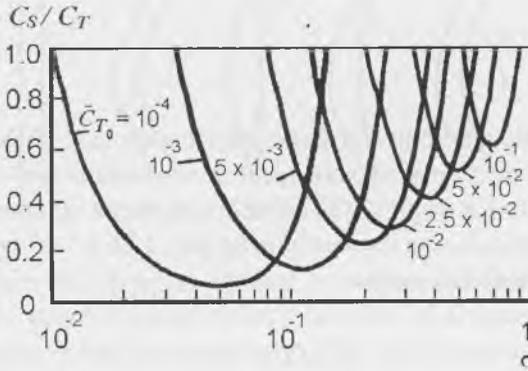


Рис. 1.25. Возможные соотношения коэффициента подсасывающей силы и коэффициента тяги в зависимости от приведенной частоты. Параметром является коэффициент нагрузки \bar{C}_{T_0} (по: Wu, 1971).

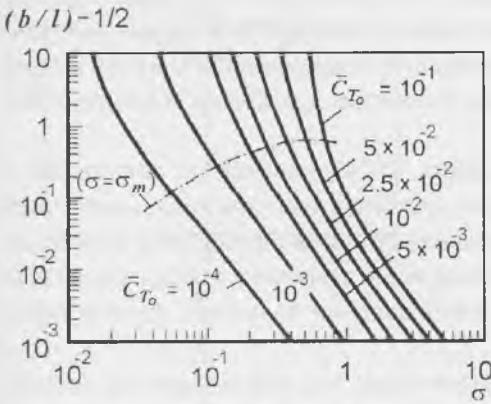


Рис. 1.26. Положение оси вращения крыла в зависимости от приведенной частоты. Параметром является коэффициент нагрузки \bar{C}_{T_0} (по: Wu, 1971).

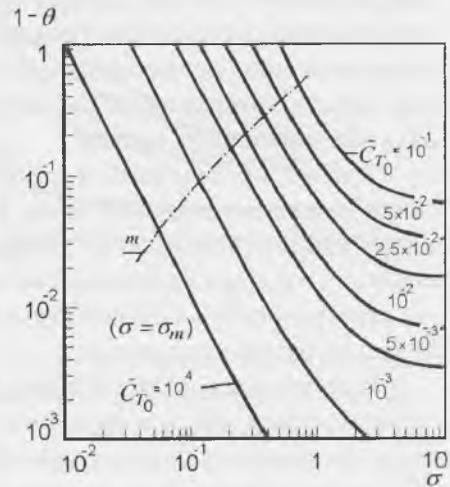


Рис. 1.27. Расчетные значения величины $(1 - \theta)$ в зависимости от приведенной частоты. Параметром является коэффициент нагрузки \bar{C}_{T_0} (по: Wu, 1971).

ная кривая $\alpha_p(\sigma_c, \bar{C}_{T_0})$ показывает нижнюю границу, соответствующую наименьшему значению приведенной частоты σ_c , начиная с которого решение имеет смысл.

На рис. 1.25 показаны возможные соотношения коэффициентов подсасывающей силы (C_s) и тяги (C_T) в зависимости от приведенной частоты. Оптимальным считается минимальное значение этого соотношения. Здесь коэффициент подсасывающей силы определен выражением

$$C_s = \frac{\overline{T_s}}{\frac{1}{4} \pi \rho U^2 a}, \quad (1.230)$$

где $\overline{T_s}$ — среднее по времени значение подсасывающей силы.

На рис. 1.26 представлена зависимость положения оси вращения крыла от приведенной частоты, а на рис. 1.27 соответствующая зависимость величины $(1 - \theta)$. Область оптимальных параметров на рис. 1.26 и 1.27 соответствует положению штрихпунктирной линии.

В целом результаты Ву хорошо согласуются с результатами Лайтхилла.

В работах Chopra (1974, 1975) рассмотрено движение крыла конечного удлинения (трехмерная теория). При этом автор ограничился рассмотрением случая крыла прямоугольной формы. Однако подход к решению задачи в работе (1974) совершенно иной, чем у Лайтхилла, и соответствует второму из перечисленных в начале настоящего раздела методов. Автор принял концепцию, развитую в работе (Karman, Burgers, 1934), которая в свою очередь является развитием концепции Прандтля и Бетца о бесконечной линии действия подъемной силы с синусоидально меняющейся интенсивностью вихря по размаху крыла, которая затем была развита Карманом для крыла конечного размаха в стационарном случае.

Анализ, проведенный в работе (Chopra, 1974), основан на допущении о линии действия подъемной силы, которое состоит в том, что локальный поток вокруг каждого поперечного сечения профиля остается двумерным, однако локальный угол атаки испытывает воздействие всего зависящего от времени спектра завихренности в спутной струе как в направлении по потоку, так и поперек потока по размаху пластины.

В результате в работе (Chopra, 1974) показано, что эффективность прямоугольного крыла, как и в двумерном случае Лайтхилла, является наибольшей, когда ось вращения близка к задней кромке. Изучена также зависимость тяги и КПД от удлинения крыла, равного 4; 6 и 8, приведенной частоты, параметра θ и положения оси вращения ($b = 0$; $c/2$ и $3c/2$). Показано, что тяга и КПД слабо зависят от удлинения крыла, характер же зависимости от θ и σ практически такой же, как и в случае двумерной теории Лайтхилла.

В работе (Chopra, 1976) автор расширил развитую им теорию на случай тонкого крыла бесконечного размаха с большой амплитудой. Анализ упрощается за счет предположения о малости углов атаки. Им показано, что наилучшим является сочетание приведенных частот около 0.8 с амплитудой, вдвое большей длины хорды.

В работе (Chopra, Kambe, 1977) развита трехмерная теория предыдущего автора и распространена на случай малоамплитудных колебаний крыльев конечного удлинения и различных форм в плане (рис. 1.28). На рис. 1.29а, б показаны результаты их расчета коэффициента тяги и КПД прямоугольного крыла с удлинением, равные 8 (сплошные линии), а также сравнение с расчетными дан-

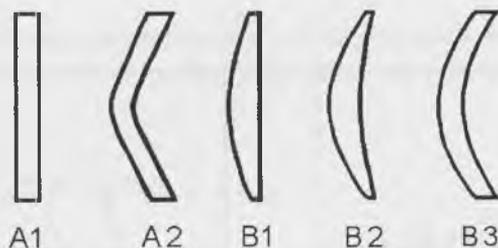
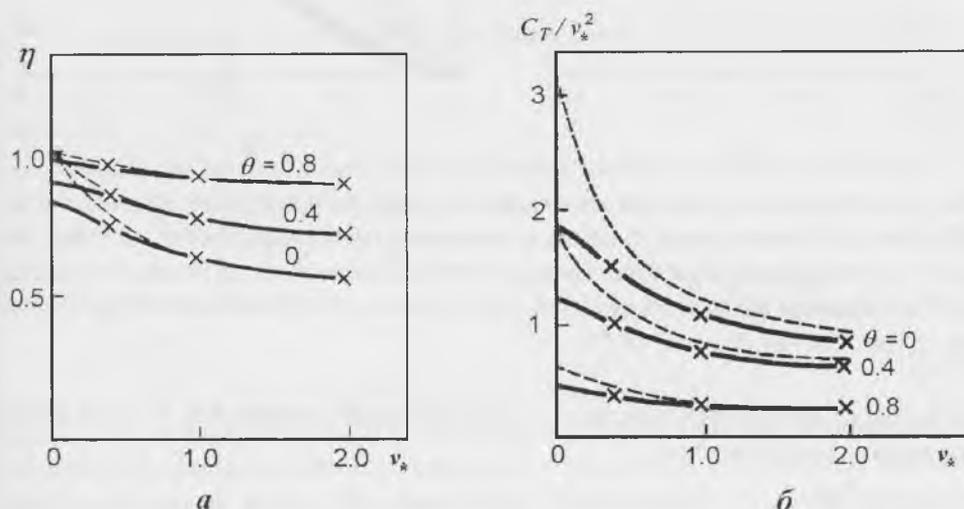


Рис. 1.28. Различные формы крыльев в плане (по: ЧОПРА, КАМБЕ, 1977).

Рис. 1.29. Расчетные значения коэффициента полезного действия (а) и коэффициента тяги (б) прямоугольного крыла в зависимости от приведенной частоты. Индекс (*) у приведенной частоты означает, что она вычислена по полной хорде крыла. Параметром является величина θ . Остальные обозначения в тексте (по: ЧОПРА, КАМБЕ, 1977).

ными работы (Чопра, 1974) (крестики) и с расчетом по двумерной теории Лайтхилла (1970b) (пунктирная линия). Видно, что двумерная теория Лайтхилла и, следовательно, также теория Ву (1971c) действительно дают завышенные значения тяги и КПД по сравнению с трехмерной теорией, о чем говорилось выше. Особенно это заметно в области низких значений приведенной частоты.

Для того чтобы иметь возможность сравнивать полученные теоретические расчеты с имеющимися экспериментальными наблюдениями на животных, авторы работы (Чопра, Камбе, 1977) попытались учесть то обстоятельство, что амплитуды колебаний хвостовых плавников рыб и дельфинов, вообще говоря, нельзя считать малыми. Во всяком случае они скорректировали свои расчеты с учетом работы (Чопра, 1976), посвященной изучению колебаний прямоуголь-

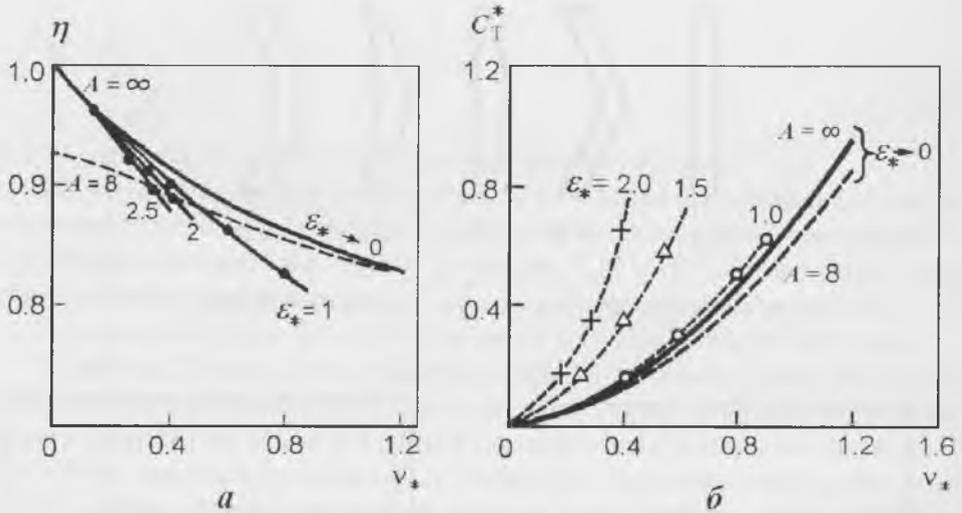


Рис. 1.30. Расчетные значения коэффициента полезного действия (а) и коэффициента тяги (б) прямоугольного крыла в зависимости от приведенной частоты. Индекс (*) у приведенной частоты означает, что она вычислена по полной хорде крыла. Параметрами являются удлинение крыла ($A = \infty$ и $A = 8$) и амплитуда его колебаний ϵ_* (по: СНОПРА, КАМВЕ, 1977).

ного крыла бесконечного размаха с произвольной амплитудой. С этой целью выражение для параметра

$$\theta = \frac{U\alpha}{\omega h}, \quad (1.231)$$

справедливое при малых углах α , было принято в форме

$$\theta = \frac{U(\operatorname{tg}\alpha)}{\omega h}, \quad (1.232)$$

учитывающей тот факт, что при значительных α

$$\operatorname{tg}\alpha \neq \alpha. \quad (1.233)$$

На рис. 1.30, а, б показано, как изменяются две наиболее важные величины η и C_T^* прямоугольного крыла при росте амплитуды колебаний. Параметром служит величина

$$\epsilon_* = \frac{h}{c_*}, \quad (1.234)$$

где c_* — полная хорда крыла.

Видно, что с ростом ϵ_* КПД заметно падает, а коэффициент тяги растет.

В работах (Логвинович, 1973а; Козлов, 1979, 1983;) также предпринята попытка применить малоамплитудную стационарную теорию крыла большого удлинения к расчету тянущей силы рыб с полулунным хвостовым плавником и

дельфинов. Очень кратко расчет сводится к следующему. Мгновенный коэффициент тяги жесткого крыла, аппроксимирующего хвостовой плавник, определяется по формуле

$$c_A = -c_L \left(\frac{\partial \eta}{\partial t} \frac{1}{V} + \varphi \right) - c_{Di}. \quad (1.235)$$

Здесь c_L — коэффициент подъемной силы, определяемый выражением

$$c_L = \frac{2\pi\lambda\alpha}{\sqrt{\lambda^2 + 4 + 2}}, \quad (1.236)$$

c_{Di} — коэффициент индуктивного сопротивления, определяемый выражением

$$c_{Di} = \frac{c_L^2(1+\delta)}{\pi\lambda}, \quad (1.237)$$

α — угол атаки крыла (хвостового плавника), определяемый выражением

$$\alpha = -\frac{v_n}{V} = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial \eta}{\partial t} - V \frac{\partial \eta}{\partial x} \right), \quad (1.238)$$

λ — удлинение крыла

$$\lambda = \frac{(2R)^2}{S}, \quad (1.239)$$

где S — площадь крыла, $(1+\delta)$ — множитель, учитывающий отклонение геометрической формы хвостового плавника от оптимальной в смысле наименьших индуктивных потерь. Величина δ при удлинении $\lambda = 1 \div 4$ не превышает 2–3%, и в первом приближении ею можно пренебречь. $2R$ — размах крыла, v_n — нормальная составляющая скорости кормовой точки крыла, V — скорость животного, $\eta(x, t)$ — отклонение средней линии от координатной оси, φ — угол поворота крыла относительно направления мгновенной скорости средней линии. В расчетах принято $\varphi = 0$, так как отсутствуют экспериментальные данные о величине этого угла. Подставляя (1.236) и (1.237) в (1.235), получим

$$c_A = \frac{2\pi\lambda}{\sqrt{\lambda^2 + 4 + 2}} \frac{v_n}{V} \left(\frac{\partial \eta}{\partial t} \frac{1}{V} \right) - \frac{4\pi\lambda}{\left(\sqrt{\lambda^2 + 4 + 2} \right)^2} \left(\frac{v_n}{V} \right)^2 \quad (1.240)$$

или, осредняя выражение (1.240) за период колебания, получим

$$\bar{c}_A = \frac{2\pi\lambda}{\sqrt{\lambda^2 + 4 + 2}} \left[\overline{\left(\frac{v_n}{V} \right) \frac{\partial \eta}{\partial t} \frac{1}{V}} \right] - \frac{4\pi\lambda}{\left(\sqrt{\lambda^2 + 4 + 2} \right)^2} \overline{\left(\frac{v_n}{V} \right)^2}. \quad (1.241)$$

Выражение для среднего значения тянущей силы имеет вид

$$\bar{A} = \bar{c}_A \frac{\rho V^2}{2} S, \quad (1.242)$$

или, учитывая, что

$$S = \frac{(2R)^2}{\lambda} \text{ и } m^* = \rho\pi R^2, \quad (1.243)$$

можно записать иначе:

$$\bar{A} = c_4 \frac{2m_1^* V^2}{\pi\lambda} \text{ при } x = x_1. \quad (1.244)$$

Здесь x_1 — координата задней кромки хвоста.

В таком виде выражение для тянущей силы было получено Л. Ф. Козловым. Приведенный выше вывод также взят у Л. Ф. Козлова (1979).

Наиболее полно кинематика хвостовой лопасти дельфина учтена в гидродинамической модели, рассмотренной в работе (Зайцев, Федотов, 1986). К сожалению, численные расчеты проведены для устаревших кинематических данных хвостовой лопасти (гармонический характер изменений угла атаки, слишком большая его величина — 10° , жесткая лопасть). Кроме того, применение весьма сложных численных методов решения системы уравнений движения лопасти затрудняет использование полученных результатов.

1.3.3. Сравнение с экспериментом

В работах (Wu, 1971b; Chopra, Kambe, 1977) предприняты попытки сравнить результаты теоретических расчетов с данными экспериментальных наблюдений характеристик плавания рыб и дельфинов, имевшимися в литературе (Fierstine, Walters, 1968; Lang, Daybell, 1963; Masuda, Araga, Yoshino, 1975). Эти попытки лишней раз иллюстрируют, насколько мало в литературе данных по экспериментальному изучению кинематики рыб и дельфинов. Даже на рубеже 20 и 21-го веков известно совсем немного (помимо упомянутых) экспериментальных работ по рыбам (Bainbridge, 1963; Magnuson, Prescott, 1966; Пятецкий, 1970а,б; Пятецкий, Каян, 1971, 1972а; Hess, Videler, 1984; Videler, Hess, 1984; Muller, 1997) и дельфинам (Каян, 1974, 1979; Каян, Пятецкий, 1977, 1978; Пятецкий, 1975; Пятецкий, Каян, 1972б, 1976; Videler, Kamermans, 1985; Янов, 1990б,в, 1995, 1996; Fish, 1993), в которых можно почерпнуть некоторые сведения о кинематике упомянутых животных. (Наши собственные результаты будут использованы для сравнения с теорией в 7 главе).

В таблице 1.3 приведены экспериментальные данные, характеризующие кинематику и гидродинамику дельфина *Lagenorhynchus obliquidens*, опубликованные в работе (Lang, Daybell, 1963) и данные о плавании Wavyback skipjack, опубликованные в работе (Fierstine, Walters, 1968) и взятые нами из работы (Chopra, Kambe, 1977). Причем данные о длине тела рыбы, размере хорды ее хвостового плавника и отношении S_T/S_B площади хвоста к площади тела в работе отсутствуют. Поэтому данные о длине тела и хорды хвоста взяты из работы

Таблица 1.3. КИНЕМАТИЧЕСКИЕ И ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЕЛЬФИНА LAGENORHINCHUS OBLIQUIDENS (LANG, DAYBELL, 1963) И РЫБЫ WAVYBACK SKIPJACK (FIESTINE, WALTERS, 1968) (ПО: ЧОПРА, КАМБЕ, 1977).

	L , см	U , см/с	$Re = \frac{UL}{\nu}$	$V_0 = \frac{\omega c_0}{U}$	$\epsilon_0 = \frac{h}{c_0}$	$\frac{S_T}{S_B}$
Lagenorhynchus obliquidens	200	510	$9.3 \cdot 10^6$	0.71	1.3	0.03
Wavyback skipjack	100	310–820	$(2.8–7.5) \cdot 10^6$	0.7–1.05	1.4–2.5	0.02

Таблица 1.4. ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ СИЛЫ, РАССЧИТАННЫЕ ПО ДАННЫМ ТАБЛИЦЫ 1.3.

	B1 ($b_0 = 0.8$; $\theta = 0.8$)			B2 ($b_0 = 1.0$; $\theta = 0.8$)		
	C_T	$\epsilon_0^2 C_T$	C_D	C_T	$\epsilon_0^2 C_T$	C_D
Lagenorhynchus obliquidens	0.17	0.29	0.01	0.19	0.32	0.01
Wavyback skipjack	0.17–0.31	0.6–1.2	0.01–0.03	0.19–0.38	0.74–1.48	0.15–0.03

(Masuda, Araga, Yoshino, 1975), а отношение S_T/S_B оценено по имевшимся в упомянутой работе фотографиям. К тому же имеющиеся данные приведены с большим разбросом, что уже само по себе внушает определенное недоверие.

Данные таблицы 1.3. были использованы авторами работы (Чопра, Камбе, 1977) для вычисления гидродинамических сил (коэффициентов тяги и сопротивления). Результаты вычислений приведены в таблице 1.4 для формы хвостовых плавников, аппроксимированной теоретическими крыльями B1 и B2 (см. рис. 1.28) при значении параметра $\theta = 0.8$, и положений оси вращения крыла $b_0 = 0.8$ и $b_0 = 1.0$ (ось вращения крыла расположена на расстоянии от передней кромки, равно соответственно 0.8 и 1.0 длины хорды).

Анализ данных таблицы 1.4 прежде всего показывает, что расчетные значения коэффициента сопротивления дельфина значительно меньше, чем у рыбы, но в то же время почти в 3 раза выше, чем у соответствующего тела вращения при турбулентном обтекании. Авторы работы (Чопра, Камбе, 1977) анализируют возможные причины такого завышения коэффициента сопротивления. Расчет проведен для крыла с удлинением 8, в то время как у дельфина (по оценкам авторов упомянутой работы) удлинение равно 5.4. Учет этого мог бы снизить коэффициент сопротивления на 6%. Более корректная оценка подсосывающей силы еще снизила бы эту величину на 10%. Кроме того, в расчете принята величина $\theta = 0.8$. Авторы допускают, что эта величина реально у рыб и дельфинов может быть больше. Действительно в работе (Yates, 1983) высказано предположение о том, что у дельфина, кинематические данные которого представлены в

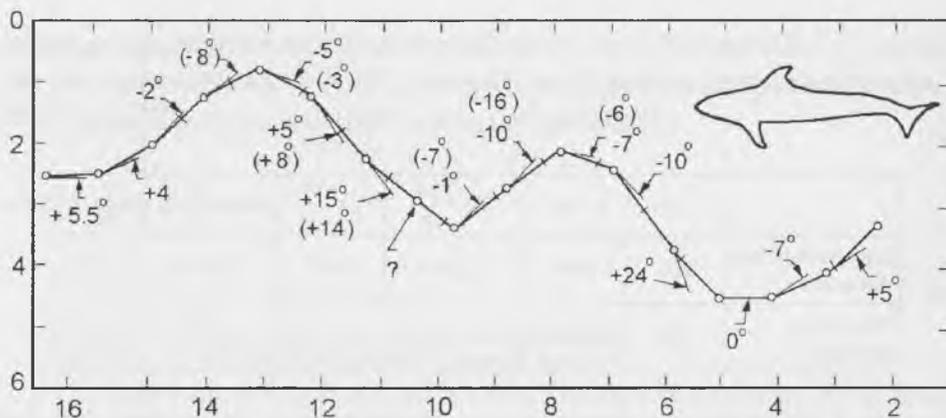


Рис. 1.31. Фрагмент кинематической картины хвостовой лопасти дельфина по данным работы (LANG, DAYBELL, 1963). Пояснения в тексте.

Таблица 1.5. Геометрические и гидродинамические характеристики дельфина *Lagenorhynchus obliquidens* (LANG, DAYBELL, 1963) (по: WU, 1971).

L , м	S , м ²	S_f , м ²	R , м	l_0 , м	λ , м	h , м	U , м/с
2.0	1.512	0.047	0.51	0.188	5.4	0.25	5.1

работе (Lang, Daybell, 1963) и приведены в работах (Wu, 1971b; Chopra, Kambe, 1977), угол наклона лопасти к горизонтальной оси составляет величину $\alpha = 0.66$. При этом значении угла наклона лопасти параметр $\theta = 0.9$. Если принять, что $\theta = 0.9$, коэффициент сопротивления снизится в два раза. Таким образом, оценки, проведенные авторами работы (Chopra, Kambe, 1977), весьма приблизительны. Тем не менее они делают вывод о том, что обтекание дельфинов подобно турбулентному обтеканию гладкой поверхности с соответствующим ламинарным участком. Обтекание же рыб характеризуется как обтекание шероховатой поверхности.

Более детальный анализ характеристик плавания дельфинов по данным работы (Lang, Daybell, 1963) сделаны Ву (1971b). Он приводит в своей работе фрагмент кинематической картины хвостовой лопасти дельфина, взятый из работы (Lang, Daybell, 1963), и анализирует его (рис. 1.31).

В таблице 1.5 приведены геометрические характеристики дельфина, определенные Ву по данным работы (Lang, Daybell, 1963), а также некоторые дополнительные кинематические характеристики. В таблице использованы следующие обозначения: L — длина тела дельфина, S — площадь поверхности тела, S_f — поверхность хвостовой лопасти, R — размах лопасти, l_0 — центральная хорда, λ — удлинение, h — амплитуда колебаний хвоста.

Исходной посылкой для Ву в процессе оценок служило предположение, что при постоянстве скорости плавания дельфина сила тяги уравновешивается

силой сопротивления. При этом силу сопротивления (а следовательно, и силу тяги) он оценивает, считая, что дельфин обтекается потоком как жесткое тело с 40%-ным ламинарным участком в передней части его тела. В этом случае коэффициент трения он принимает равным $c_D = 0.0027$, соответственно сила трения равна

$$D = c_D \frac{1}{2} \rho U^2 S. \quad (1.245)$$

Коэффициент тяги хвостовой лопасти определяется из выражения

$$C_{T_0} = \frac{D}{\frac{1}{4} \pi \rho U^2 \frac{1}{2} S_l} = 0.11. \quad (1.246)$$

Далее Ву вычисляет относительную амплитуду колебаний хвостовой лопасти $\left(\frac{1}{2} \xi_0 \right)$, входящую в выражение (1.218), для принятого им закона движения

$$\frac{1}{2} \xi_0 = \frac{h}{l} = 4.15, \text{ тогда } \xi_0 = 8.3. \quad (1.247)$$

Здесь для вычислений использована величина l — эффективная средняя полухорда хвостовой лопасти, равная 0.06 м. Дело в том, что теория Ву развита для крыла бесконечного размаха с постоянной хордой. Ву считает, что принятая им величина средней полухорды лучше соответствует его двумерной теории. Это, по-видимому, самая значительная натяжка в оценках Ву. Приведенную частоту Ву вычисляет по формуле

$$\sigma = \frac{\omega l}{U} = \frac{2\pi l}{\lambda_0} = 0.228. \quad (1.248)$$

При этом он использует принятую им величину средней полухорды l и длину волны λ_0 траектории, описываемой хвостовой лопастью (по рис. 1.31), которая, по его оценкам, равна 1.65 м. Далее он вычисляет коэффициент нагрузки хвостовой лопасти как

$$\bar{C}_{T_0} = \frac{C_{T_0}}{\xi_0^2} = 1.6 \cdot 10^{-3}. \quad (1.249)$$

Используя полученные значения σ и \bar{C}_{T_0} и предполагая, что движения хвостового плавника оптимальны, по рис. 1.24 и 1.27 и расчетным соотношениям (1.221)–(1.232) оценены следующие величины: $\eta = 0.99$; $Z_p = 0.104$; $\alpha_p = 263^\circ$; $\theta = 0.92$; $x_0/2l = 0.793$. Здесь $x_0/2l$ — относительное положение оси вращения хвостового плавника. Остальные обозначения в той части предыдущего параграфа, где изложена теория Ву.

Ву теоретически оценил также значения угла между хвостовой лопастью и направлением траектории её движения, которые показаны на рис. 1.31 в круг-

Таблица 1.6. ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЕЛЬФИНА *TURSIOPS TRUNCATUS* (по: КАЯН, 1979).

U , мс ⁻¹	α , рад	l_0 , м	L , м
2.3	0.52	0.24	2.4

лых скобках. Результаты оценок хорошо согласуются с измеренными значениями (цифры без скобок). Однако, такое согласие следует считать, по-видимому, случайным. В Главе 6 показано, что аппроксимация хвостовой лопасти дельфина плоской пластиной приводит к завышенным в несколько раз оценкам угла атаки лопасти.

Анализ результатов оценок показывает, что фазовый сдвиг α_p между поступательным и вращательным движениями хвостовой лопасти, а также положение оси вращения действительно близки к оптимальным. Значения же η , по-видимому, завышены. Это не удивительно для двумерной теории, что ранее уже отмечалось и особенно наглядно иллюстрируется рис. 1.29.

Помимо рассмотренных работ (Lang, Daybell, 1963; Wu, 1971b), позднее появились и другие экспериментальные работы (Пятецкий, Каян, 1975; Каян, 1979; Романенко, 1980а, 1986а; Videler, Kamermans, 1985), содержащие данные, необходимые для проведения сравнения с теорией.

В приведенные выше наиболее важные параметры плавания дельфинов

$$\sigma = \frac{\omega l}{U} \text{ и } \theta = \frac{U \operatorname{tg} \alpha}{\omega h} \quad (1.250)$$

входят отношения величин ω/U и U/h , которые к настоящему времени хорошо изучены. Здесь h — амплитуда колебаний хвоста. Для соотношения величин ω и U получена хорошо проверенная зависимость (Козлов, 1983), в частности, для дельфинов афалин:

$$\omega = 2\pi \left(1.05 \frac{U}{L} + 0.25 \right). \quad (1.251)$$

Что же касается соотношения U и h , то для этого вида дельфинов имеются сводные данные в книге Козлова (1983) и данные, приведенные в работе (Fish, 1993). Необходимая для расчетов величина α для этого же вида, представляющая собой амплитуду угла наклона хвостовой лопасти к оси движения, а также величина центральной хорды l_0 и длина тела животного L содержатся в работе (Каян, 1979) для скорости $U = 2.3$ мс⁻¹. Эти данные сведены в таблице 1.6.

Используя соотношения (1.250 и 1.251), данные таблицы 1.6 и полагая $h = 0.1L$ (по данным Fish, 1993), получим следующие оценки для отношения амплитуды колебаний к центральной хорде ε , приведенной частоты σ , параметра θ и КПД η , показанные в таблице 1.7. Здесь σ вычислено с использованием полной центральной хорды. Значение η , соответствующее величине σ , оценено по рис. 1.30, взятому из работы (Чорга, Kambe, 1977). На этом рисунке приведены данные для прямоугольного крыла бесконечного размаха ($A = \infty$) и крыла с удлин-

ТАБЛИЦА 1.7. ЗНАЧЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ, РАССЧИТАННЫЕ ПО ДАННЫМ ТАБЛИЦЫ 1.6.
ПОЯСНЕНИЯ В ТЕКСТЕ.

$U, \text{ мс}^{-1}$	$\epsilon = \frac{h}{l_0}$	σ	θ	η
2.3	1.0	0.82	0.7	0.79

нением, равным 8 ($A = 8$) (пунктирная линия). Влияние большой амплитуды колебаний на этом рисунке учтено лишь для крыла бесконечного размаха. Если предполагать, что влияние большой амплитуды будет аналогичным и для крыла конечного размаха, имеющего удлинение $A = 4$ (хвостовая лопасть дельфина *Tursiops truncatus*), то значение η еще несколько уменьшится.

По теории Ву (1971b) можно также оценить положение оси вращения хвостовой лопасти дельфинов *Tursiops truncatus*, используя данные, приведенные в таблице 1.7. Оценка показывает, что ось вращения расположена на расстоянии 0.83 хорды от переднего края лопасти.

Анализ полученных оценок показывает, что значения параметра θ и положение оси вращения хвостового плавника дельфинов *Tursiops truncatus* хорошо согласуются с оптимальными значениями, предсказанными теоретически.

В заключение этого раздела следует отметить, что, по-видимому, теория, развитая в работе (Chopra, Kambe, 1977), с поправкой на большую амплитуду колебаний наиболее полно учитывает характерные особенности полулунного хвостового плавника. Тем не менее в этой теории не все учтено. Не учтено, например, влияние толщины хвостового плавника, поправка на большую амплитуду носит качественный характер и сделана лишь для прямоугольного крыла бесконечного размаха и только для одного значения $\theta = 0.6$, не учтена гибкость плавника.

1.3.4. Особенности скомброидного способа плавания

Как уже отмечалось, скомброидный способ плавания, по мнению Лайтхилла, является более прогрессивным по сравнению с угревидным. Он характеризуется более высоким гидромеханическим коэффициентом полезного действия. Причина этого состоит в том, что при скомброидном способе в отличие от угревидного уменьшается вероятность образования вихревой пелены на кромках спинного и брюшного плавников. При скомброидном плавании относительная амплитуда боковых смещений собственно тела рыбы существенно меньше, чем при угревидном. Образование вихревой пелены на кромках плавников, наиболее вероятное при угревидном способе плавания, приводит к тому, что суммарный импульс в вихревом следе рыбы оказывается не точно в фазе с боковой скоростью колебаний хвостового плавника. В результате тяга увеличивается в меньшей степени (за счет дополнительного импульса вихревой пелены спинного и брюшного плавников), чем потери энергии в следе. Однако скомброидный способ плавания обладает и определенным недостатком по сравнению с угревидным. При скомброидном способе заметнее проявляется так называемая “отда-

ча” — реакция тела рыбы на силы, приложенные главным образом в хвостовой части. Она проявляется как рыскание передней части тела рыбы в процессе активного движения. Это явление практически отсутствует при угревидном способе, когда в колебаниях участвуют все участки тела рыбы, а не только хвостовая часть. Наличие такой “отдачи” при скобродном способе должно приводить к дополнительным затратам энергии и, следовательно, к уменьшению коэффициента полезного действия. Эти дополнительные потери могли бы свести на нет упомянутые выше преимущества скобродного способа перед угревидным, если бы не определенные морфологические изменения, присущие скобродным рыбам, которые сводят к минимуму явление “отдачи”. Лайтхилл (1977а) детально рассмотрел и количественно оценил это явление. Он считает, что с учетом явления “отдачи” закон деформации тела скобродной рыбы можно записать в виде

$$h = H(x) \cos \left[\omega \left(t + \frac{l-x}{C} \right) \right] + [h_1 + h_3(l-x)] \cos \omega t + [h_2 + h_4(l-x)] \sin \omega t. \quad (1.252)$$

Первый член в правой части представляет собой закон деформации, который был бы обусловлен собственно мышечными сокращениями, если бы отсутствовало явление “отдачи”. Соответственно второй и третий члены отражают смещения элементов тела под влиянием явления “отдачи”. Здесь h_1 , h_2 , h_3 и h_4 — постоянные величины, $H(x)$ — амплитудная функция, обусловленная мышечными сокращениями, l — длина тела рыбы, C — скорость локомоторной волны, x — текущая координата точек тела в системе координат, связанной с телом рыбы. Если мы обратимся к выражению для развиваемой рыбой общей тяги, полученному ранее, и перепишем его в виде

$$\bar{T} = \left[m \left\{ \left(v_n \frac{\partial h}{\partial t} \right) - \frac{1}{2} v_n^2 \right\} \right]_{x=l}, \quad (1.253)$$

то входящие в это выражение величины с учетом закона деформации (1.252) будут иметь вид

$$v_n = - \left[\omega \left(1 - \frac{U}{C} \right) H(l) + \omega h_1 + U h_4 \right] \sin \omega t + \left[U \left(\frac{\partial H}{\partial x} \right)_{x=l} + \omega h_2 - U h_3 \right] \cos \omega t \quad (1.254)$$

и

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -\omega [H(l) + h_1] \sin \omega t + \omega h_2 \cos \omega t. \quad (1.255)$$

Наилучшая корреляция величин v_n и $\frac{\partial h}{\partial t}$, как легко заметить, будет при $h_1 = h_2 = h_3 = h_4 = 0$, т. е. при отсутствии явления “отдачи”. При этих условиях тяга будет максимальной. Правда, при этом требуется выполнение еще одного условия $\left(\frac{\partial H}{\partial x} \right)_{x=l} = 0$. Это условие еще раньше Лайтхилл предлагал как условие

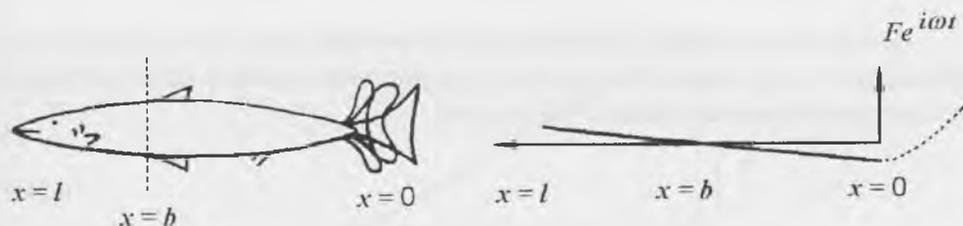


Рис. 1.32. СХЕМА, ПОЯСНЯЮЩАЯ МЕХАНИЗМ ЯВЛЕНИЯ “ОТДАЧИ”. ПОЯСНЕНИЯ В ТЕКСТЕ (ПО: LIGHTHILL, 1977).

оптимизации эффективности плавания при угревидном способе. Реально у рыб это условие может и не выполняться. В этом случае условие оптимизации можно получить из требования наилучшей корреляции величин v_n и $\frac{\partial h}{\partial t}$, которые можно записать на основании (1.254) и (1.255) в виде

$$U \left(\frac{\partial H}{\partial x} \right)_{x=l} + \omega h_2 - U h_3 = 0 \quad (1.256)$$

и

$$h_2 = 0. \quad (1.257)$$

Отсюда вытекает, что

$$h_3 = \left(\frac{\partial H}{\partial x} \right)_{x=l} \neq 0. \quad (1.258)$$

Лайтхилл (1977а) провел количественный анализ с целью оценить положение оси рыскания и величину амплитуды рыскания тела scombroидной рыбы, обусловленных явлением “отдачи”. При этом он учитывал не только силу, приложенную к хвостовому плавнику F (рис. 1.32), но и силу сопротивления, испытываемую телом рыбы при боковых рыскающих движениях. Скорость боковых движений различных участков тела рыбы Лайтхилл представляет в общем виде

$$v_n = v_{n1} e^{i\omega x}, \quad (1.259)$$

где v_n и v_{n1} могут быть комплексными величинами. Сила сопротивления боковому движению рыбы с достаточной точностью может быть представлена в виде $kps(v_{n1})v_n$, где

$$k = \frac{8}{3\pi} = 0.85 \quad (1.260)$$

и

$$s = s_m \left[4 \frac{x}{l} \left(1 - \frac{x}{l} \right) \right]. \quad (1.261)$$

Последнее выражение представляет собой приближительное распределение высоты тела рыбы вдоль ее длины. Полезно также задаться распределением колебательной скорости вдоль тела в форме

$$v_{n1} = v_{n0} \left(1 - \frac{x}{b} \right). \quad (1.262)$$

Здесь $x = b$ представляет собой ось рыскания; b — действительное число в отличие от v_n , которое может быть комплексным и представляет собой амплитуду осцилляций боковой скорости в точке $x = 0$ (на кромке хвоста).

Далее Лайтхилл записывает уравнение импульсов в виде

$$i\omega \int_0^l \rho s^2 v_{n1} dx = - \int_0^l k \rho s |v_{n1}| v_{n1} dx + F_0, \quad (1.263)$$

где $F = F_0 e^{i\omega t}$, множитель $e^{i\omega t}$ везде опущен. Левая часть представляет собой временную производную импульса жидкости, приводимой в движение колеблющимся телом, интегрированную по длине тела, правая же часть — сумму действующих боковых сил, включая силы сопротивления боковому движению (интеграл в правой части). Аналогично записывается уравнение углового момента

$$i\omega \int_0^l x \rho^2 v_{n1} dx = - \int_0^l x k \rho s |v_{n1}| v_{n1} dx. \quad (1.264)$$

Здесь момент сил вычисляется относительно точки $x = 0$, в которой приложена сила F . Левая часть (1.264) с учетом (1.262) и (1.261) принимает форму

$$\frac{4i\omega \rho s_m^2 v_{n0} l^2}{15} \left(1 - \frac{4}{7} \frac{l}{b} \right), \quad (1.265)$$

которая исчезает при $b = 0.571l$. Правая часть может быть записана в виде

$$- \frac{k \rho s_m |v_{n0}| v_{n0}}{15l^2 b^2} \left[2lb^5 - b^6 - (l-b)^6 + 4l(l-b)^5 - 5l^2(l-b)^4 \right], \quad (1.266)$$

которая исчезает при $b = 0.589l$.

За ось рыскания можно принять значение b в промежутке между полученными значениями, т. е.

$$b \approx 0.58l. \quad (1.267)$$

С учетом полученных результатов уравнение импульсов (1.263) преобразуется в

$$0.074i\omega \rho s_m^2 l v_{n0} + 0.051 \rho s_m l |v_{n0}| v_{n0} = F_0. \quad (1.268)$$

Второй член в левой части обусловлен влиянием сопротивления боковому движению. Если им пренебречь, получим чисто “реактивный” случай, когда боковая скорость, определяемая выражением

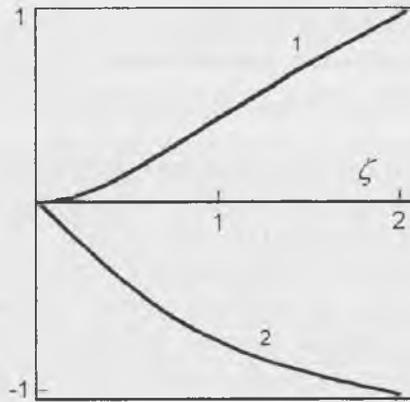


Рис. 1.33. Действительная (1) и мнимая (2) части соотношения (1.270) в зависимости от величины (ζ) (по: LIGHTHILL, 1977).

$$v_{nR} = \frac{F_0}{0.074i\omega\rho s_m^2 l}, \quad (1.269)$$

сдвинута по фазе относительно F_0 на 90° . Такой сдвиг по фазе силы и скорости реакции не должен приводить к дополнительным потерям энергии. Однако наличие резистивного члена в уравнении (1.268) нарушает это условие.

С учетом (1.269) полное выражение (1.268) можно переписать в виде

$$v_{n0} \left(1 + 0.69 \frac{|v_{n0}|}{i\omega s_m} \right) = v_{nR}. \quad (1.270)$$

Действительная и мнимая части этого выражения легко вычисляются и показаны на рис. 1.33 в функции величины

$$\zeta = \frac{v_{nR}}{-i\omega s_m} = \frac{F_0}{0.074\omega^2 \rho s_m^3 l}. \quad (1.271)$$

Эта величина представляет собой отношение реактивного отклика тела рыбы на воздействие силы F_0 к отклику, в котором боковые смещения задней кромки при $x = 0$ имеют амплитуду, равную максимальной высоте тела s_m . Мнимая часть $\text{Im}(v_{n0})$ всегда отрицательна и поэтому расположена ниже оси на рис. 1.33, в то время как действительная часть $\text{Re}(v_{n0})$, приводящая к диссипации энергии, всегда положительна и расположена выше оси. Из рис. 1.33 следует интересный вывод. Если ζ мало по сравнению с 1 (например, когда $\zeta \leq 0.2$), “отдача” почти чисто реактивна, т. е. $\text{Re}(v_{n0})$ много меньше, чем $\text{Im}(v_{n0})$, и с достаточной точностью можно считать, что $v_{n0} = v_{nR}$. При этих условиях дополнительные потери мощности пренебрежимы.

Условие $\zeta \leq 0.2$ означает, что движение “отдачи” представляет собой боковое смещение с амплитудой, меньшей $0.2s_m$ на всей длине тела рыбы. Причем

наибольшая величина смещения относится к точке тела $x = 0$ (точка приложения силы F). Отсюда следует очень важный вывод: рыбе предпочтительнее иметь возможно большей высоту тела s_m , в этом случае легче выполняться условию малости ζ .

Лайтхилл считает, что у рыб, плавающих скомброидным способом, наблюдаются соответствующие морфологические изменения, направленные на сведение к минимуму явления рыскания (явления "отдачи"). Во-первых, это увеличение высоты передней части тела, приводящее к значительному росту ее присоединенной массы. Во-вторых, уменьшение сечения участка тела между средней частью и хвостовым плавником, участка, непосредственно примыкающего к хвостовому плавнику. Колебательная скорость этой части уже значительна, но не вносит решающего вклада в создание тяги. При значительном сечении эта часть имела бы заметную присоединенную массу и увеличивала бы величину "отдачи". Такая морфология рыб, плавающих скомброидным способом, позволяет реализовать преимущества скомброидного способа, отмеченные выше, и свести к минимуму его недостатки ("отдачу").

Приведенный теоретический анализ Лайтхилла не учитывает продольной скорости движения рыбы. Однако специальное рассмотрение этого вопроса показывает, что при скорости плавания, когда величина $U/\omega l$ имеет значение не более 0.1, влиянием продольной скорости на эффект "отдачи" можно пренебречь.

В работе (Kambe, 1978) развита теория "отдачи" Лайтхилла для более общего случая. В дополнение к тому, что было учтено Лайтхиллом, добавлено еще: 1) прямолинейное движение с постоянной скоростью U , 2) сопротивление прямолинейному движению рыбы и 3) возможность схода вихревой пелены в задней части тела рыбы с кромок спинных и брюшных плавников.

Однако следует отметить, что проведенные в работе численные оценки мало отличаются от оценок Лайтхилла. В частности, по оценкам работы (Kambe, 1978), ось рыскания должна располагаться на расстоянии $0.42l$ от носа рыбы, что практически совпадает с оценкой Лайтхилла по более простой теории. Анализ, проведенный в работе (Kambe, 1978), позволяет также сделать вывод, что потери энергии, связанные с явлением "отдачи", значительно меньше в случае, когда отсутствует сход вихревой пелены со спинных и брюшных плавников. Именно стремлением уменьшить сход вихревой пелены с плавников автор работы (Kambe, 1978) объясняет способность некоторых быстроходных рыб убирать плавники в специальные углубления на теле.

Эти оценки положения оси рыскания автор работы (Kambe, 1978) сравнивает с положениями минимумов амплитудной функции колебаний некоторых рыб, исследованных Байнбриджем (1963). Он считает, что минимумы амплитудной функции совпадают с осями рыскания. По данным Байнбриджа, у трех исследованных им видов рыб эти минимумы расположены соответственно на расстояниях от носа $0.36l$, $0.31l$ и $0.29l$, что неплохо согласуется с оценками Лайтхилла и работы (Kambe, 1978). Некоторое отличие от оценочного значения ($0.42l$) объясняется асимметрией расположения массы по длине тела рыбы, не

учитываемой теорией. Однако здесь может быть и другое объяснение, которое мы дадим в следующей главе, посвященной закону деформации тела активно плывущих рыб и дельфинов.

Проведенный анализ особенностей скомброидного способа плавания рыб показывает, что в первом приближении для его описания применима, по-видимому, теория тонкого тела, развитая Лайтхиллом, его последователями, а также академиком Г. В. Логвиновичем, даже без учета явления “отдачи”, поскольку природа обеспечила скомброидных рыб морфологическими особенностями, сводящими к минимуму вредные побочные эффекты. В тех случаях, когда это оказывается возможным, необходимо добывать экспериментальные данные об истинном законе деформации тела активно плывущего животного, который неизбежно включает в себя как результат мышечной деятельности, так и эффект “отдачи”. Использование такого закона при оценке энергетических и силовых параметров плавания животных будет наиболее корректным.

1.3.5. Применимость гипотезы стационарности при оценке гидродинамических сил, развиваемых полулунным плавником

Рассмотренные выше теории полулунного хвостового плавника в значительной степени являются приближенными. Даже теория, развитая в работе (Chopra, Kambe, 1977), наиболее полно отражающая характерные особенности полулунного плавника, далека от совершенства. Она не учитывает ряд важных особенностей, таких, как толщина плавника, амплитуда колебаний и др. Поэтому в интересах экспресс-оценки развиваемых плавником сил часто приходится пользоваться соотношениями, полученными для крыла в стационарном потоке, и считать, что действующие на крыло силы определяются мгновенными значениями угла атаки и мгновенной скоростью движения крыла (гипотеза стационарности). Однако необходимо знать те предельные значения параметров движения хвостового плавника или аппроксимирующего его крыла, при которых гипотеза стационарности перестает работать.

В работе (Довгий, Каян, 1981) экспериментально исследовались пропульсивные характеристики жесткого прямоугольного крыла с профилем NASA — 0015 и удлинением $\lambda = 3$. Крыло крепили в потоке воды на специальных тягах, с помощью которых задавали крылу вертикальные колебания по гармоническому закону $y = A_0 \cos \omega t$, где A_0 — амплитуда колебаний. Тяги шарнирно крепились в среднем сечении крыла по концам хорды профиля. Координаты кромок крыла в этом случае изменялись по законам:

передней кромки

$$y_1 = A_0 \cos \omega t, \quad (1.272)$$

задней кромки.

$$y_2 = A_0 \cos(\omega t - \varphi). \quad (1.273)$$

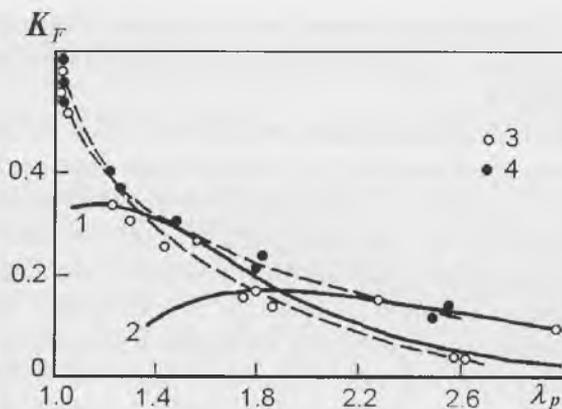


Рис. 1.34. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ТЯГИ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ λ_p ПРИ $A_0 = 0.06$ м. 1, 2 — РАСЧЕТНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ $\varphi = 36$ И 18° ; 3, 4 — ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ $\varphi = 36$ И 18° ; ПО ДАННЫМ РАБОТЫ (ДОВГИЙ, КАЯН, 1981).

На рис. 1.34 приведены экспериментальные данные для коэффициента тяги в зависимости от параметра $\lambda_p = \frac{U}{\omega A_0}$, где U — продольная компонента скорости потока. Данные получены при двух значениях фазового сдвига колебаний кромок крыла 36 и 18° , амплитуде колебаний $A_0 = 0.06$ м. На том же рисунке приведены соответствующие теоретически рассчитанные зависимости (кривые 1 и 2) без учета подсосывающих сил.

Видно, что при фазовом сдвиге 36° расчетные значения, основанные на гипотезе стационарности, согласуются с экспериментальными с достаточной точностью при величинах λ_p от 1.1–1.2 и выше. Если учесть подсосывающие силы, пределы применимости гипотезы стационарности еще расширятся в сторону меньших значений λ_p .

Используя данные, представленные в таблицах 1.5–1.7 и в работе (Fish, 1993), нетрудно оценить значения параметра λ_p , характеризующие кинематику хвостового плавника дельфина. Оценки показали, что при изменении скорости плавания дельфина от 2 до 6 мс^{-1} величина λ_p изменяется от 1.16 до 1.36.

Прежде чем делать какие-либо выводы из анализа оценок, необходимо отметить, что для кинематики хвостовой лопасти дельфина афалины характерен фазовый сдвиг колебаний, близкий к 90° , тогда как в работе (Довгий, Каян, 1981), изучены колебания модельного крыла при фазовых сдвигах 18° и 36° . Тем не менее данные оценок позволяют считать, что теория крыла, основанная на гипотезе стационарности, применима с достаточной точностью к оценке характеристик плавникового движителя дельфина афалины при скорости его плавания 2 мс^{-1} и выше. К сожалению, невозможно провести аналогичные оценки для других видов дельфинов и для рыб с полулунным плавником, так как отсутству-

ют необходимые для расчета параметры их кинематики. Выводы о применимости гипотезы стационарности, подобные сделанным выше, вытекают также из анализа работ (Гребешов, Сагоян, 1976; Коренная, 1981).

1.3.6. Гидродинамические силы, действующие на жесткое крыло при его движении с большими амплитудами поперечных и угловых колебаний

В настоящем разделе рассмотрены две модели движения крыла: малоамплитудное движение и движение с большими амплитудами линейных и угловых колебаний (Пушков, Романенко, 2000). Это сделано с целью сравнения результатов оценок развиваемых гидродинамических сил разными методами, а также с целью сравнения теоретических оценок с имеющимися экспериментальными данными.

Плоская малоамплитудная задача о неустановившемся движении тонкого профиля была рассмотрена в частности в работах Л.И. Седова (1966) и А.И. Некрасова (1948). В случае малых колебаний профиля относительно некоторого основного движения авторами были получены выражения для гидродинамических сил, допускающие простое физическое толкование.

Пусть имеется тонкое крыло, движущееся в безграничном объеме жидкости, покоящейся на бесконечности, и движение крыла можно представить в виде основного движения со скоростью U_0 и наложенного на него добавочного движения с малыми перемещениями и скоростями. При рассмотрении движения крыла в подвижной системе координат XOY , движущейся со скоростью U_0 , полагалось, что при колебаниях с задней кромки профиля сходит линия разрыва скоростей или вихревая пелена и на задней кромке выполняется условие Чаплыгина-Жуковского о конечности скорости. При этом были получены следующие выражения для подъемной силы Y , нормальной к линии профиля, и подсосывающей силы X , направленной вдоль линии профиля:

$$Y = -m^* \frac{dv_n}{dt} - 2\rho\pi a U_0 (v_n - a\omega_z/2) - \rho a U_0 \int_a^\infty \frac{\gamma(\xi, t) d\xi}{\sqrt{\xi^2 - a^2}} \quad (1.274)$$

$$X = 2\rho\pi a \left(v_n + (1/2\pi) \int_a^\infty \frac{\gamma(\xi, t) d\xi}{\sqrt{\xi^2 - a^2}} \right)^2,$$

где $m^* = \rho\pi(b/2)^2$ — присоединенная масса профиля, $b/2$ — половина хорды, a — амплитуда колебаний крыла, v_n — нормальная скорость в центре профиля, $\omega_z = d\vartheta/dt$ — угловая скорость, $\gamma(\xi, t)$ — вихревая интенсивность в следе на расстоянии ξ от центра крыла.

Несложными преобразованиями выражения (1.274) можно представить в виде:

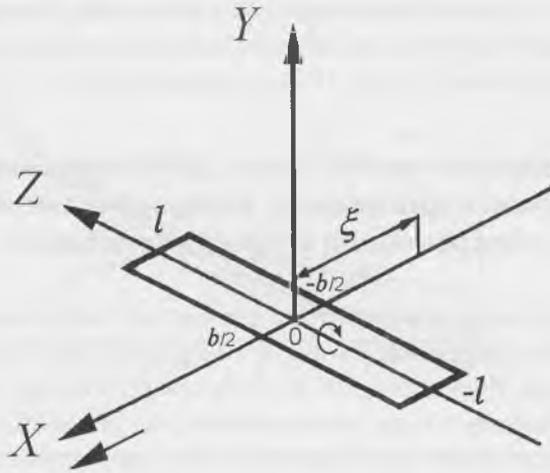


Рис. 1.35. СХЕМА, ПОЯСНЯЮЩАЯ ПОСТАНОВКУ ЗАДАЧИ.

$$Y = -m^* \frac{dv_n}{dt} - \rho U_0 \Gamma \quad (1.275)$$

$$X = m^* v_n \omega_z + \rho v_n \Gamma - 2\rho \pi a u_* (v_n - u_*)$$

Здесь величину $\Gamma = 2\pi a(v_n - a\omega_z / 2 - u_*)$ можно рассматривать как

присоединенную циркуляцию (Некрасов, 1948), а $u_* = \frac{1}{2\pi} \int_a^\infty \frac{\gamma(\xi, t) d\xi}{\sqrt{\xi^2 - a^2}}$ как не-
которую эффективную вызванную скорость, обусловленную наличием за кры-
лом вихревой пелены.

В представлении подсосывающей силы (1.275) первый член совпадает с решением плоской задачи о движении профиля при отсутствии циркуляции, второй является циркуляционным и его можно рассматривать как проекцию силы Жуковского $Y = \rho U \Gamma$ (где U — абсолютная скорость движения центра профиля). Третья составляющая по своей структуре аналогична выражению для индуктивного сопротивления X_i крыла конечного размаха при его стационарном движении. В самом деле, схема несущей линии Прандтля приводит к формуле:

$$X_i = \rho \pi \int_{-l}^l b u_{mi} (v_n - u_{mi}) dz, \quad (1.276)$$

где $b = b(z)$ — хорда крыла в сечении z , l — полуразмах крыла, v_n — нормальная скорость крыла, $u_{mi} = u_{mi}(z)$ — скорость, индуцируемая вихревой пеленой в точках несущей линии.

Рассмотрим задачу о неустановившемся движении крыла конечного размаха (рис. 1.35) в постановке, аналогичной постановке в плоской задаче. При

этом пусть форма крыла в плане будет симметрична относительно центральной линии OZ . Будем полагать, что в случае неустановившегося движения крыла конечного размаха влияние следа на гидродинамические характеристики крыла можно так же, как в плоской задаче, учесть введением некоторой эффективной индуцируемой скорости. При этом будем считать применимым метод плоских сечений и будем допускать справедливость соотношений, аналогичных (1.275)

$$Y = -m^* \frac{dv_n}{dt} - \rho U_0 \int_{-l}^l \Gamma(z) dz,$$

$$X = m^* v_n \omega_z + \rho v_n \int_{-l}^l \Gamma(z) dz - X_i, \quad (1.277)$$

где m^* — присоединенная масса крыла, $X_i = \rho \pi \int_{-l}^l b(z) f_*(z) (v_n - f_*(z)) dz$ — индуктивное “сопротивление”, f_* — некоторая эффективная скорость, индуцируемая вихревой пеленой, остающейся в следе, v_n — нормальная скорость крыла в точках его оси симметрии OZ , $b(z)$ — хорда крыла в сечении $z = \text{const}$, l — полуразмах крыла.

Так как v_n не зависит от z , для X_i можно сделать оценку “сверху”:

$$X_i \leq \rho \pi S \frac{v_n^2}{4}, \quad (1.278)$$

где S — площадь крыла.

Из последнего выражения следует, что при нестационарном движении крыла конечного размаха коэффициент индуктивного сопротивления не должен превышать величины $C_{X_i} \leq \pi \alpha^2 / 2$, где $\alpha = v_n / U_0$ — мгновенный угол атаки крыла, U_0 — скорость основного движения.

Сравнения полученной оценки “сверху” для C_{X_i} со стационарными характеристиками крыльев удлинений $\lambda = 2-5$ показывают, что реальные значения C_{X_i} действительно меньше указанной оценки и незначительно отличаются от нее. Это значит, что для крыльев таких удлинений вихревая пелена, остающаяся за крылом при его стационарном движении с некоторым углом атаки α , практически обеспечивает максимальное значение $C_{X_i} = C_{X_i} / 2$ за счет создаваемых ею индуктивных скосов потока и, следовательно, дополнительные скосы, порождаемые вихрями, сбегаящими вследствие нестационарного движения крыла, в силу оценки (1.278) не смогут существенно увеличить величину C_{X_i} .

Воспользуемся такой оценкой “сверху” индуктивного сопротивления для определения подсосывающей силы X и проекции T гидродинамических сил на ось OX колеблющегося крыла конечного размаха.

Учитывая (1.277), можно записать с учетом профильного сопротивления:

$$T = m^* v_n \omega_z - \left(Y + m^* \frac{dv_n}{dt} \right) \frac{v_n}{U_0} - Y \vartheta - X_i - \frac{\rho U_0^2 S}{2} C_p, \quad (1.279)$$

где C_p — коэффициент профильного сопротивления, а индуктивное сопротивление X_i определяется выражением (1.278).

Пусть $V_y = dy/dt$ — поперечная скорость крыла в его центре, тогда $v_n = V_y - U_0 \vartheta$ и

$$X = m^* v_n \omega_z - \left(Y + m^* \frac{dv_n}{dt} \right) \frac{v_n}{U_0} - X_i,$$

$$T = m^* v_n \omega_z - Y \frac{V_y}{U_0} - m^* \frac{dv_n}{dt} \frac{v_n}{U_0}. \quad (1.280)$$

Таким образом, если известны величины m^* и Y , выражения (1.278) и (1.280) позволяют оценить подсосывающую силу и проекцию гидродинамических сил на ось OX . В каждом конкретном случае при определении X и T для Y и m^* можно воспользоваться известными численными решениями (Белоцерковский, 1971).

Рассмотрим случай движения прямоугольного крыла, когда на основное движение со скоростью U_0 вдоль оси OX накладываются поперечные колебания и угловые колебания относительно точки, отстоящей на четверть хорды от передней кромки

$$y = a \sin \omega t, \quad (1.281)$$

$$\vartheta = \vartheta_0 + \vartheta_1 \cos \omega t. \quad (1.282)$$

Для T будем иметь

$$T = X_0 - Y\vartheta - X_i - \frac{\rho U_0^2 S}{2} C_p, \quad (1.283)$$

или для коэффициента тяги

$$k_T = \frac{2T}{\rho S (U_0^2 + (a\omega)^2)} = k_{x0} - k_{TC} - k_i - \frac{U_0^2 C_p}{(U_0^2 + (a\omega)^2)}, \quad (1.284)$$

где X_0 и k_{x0} — соответственно подсосывающая сила и коэффициент подсосывающей силы без учета индуктивного сопротивления, k_{TC} — коэффициент тянущей силы, k_i — коэффициент индуктивного сопротивления, C_p — коэффициент формы, ϑ — угол, составляемый нормалью к плоскости крыла с осью OY .

Величина подъемной силы в линейном приближении определяется выражением (точки над буквами обозначают производные по времени)

$$Y = \frac{\rho U_0^2}{2} S \left(-C_y^\alpha \frac{v_n}{U_0} - C_y^{\dot{\alpha}} \frac{\dot{v}_n b}{U_0^2} + C_y^{\omega_z} \frac{\omega_z b}{U_0} + C_y^{\dot{\omega}_z} \frac{\dot{\omega}_z b^2}{U_0^2} \right) \quad (1.285)$$

Здесь $C_y^\alpha, C_y^{\dot{\alpha}}, C_y^{\omega_z}, C_y^{\dot{\omega}_z}$ — коэффициенты гидродинамических производных. В данном случае для определения проекции гидродинамических сил на ось OY

Таблица 1.8. Коэффициенты гидродинамических производных (по: Белоцерковский, 1971).

Sh	C_y^α	$C_y^{\dot{\alpha}}$	$C_n^{\omega_n}$	$C_y^{\dot{\omega}_z}$
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		

найдем закон движения крыла относительно его центра. Вертикальная скорость центра крыла будет:

$$V_y = a\omega \cos \omega t + (b/4)\omega \vartheta_1 \sin \omega t, \quad (1.286)$$

Нормальная скорость в центре крыла определится выражением:

$$v_n = V_y - U_0 \vartheta = (a\omega - U_0 \vartheta_1) \cos \omega t + (b/4)\omega \vartheta_1 \sin \omega t - U_0 \vartheta_0. \quad (1.287)$$

Еще несколько необходимых соотношений

$$\begin{aligned} \dot{v}_n &= -(a\omega - U_0 \vartheta_1)\omega \sin \omega t + (b/4)\omega^2 \vartheta_1 \cos \omega t, \\ \omega_z &= \dot{\vartheta} = -\vartheta_1 \omega \sin \omega t, \\ \dot{\omega}_z &= -\vartheta_1 \omega^2 \cos \omega t. \end{aligned} \quad (1.288)$$

Коэффициенты гидродинамических производных зависят от числа Струхаля, которое имеет вид

$$Sh = \frac{\omega b}{U_0}, \quad (1.289)$$

и представлены в таблице 1.8.

Определим отдельно тянущую, подсосывающую силы и индуктивное сопротивление.

Для тянущей силы будем иметь:

$$-Y\vartheta = -\frac{\rho U_0^2}{2} S \vartheta \left(-C_y^\alpha \frac{v_n}{U_0} - C_y^{\dot{\alpha}} \frac{\dot{v}_n b}{U_0^2} + C_y^{\omega_z} \frac{\omega_z b}{U_0} + C_y^{\dot{\omega}_z} \frac{\dot{\omega}_z b^2}{U_0^2} \right) \quad (1.290)$$

Используя формулы (1.281), (1.282), (1.284) и (1.286)–(1.288), а также учитывая, что величина ϑ_1^2 очень мала, для среднего за период колебания крыла значения коэффициента тянущей силы получим следующее выражение

$$\bar{k}_{TC} = \frac{C_y^\alpha \lambda_p^2}{\lambda_p^2 + 1} \left[\vartheta_0^2 - \frac{1}{2} \vartheta_1 \left(\frac{1}{\lambda_p} - \vartheta_1 \right) \right], \quad (1.291)$$

где

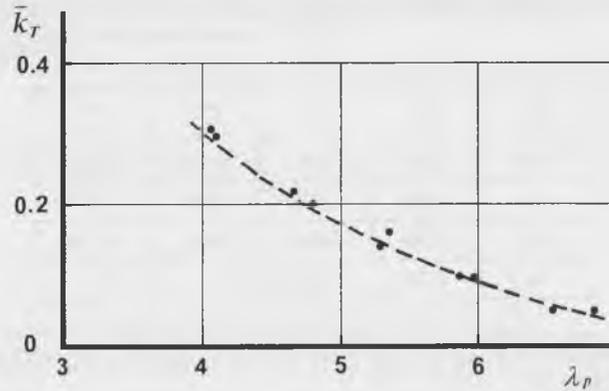


Рис. 1.36. Сравнение теоретической зависимости \bar{k}_T от λ_p с экспериментальной для прямоугольного крыла с профилем NASA-0015 при поперечных и угловых колебаниях.

$$\lambda_p = \frac{U_0}{a\omega}. \quad (1.292)$$

В соответствии с (1.280) подсосывающую силу можно представить в виде (без индуктивного сопротивления)

$$X_0 = m * v_n \omega_z - \left(Y + m * \frac{dv_n}{dt} \right) \frac{v_n}{U_0}. \quad (1.293)$$

Используя те же соотношения и условия, что и при выводе формулы (1.291), а также учитывая, что $C_y^{\omega_z} \ll C_y^{\alpha}$ (см. таблицу 1.8), получим коэффициент подсосывающей силы

$$\bar{k}_{x_0} = \frac{C_y^{\alpha} \lambda_p^2}{(\lambda_p^2 + 1)} \left[\vartheta_0^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\lambda_p} - \vartheta_1 \right)^2 \right]. \quad (1.294)$$

Для оценки индуктивного сопротивления воспользуемся выражением (1.279). Используя формулы (1.281), (1.282), (1.284), (1.286) и (1.287), получим коэффициент индуктивного сопротивления

$$\bar{k}_i = \frac{\pi}{2} \frac{\lambda_p^2}{(\lambda_p^2 + 1)} \left[\vartheta_0^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\lambda_p} - \vartheta_1 \right)^2 \right]. \quad (1.295)$$

Подставив (1.291), (1.294) и (1.295) в (1.284), получим выражение для усредненного по времени значения коэффициента тяги

$$\bar{k}_T = \frac{\lambda_p^2}{(\lambda_p^2 + 1)} \left[\frac{C_y^{\alpha}}{2} \left(\frac{1}{\lambda_p} - \vartheta_1 \right) \frac{1}{\lambda_p} - \frac{\pi}{4} \left(\frac{1}{\lambda_p} - \vartheta_1 \right)^2 - \frac{\pi}{2} \vartheta_0^2 - C_p \right]. \quad (1.296)$$

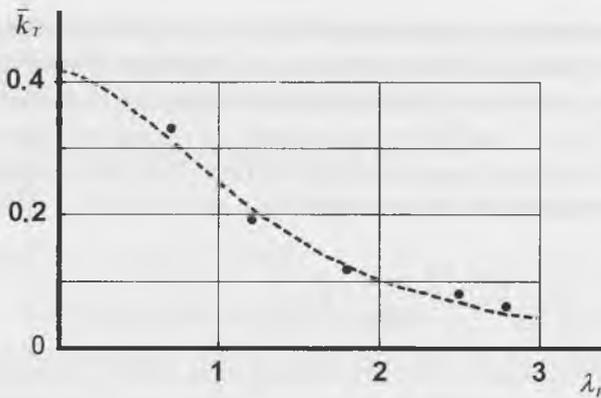


Рис. 1.37. Сравнение теоретической зависимости \bar{k}_T от λ_p с экспериментальной для прямоугольного крыла с профилем NASA-0015 при поперечных колебаниях.

Последние два члена в квадратных скобках правой части не зависят от переменных параметров крыла, а определяются лишь его стационарными характеристиками и могут быть объединены

$$C_{x0} = \frac{\pi}{2} \vartheta_0^2 + C_p. \quad (1.297)$$

Здесь C_{x0} — коэффициент сопротивления крыла при стационарном движении с углом тангажа ϑ_0 .

На рис. 1.36 приведена теоретическая зависимость величины \bar{k}_T от λ_p для прямоугольного крыла с профилем NASA-0015 (удлинение равно 4) при $a/b = 0.285$, $\vartheta_0 = 3.7^\circ$, $\vartheta_1 = 3^\circ$, $C_{x0} = 0.012$ (значение C_{x0} взято из работы Гребешова, Сагояна, 1976). При этом зависимость коэффициента C_y^α от числа Струхала $Sh = \omega b/U_0$ была взята из работы (Белоцерковский, 1971) (см. таблицу 1.8). На этом же рисунке нанесены экспериментальные точки для соответствующего движения крыла, взятые из работы Гребешова, Сагояна (1976). Как видно, теоретические оценки хорошо согласуются с экспериментальными данными. В работе Гребешова, Сагояна (1976) приведены результаты экспериментальных исследований двух крыльев различной относительной толщины: крыла с профилем ЦАГИ KB-1-7 относительной толщины 7% и крыла с профилем NASA-0015 относительной толщины 15%. Однако мы проводим сравнение теоретических оценок с экспериментальными пропульсивными характеристиками крыла NASA-0015 большей относительной толщины потому, что для этого крыла наиболее полно соблюдаются условия безотрывного обтекания в большом диапазоне изменений угла атаки, принятые при выводе оценочных формул. По данным эксперимента гидродинамические характеристики двух упомянутых крыльев являются близкими лишь при малых углах атаки, меньших 8° . При больших же значениях мгновенного угла атаки подсасывающая сила для тонкого крыла не реализуется в должной мере из-за частичного или полного срывного обтекания.

Рассмотрим теперь случай гармонических плоскопараллельных колебаний крыла конечного размаха. Пусть на основное движение крыла со скоростью U_0 вдоль оси OX с углом атаки ϑ_0 наложены плоскопараллельные колебания по закону $y = a \sin \omega t$, где a — амплитуда колебаний, ω — циклическая частота. Определим среднюю за период колебаний крыла тягу. Для этого воспользуемся формулой (1.296), упростив ее, полагая $\vartheta_1 = 0$:

$$\bar{k}_T = \frac{\lambda_p^2}{(\lambda_p^2 + 1)} \left[\frac{1}{2} \left(C_y^\alpha - \frac{\pi}{2} \right) \frac{1}{\lambda_p^2} - C_{x0} \right]. \quad (1.298)$$

На рис. 1.37 приведена теоретическая зависимость величины \bar{k}_T от λ_p в соответствии с формулой (1.298) для того же крыла, что и раньше, при $\vartheta_0 = 3.7^\circ$, и нанесены экспериментальные точки из работы Гребшова, Сагояна (1976). Как видно, и в данном случае наблюдается хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных.

Теперь перейдем к случаю больших амплитуд колебаний крыла.

Рассмотрим движение крыла конечного размаха в неограниченном объеме жидкости. Пусть форма крыла в плане является симметричной относительно оси OZ в системе координат $OXYZ$, движущейся с постоянной скоростью U_0 в направлении OX . Движение крыла задается периодическим законом колебаний $y = y(t)$ и $\vartheta = \vartheta(t)$ (рис. 1.35), ϑ — угол наклона крыла к плоскости OXY — угол тангажа. Будем допускать, что при больших амплитудах поперечных и угловых колебаний мгновенные значения угла атаки являются малыми величинами и характер обтекания крыла является безотрывным. Тогда, исходя из физических закономерностей, для составляющих гидродинамических сил в рассматриваемом случае будут справедливы соотношения, аналогичные (1.277):

$$\begin{aligned} Y &= -m^* \frac{dv_n}{dt} - \rho U \cos \alpha \int_{-l}^l \Gamma(z) dz, \\ X &= m^* v_n \omega_z + \rho v_n \int_{-l}^l \Gamma(z) dz - X_j. \end{aligned} \quad (1.299)$$

Подъемная сила Y , нормальная к плоскости крыла, включает составляющую, обусловленную влиянием инерционности среды, и циркуляционную составляющую. Вектор подсосывающей силы X в плоскости крыла перпендикулярен оси OZ . Величина X определяется значениями инерционного члена $m^* v_n \omega_z$, циркуляционного $\rho v_n \int_{-l}^l \Gamma(z) dz$ и индуктивного сопротивления X_j . Циркуляционные составляющие в соотношениях для подъемной и подсосывающей сил являются соответствующими проекциями силы Жуковского $\rho U \int_{-l}^l \Gamma(z) dz$, нормальной к вектору мгновенной скорости движения крыла U .

В выражениях (1.299): U — абсолютная скорость движения крыла (относительно неподвижной жидкости); v_n — нормальная к плоскости крыла составляющая скорости U ; m^* — присоединенная масса крыла; Γ — циркуляция в сечении крыла Z ; ρ — плотность жидкости; $\omega = \frac{d\vartheta}{dt}$.

Величины U , v_n определены в точках оси симметрии крыла OZ .

$$v_n = V_y \cos \vartheta - U_0 \sin \vartheta = U \sin \alpha, \quad (1.300)$$

где $V_y = dy/dt$, α — мгновенный угол атаки крыла.

Проекция составляющих гидродинамических сил на ось OX , будет:

$$T = X \cos \vartheta - Y \sin \vartheta - \frac{\rho S U^2}{2} C_p \cos \vartheta. \quad (1.301)$$

На основании (1.299) и (1.301) выражение для T можно представить в виде:

$$T = m^* \frac{d(v_n \sin \vartheta)}{dt} + \rho V_y \int_{-l}^l \Gamma(z) dz - X_i \cos \vartheta - \frac{\rho S U^2}{2} C_p \cos \vartheta. \quad (1.302)$$

Из последнего соотношения следует что при периодическом законе колебаний, среднее за период колебания крыла значение T будет в основном определяться циркуляционным членом и индуктивным сопротивлением.

В линейном приближении аналогично случаю малых колебаний крыла для подъемной силы Y может быть сделана следующая оценка:

$$\begin{aligned} Y &= -m^* \frac{dv_n}{dt} - \rho U \cos \alpha \int_{-l}^l \Gamma(z) dz = \\ &= \frac{\rho U^2}{2} S \left(-C_y^\alpha \frac{v_n}{U} - C_y^{\dot{v}_n} \frac{\dot{v}_n b}{U^2} + C_y^{\omega_z} \frac{\omega_z}{U} + C_y^{\dot{\omega}_z} \frac{\dot{\omega}_z b^2}{U^2} \right) \end{aligned} \quad (1.303)$$

При оценках Y примем, как и раньше, что коэффициенты гидродинамических производных являются постоянными в течение периода колебаний, зависящими от числа Струхала (см. таблицу 1.8).

Исходя из (1.302) и (1.303), а также учитывая, что $U \sin \theta = V_y$, будем иметь:

$$\begin{aligned} T &= m^* \frac{d(v_n \sin \vartheta)}{dt} + \frac{\rho S}{2} \left(C_y^\alpha v_n V_y + b \left\{ C_y^{\dot{v}_n} - \frac{2m^*}{\rho S b} \right\} \dot{v}_n \sin \theta - b C_y^{\omega_z} \omega_z V_y - b^2 C_y^{\dot{\omega}_z} \dot{\omega}_z \sin \theta \right) - \\ &- X_i \cos \vartheta - \frac{\rho S U^2}{2} C_p \cos \vartheta. \end{aligned} \quad (1.304)$$

$\theta = \alpha + \vartheta$ — угол наклона траектории движения крыла.

Определим среднее за период колебания крыла значение \bar{T} в случаях, когда:

$$1) \quad y = a \sin \omega t, \quad \vartheta = \vartheta_1 \cos \omega t;$$

$$2) \quad y = a \sin \omega t, \quad \alpha = \alpha_1 \cos \omega t;$$

Можно показать, что в рассматриваемых случаях движения крыла выполняются следующие соотношения

$$\text{а) } \overline{\dot{v}_n \sin \theta} = 0 ;$$

$$\text{б) } \overline{\omega_z V_y} = 0 ;$$

Запишем очевидные равенства

$$\overline{\dot{v}_n \sin \theta} = \frac{d(\overline{v_n \sin \theta})}{dt} - \overline{v_n \cos \theta \dot{\theta}} = -U_0 \alpha \dot{\theta} ;$$

$$\theta = \arctg \frac{V_y}{U_0}, \quad \dot{\theta} = \frac{U_0 \dot{V}_y}{U_0^2 + V_y^2}.$$

$$\text{При усреднении по времени получим: } \int_0^{\tau} (-U_0 \alpha \dot{\theta}) dt = 0.$$

Здесь τ — период колебания крыла.

При законе колебаний $y = a \sin \omega t$, $\vartheta = \vartheta_1 \cos \omega t$ равенство $\overline{\omega_z V_y} = 0$ является очевидным.

В случае, когда $y = a \sin \omega t$, $\alpha = \alpha_1 \cos \omega t$,

$$\omega_z V_y = \dot{\vartheta} V_y = (\dot{\theta} - \dot{\alpha}) V_y = \frac{U_0 V_y \dot{V}_y}{U_0^2 + V_y^2} - \dot{\alpha} V_y,$$

$$\overline{\omega_z V_y} = \int_0^{\tau} \frac{U_0 V_y \dot{V}_y}{U_0^2 + V_y^2} dt = 0, \quad \int_0^{\tau} \dot{\alpha} V_y dt = 0.$$

Таким образом, в рассматриваемом случае движения крыла среднее за период колебания значение T определится квазистационарным приближением:

$$\bar{T} = \frac{\rho S}{2} (C_y^\alpha \overline{v_n V_y} - C_y^{\omega_z} b^2 \overline{\omega_z \sin \theta}) - X_l \overline{\cos \vartheta} - \frac{\rho S}{2} C_p \overline{U^2 \cos \vartheta}. \quad (1.305)$$

Или, на основании (1.278):

$$\bar{T} = \frac{\rho S}{2} (C_y^\alpha \overline{v_n V_y} - C_y^{\omega_z} b^2 \overline{\omega_z \sin \theta}) - \frac{\rho \pi S}{4} \overline{v_n^2 \cos \vartheta} - \frac{\rho S}{2} C_p \overline{U^2 \cos \vartheta}. \quad (1.306)$$

При оценке T в случае закона колебаний $y = a \sin \omega t$, $\vartheta = \vartheta_1 \cos \omega t$ можно воспользоваться выражением:

$$v_n = V_y \cos \vartheta - U_0 \sin \vartheta.$$

Разлагая функции $\cos \vartheta$, $\sin \vartheta$ в ряд Тейлора, для среднего значения $\overline{v_n V_y}$ получим:

$$\overline{v_n V_y} = U_0^2 \vartheta_1^2 \frac{a\omega}{U_0 \vartheta_1} \left(\frac{1}{2} \left(\frac{a\omega}{U_0 \vartheta_1} - 1 \right) - \frac{3}{8} \frac{\vartheta_1^2}{2!} \left(\frac{a\omega}{U_0 \vartheta_1} - \frac{1}{3} \right) + \right. \\ \left. + \frac{5}{16} \frac{\vartheta_1^4}{4!} \left(\frac{a\omega}{U_0 \vartheta_1} - \frac{1}{5} \right) - \frac{35}{128} \frac{\vartheta_1^6}{6!} \left(\frac{a\omega}{U_0 \vartheta_1} - \frac{1}{7} \right) + \dots \right) \quad (1.307)$$

или, учитывая (1.292), можно представить в ином виде

$$\overline{v_n V_y} = U_0^2 \frac{1}{\lambda_p} \left(\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\lambda_p} - \vartheta_1 \right) - \frac{3}{8} \frac{\vartheta_1^2}{2!} \left(\frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{3} \vartheta_1 \right) + \right. \\ \left. + \frac{5}{16} \frac{\vartheta_1^4}{4!} \left(\frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{5} \vartheta_1 \right) - \frac{35}{128} \frac{\vartheta_1^6}{6!} \left(\frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{7} \vartheta_1 \right) + \dots \right) \quad (1.308)$$

Для оценки величины $b^2 \dot{\omega}_z \sin \theta$, входящей в формулу (1.306), нам понадобятся следующие соотношения

$$\dot{\omega}_z = \frac{d^2(\vartheta)}{dt^2} = \frac{d^2(\vartheta_1 \cos \omega t)}{dt^2} = -\vartheta_1 \omega^2 \cos \omega t,$$

$$\sin \theta = \sin(\vartheta + \alpha) = \sin \vartheta \cos \alpha + \cos \vartheta \sin \alpha \cong \sin \vartheta + \alpha \cos \vartheta,$$

$$\theta = \arctg \frac{V_y}{U_0},$$

$$\alpha = \arctg \frac{V_y}{U_0} - \vartheta \cong \frac{V_y}{U_0} - \frac{1}{3} \left(\frac{V_y}{U_0} \right)^3 + \frac{1}{5} \left(\frac{V_y}{U_0} \right)^5 - \frac{1}{7} \left(\frac{V_y}{U_0} \right)^7 - \vartheta_1 \cos \omega t,$$

$$\cos \vartheta \cong 1 - \frac{\vartheta^2}{2} + \frac{\vartheta^4}{24}.$$

Здесь мы воспользовались разложением функций $\arctg \frac{V_y}{U_0}$ и $\cos \vartheta$ в ряд.

Причем для первой функции мы ограничились четырьмя членами, а для второй — тремя. Мы воспользовались также условием малости угла атаки. В итоге путем несложных преобразований получаем

$$\overline{b^2 \dot{\omega}_z \sin \theta} = \\ = -\frac{\vartheta_1 U_0^2}{2} (Sh)^2 \left[\frac{1}{\lambda_p} \left(1 - \frac{1}{4\lambda_p^2} + \frac{1}{8\lambda_p^4} - \frac{5}{64\lambda_p^6} \right) - \frac{3\vartheta_1^2}{8\lambda_p} \left(1 - \frac{5}{18\lambda_p^2} + \frac{7}{48\lambda_p^4} - \frac{3}{32\lambda_p^6} \right) + \right. \\ \left. + \frac{5\vartheta_1^4}{192\lambda_p} \left(1 - \frac{7}{24\lambda_p^2} + \frac{63}{400\lambda_p^4} - \frac{33}{320\lambda_p^6} \right) + \frac{1}{4} \vartheta_1^3 \left(1 - \frac{1}{12} \vartheta_1^2 \right) \right] \quad (1.309)$$

Аналогично для выражений $\overline{v_n^2 \cos \vartheta}$ и $\overline{U^2 \cos \vartheta}$, входящих во второй и третий члены правой части формулы (1.306) для тяги, получим

$$\overline{v_n^2 \cos \vartheta} = \frac{1}{2} U_0^2 \left[\left(\frac{1}{\lambda_p} - \vartheta_1 \right)^2 - \frac{9}{8} \vartheta_1^2 \left(\frac{1}{\lambda_p^2} - \frac{14}{9} \frac{\vartheta_1}{\lambda_p} + \frac{5}{9} \vartheta_1^2 \right) + \right. \\ \left. + \frac{15}{32} \vartheta_1^4 \left(\frac{1}{\lambda_p^2} - \frac{10}{9} \frac{\vartheta_1}{\lambda_p} + \frac{7}{27} \vartheta_1^2 \right) - \frac{35}{512} \vartheta_1^6 \left(\frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{3} \vartheta_1 \right)^2 \right] \quad (1.310)$$

и

$$\overline{U^2 \cos \vartheta} = U_0^2 \left(1 + \frac{1}{2\lambda_p^2} - \frac{3\vartheta_1^2}{16\lambda_p^2} - \frac{\vartheta_1^2}{4} \right) \quad (1.311)$$

При выводе формул (1.310) и (1.311) также использовали разложение функций $\sin \vartheta$ и $\cos \vartheta$ в ряд Тейлора, но при этом ограничились лишь первыми двумя членами разложения. В этом случае ошибка не превышает 1.6 % для реальных кинематических параметров хвостовой лопасти дельфина (Романенко, Пушков, 1998).

Первые члены в выражениях (1.308), (1.310) и (1.311) определяют решение задачи в рамках малоамплитудной теории и, будучи подставлены в формулу (1.306), дают выражение, в точности совпадающее с формулой (1.296) при условии $\vartheta_0 = 0$:

Как следует из (1.296) и (1.306), оценка T на основании малоамплитудной теории будет завышенной.

Полезно отдельно оценить долю подсасывающей силы в формуле (1.306), которую без учета индуктивного сопротивления на основании соотношений (1.299), (1.300) и (1.303), а также в предположении малости угла атаки можно представить в виде

$$X_s = X_0 \cos \vartheta = m^* v_n \omega_z \cos \vartheta - m^* v_n \alpha \cos \vartheta + \\ \frac{\rho S}{2} \left(C_s^\alpha v_n^2 + C_s^\alpha \dot{v}_n b \alpha - C_s^{\omega_z} \omega_z b v_n - C_s^{\omega_z} \dot{\omega}_z b^2 \alpha \right) \cos \vartheta \quad (1.312)$$

Усредняя это выражение по времени за один период колебания, получим

$$\overline{X_s} = \frac{\rho S}{2} \left(C_s^\alpha \overline{v_n^2 \cos \vartheta} - C_s^{\omega_z} \overline{b^2 \dot{\omega}_z \alpha \cos \vartheta} \right) \quad (1.313)$$

Здесь

$$\overline{v_n^2 \cos \vartheta} = \frac{U_0^2}{2} \left[\left(\frac{1}{\lambda_p} - \vartheta_1 \right)^2 - \frac{9}{8} \frac{\vartheta_1^2}{\lambda_p^2} \left(1 - \frac{5}{12} \vartheta_1^2 + \frac{35}{576} \vartheta_1^4 \right) + \right. \\ \left. \frac{7}{4} \frac{\vartheta_1^3}{\lambda_p} \left(1 - \frac{25}{84} \vartheta_1^2 + \frac{5}{192} \vartheta_1^4 \right) - \frac{5}{8} \vartheta_1^4 \left(1 - \frac{7}{36} \vartheta_1^2 + \frac{7}{576} \vartheta_1^4 \right) \right] \quad (1.314)$$

и

$$\overline{b^2 \dot{\omega} \alpha \cos \vartheta} = -\frac{\vartheta_1 U_0^2}{2} (Sh)^2 \left[\left(\frac{1}{\lambda_p} - \vartheta_1 \right) \left(1 - \frac{3}{8} \vartheta_1^2 + \frac{5}{192} \vartheta_1^4 \right) - \right. \\ \left. \frac{1}{4 \lambda_p^3} \left(1 - \frac{1}{2 \lambda_p^2} \right) + \frac{5}{48} \frac{\vartheta_1^2}{\lambda_p^3} \left(1 - \frac{21}{40 \lambda_p^2} \right) \right]. \quad (1.315)$$

При выводе формул (1.314), (1.315) использовали выражение для угла атаки

$$\alpha = \arctg \frac{V_y}{U_0} - \vartheta,$$

а функции $\arctg \frac{V_y}{U_0}$ и $\cos \vartheta$ разлагали в ряд и ограничивались первыми тремя членами разложения.

Оценим теперь величину тяги в случае, когда $y = a \sin \omega t$, $\alpha = \alpha_1 \cos \omega t$. При таком законе движения крыла будем иметь:

$$\overline{v_n V_y} = \alpha_1 a \omega \frac{\omega}{\pi} \int_0^{\pi/\omega} \cos^2 \omega t \sqrt{U_0^2 + (a\omega)^2 \cos^2 \omega t} dt = \\ = \frac{1}{2} \alpha_1 a \omega \left(1 + \frac{1}{4} \frac{(a\omega)^2}{2U_0^2 + (a\omega)^2} - \frac{1}{16} \frac{(a\omega)^4}{[2U_0^2 + (a\omega)^2]^2} + \dots \right) \sqrt{U_0^2 + (a\omega)^2/2}. \quad (1.316)$$

Выражение (1.316) получено на основании того, что

$$\cos^2 \omega t \sqrt{U_0^2 + (a\omega)^2 \cos^2 \omega t} = \frac{1}{2} (1 + \cos 2\omega t) \sqrt{U_0^2 + \frac{(a\omega)^2}{2}} \sqrt{1 + \frac{(a\omega)^2 \cos 2\omega t}{2U_0^2 + (a\omega)^2}} = \\ = \frac{1}{2} (1 + \cos 2\omega t) \sqrt{U_0^2 + \frac{(a\omega)^2}{2}} \left[1 + \frac{1}{2} \frac{(a\omega)^2 \cos 2\omega t}{2U_0^2 + (a\omega)^2} - \frac{1}{8} \frac{[(a\omega)^2 \cos 2\omega t]^2}{[2U_0^2 + (a\omega)^2]^2} + \dots \right]. \quad (1.317)$$

С учетом (1.292) формулу (1.316) можно записать

$$\overline{v_n V_y} = \frac{1}{2} U_0^2 \alpha_1 \frac{1}{\lambda_p} \left[1 + \frac{1}{4} \frac{1}{(2\lambda_p^2 + 1)} - \frac{1}{16} \frac{1}{(2\lambda_p^2 + 1)^2} + \dots \right] \sqrt{1 + \frac{1}{2\lambda_p^2}}. \quad (1.318)$$

Аналогично могут быть получены

$$\overline{b^2 \dot{\omega}_z \sin \theta} = -\frac{\alpha_1 U_0^2}{2} (Sh)^2 \left[\frac{1}{\lambda_p} \left(1 - \frac{3}{8\lambda_p^2} + \frac{5}{48\lambda_p^4} - \frac{35}{384\lambda_p^6} + \frac{7}{1536\lambda_p^8} \right) \right], \quad (1.319)$$

$$\text{и } \overline{v_n^2 \cos \vartheta} = \quad (1.320)$$

$$= \frac{U_0^2 \alpha_1^2}{2} \left(1 + \frac{3}{8\lambda_p^2} - \frac{5}{48\lambda_p^4} + \frac{49}{1152\lambda_p^6} - \frac{119}{1280\lambda_p^8} + \frac{4851}{230400\lambda_p^{10}} - \frac{1287}{153600\lambda_p^{12}} \right),$$

$$\overline{U^2 \cos \vartheta} = \quad (1.321)$$

$$= U_0^2 \left(1 + \frac{1}{4\lambda_p^2} - \frac{1}{16\lambda_p^4} + \frac{7}{288\lambda_p^6} - \frac{119}{2304\lambda_p^8} + \frac{21}{1280\lambda_p^{10}} - \frac{693}{153600\lambda_p^{12}} \right).$$

При выводе формул (1.319)–(1.321) так же, как и ранее, использовалось

разложение в ряд функций $\arctg \left(\frac{V_y}{U_0} \right)$ и $\cos \vartheta$.

Полученные формулы показывают, что в случаях гармонического изменения угла атаки и гармонического изменения угла тангажа мы будем иметь различную оценку составляющих гидродинамической силы \bar{T} .

Следует отметить, что полученные соотношения для гидродинамических сил определены для симметричного крыла в плане, когда ось вращения крыла совпадает с его осью симметрии. В случае, когда закон движения крыла изначально задан с другим положением оси вращения, для получения соответствующих пропульсивных характеристик необходимо заданный закон движения крыла предварительно привести к рассмотренному случаю движения. Мы лишь заметим, что, если закон движения крыла задать относительно оси его вращения, например, в виде закона движения оси вращения и закона изменения угла атаки в точках оси вращения, то положение оси вращения будет влиять на значения кинематических параметров v_n и V_0 в центре крыла и величину гидродинамических сил. При этом, в случае больших амплитудных значений угла тангажа влияние положения оси вращения на значение гидродинамических сил может быть существенным.

Особенности влияния положения оси вращения на пропульсивные характеристики крыла, близкого по форме к хвостовому плавнику дельфина, при

больших амплитудах поперечных и угловых колебаний были рассмотрены в работе Зайцева, Федотова (1986). Задача решалась численными методами в классической постановке о нестационарном обтекании бесконечно тонкого плоского крыла конечного размаха с образованием поверхности тангенциального разрыва скорости жидкости, которая сходит в поток с задней и боковых кромок крыла. Результаты расчетов пропульсивных характеристик были получены в частном случае гармонического изменения угла атаки с амплитудным значением, равным 10° . По результатам расчета при относительной амплитуде колебаний a/b и числе Струхала, равными 1 (b — корневая хорда крыла), смещение оси вращения крыла от центра корневой хорды к задней кромке крыла приводит к увеличению пропульсивных характеристик приблизительно в 1.5 раза. Именно этот случай, по-видимому, имеет место у дельфинов (Романенко, Пушков, 1998).

Для случая, когда ось вращения проходит через середину корневой хорды, было проведено сравнение пропульсивных характеристик, представленных в работе Зайцева, Федотова (1986) и получаемых по формулам (1.305) и (1.306) для прямоугольного крыла с удлинением, равным 4, при одинаковых законах движения. Расхождение результатов расчета составило не более 10% от значения пропульсивных характеристик.

Сходимость результатов вычисления гидродинамических сил по полученным формулам с имеющимися экспериментальными данными и данными работы Зайцева, Федотова (1986) подтверждает приемлемость сделанных при выводе формул допущений, правомочность использования соотношений для качественной и количественной оценки гидродинамических сил при неустановившемся движении крыла, в частности для оценки пропульсивных характеристик хвостовой лопасти дельфина. Тем не менее рассмотренная модель имеет ряд ограничений и не учитывает некоторые особенности хвостовой лопасти дельфина. В отличие от прямоугольного и жесткого крыла модели хвостовая лопасть дельфина эластична и имеет более сложную (полулунную) форму. Эластичность приводит к тому, что лопасть в процессе активного плавания дельфина заметно деформируется и обтекается потоком не как плоское крыло, а как “дужка”. Это обстоятельство, как показано в работах (Katz, Weihs, 1979; Bose, Lien, 1989)), приводит к уменьшению развиваемой тяги приблизительно на 20%. Форма крыла также заметно влияет на его тягу. В работе (Chopra, Kambe, 1977) рассмотрена малоамплитудная теория движения жестких крыльев конечного удлинения и различной формы передней и задней кромок — от прямых (прямоугольное крыло, в работе обозначенное как A1) до параболических, совершающих линейные и угловые колебания. Одно из крыльев (обозначено как B2) очень близко по форме к хвостовой лопасти дельфина. Анализ показал, что крыло, похожее на лопасть дельфина, создает большую тягу (приблизительно на 12%), чем прямоугольное при всех равных условиях.

1.4. Оценка предельных значений тяги и КПД движителей рыб и дельфинов при стремлении фазовой скорости локомоторной волны к скорости движения тела

Полученные в предыдущих разделах формулы для оценки энергетических и силовых параметров плавания рыб зависят, в частности, от соотношения величин U и C . Причем, как отмечалось неоднократно, положительная тяга возможна лишь при условии $C > U$. Интересно проанализировать, как будет изменяться тяга при стремлении $C \rightarrow U$. Из физических соображений очевидно, что при этом тяга должна стремиться к нулю. Этот же вывод можно получить и более строго, если обратиться к формуле для КПД, полученной Лайтхиллом на основе теории тонкого тела:

$$\eta = 1 - \frac{1}{2} \frac{\left(1 - \frac{U}{C}\right)^2 f^2(l) \overline{(g')^2} + U^2 (f')^2 \overline{g^2}}{\left(1 - \frac{U}{C}\right) f^2(l) \overline{(g')^2}} \quad (1.322)$$

Из этой формулы видно, что знаменатель во втором члене стремится к нулю при $C \rightarrow U$. При этом КПД стремится к $-\infty$. Для того чтобы КПД оставался ограниченным (в пределах $0 - 1$), следует потребовать стремления к нулю числителя, который представляет собой не что иное, как тягу, умноженную на скорость плавания.

Таким образом, если теория корректна, то при стремлении $C \rightarrow U$ тяга должна обращаться в нуль при ненулевом значении скорости плавания. Попробуем проанализировать рассмотренные выше теории плавания рыб и дельфинов с этой точки зрения.

Начнем с теории Лайтхилла. Напомним еще раз полученное Лайтхиллом выражение для тяги

$$\bar{T} = \frac{1}{2} \rho A(l) \left\{ \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)^2 - U^2 \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)^2 \right\}_{x=l} \quad (1.323)$$

Оценим значение тяги, приняв закон деформации в форме

$$h(x, t) = h_0(x) \cos \omega \left(t - \frac{x}{C} \right). \quad (1.324)$$

Выпишем подробно все производные, входящие в соотношение (1.323):

$$\begin{aligned} \frac{\partial h}{\partial t} &= -h_0 \omega \sin \omega \left(t - \frac{x}{C} \right), \\ \overline{\left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)^2} &= \frac{h_0^2 \omega^2}{2}, \\ \frac{\partial h}{\partial x} &= \frac{\partial h_0}{\partial x} \cos \omega \left(t - \frac{x}{C} \right) + \frac{h_0 \omega}{C} \sin \omega \left(t - \frac{x}{C} \right), \\ \overline{\left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)^2} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial h_0}{\partial x} \right)^2 + \frac{h_0^2 \omega^2}{2C^2}. \end{aligned} \quad (1.325).$$

Подставив производные в формулу (1.323), получим

$$\bar{T} = \frac{1}{2} \rho A(l) \left[\frac{h_0^2 \omega^2}{2} - \frac{U^2}{2} \left(\frac{\partial h_0}{\partial x} \right)_{x=l}^2 - \frac{U^2 h_0^2 \omega^2}{2C^2} \right] \quad (1.326)$$

и окончательно при $U = C$:

$$\bar{T} = -\frac{1}{4} \rho A(l) U^2 \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)_{x=l}^2. \quad (1.327)$$

Все величины, входящие в правую часть выражения (1.327), положительны, следовательно, тяга отрицательна.

Нетрудно показать, что теория Г. В. Логвиновича дает для тяги выражение, аналогичное выражению Лайтхилла (1.323). Следовательно, при $C = U$ и в этом случае тяга оказывается отрицательной.

Теперь оценим полученное Ву выражение для общей тяги (1.177) при условии $C \rightarrow U$ и принятом (1.324) законе деформации тела. Первый член, совпадающий с выражением для тяги, полученным Лайтхиллом (1.323), дает в этом случае отрицательное значение. Второй член после подстановки в него производных с учетом принятого закона деформации при $C = U$ приобретает вид:

$$-\frac{1}{2} \rho \int_0^1 \left\{ \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)^2 - U^2 \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)^2 \right\} \frac{\partial A}{\partial x} dx = \frac{1}{4} \rho \int_0^1 \left[U^2 \left(\frac{\partial h_0}{\partial x} \right)^2 \frac{\partial A}{\partial x} \right] dx. \quad (1.328)$$

Это выражение тоже отрицательно, если учесть, что $\frac{\partial A}{\partial x} < 0$ на участке $0 < x < 1$. Следовательно, общее выражение для тяги, полученное Ву, отрицательно при условии $C = U$ и принятом законе деформации.

Попробуем также оценить предельное значение тянущей силы, полученной по теории крыла (1.244), при $C = U$. Приняв, что закон деформации имеет вид (1.324), и помня, что

Таблица 1.9. Значения коэффициента тяги C_T при различных значениях приведенной частоты (σ) и волнового числа (α).

σ	C_T ($\alpha = \pi$)	C_T ($\alpha = \pi/2$)
1	-0.00267	-0.00206
2	-0.00211	-0.00027
4	0.00149	0.00586
6	0.00765	0.01554
8	0.01627	0.02884

$$v_n = \frac{\partial h}{\partial t} - V \frac{\partial h}{\partial x}, \quad (1.329)$$

получим

$$\bar{A} = \frac{2m^*(x_1)\omega^2 h_0^2}{\sqrt{\lambda^2 + 4 + 2}} \left(1 - \frac{V}{C}\right) - \frac{4m^*(x_1)\omega^2 h_0^2}{(\sqrt{\lambda^2 + 4 + 2})^2} \left(1 - \frac{V}{C}\right) - \frac{4m^*(x_1)V^2}{(\sqrt{\lambda^2 + 4 + 2})^2} \left(\frac{\partial h_0}{\partial x}\right)^2. \quad (1.330)$$

При условии $V=C$ соотношение (1.330) принимает вид

$$\bar{A} = - \frac{4m^*(x_1)V^2}{(\sqrt{\lambda^2 + 4 + 2})^2} \left(\frac{\partial h_0}{\partial x}\right)^2. \quad (1.331)$$

Тянущая сила так же, как и в предыдущих случаях, оказывается отрицательной.

Мы оценили предельные значения выражений для тяги и тянущей силы, полученных при решении пространственных задач. Может быть, при решении плоских задач дело обстоит иначе? Попробуем проверить это. Для этого воспользуемся таблицей 3 из работы (Uldrick, 1968) и сделаем из нее выборку рассчитанных значений коэффициента тяги C_T для профиля с относительной толщиной $\epsilon = 0.3$ при двух значениях волнового числа $\alpha = \pi$ и $\alpha = \pi/2$. Эта выборка дана в таблице 1.9. В первой графе даны значения приведенной частоты.

В случае $\alpha = \pi$ коэффициент тяги C_T должен переходить через нуль при $\sigma = \pi$. Это значение приведенной частоты соответствует равенству $U = C$. Действительно, при этом

$$\alpha = \sigma, \quad \frac{\omega}{C} = \frac{\omega}{U} \rightarrow U = C. \quad (1.332)$$

Путем линейной интерполяции нетрудно показать, что коэффициент тяги обращается в нуль при $\sigma = 3.17$, т. е. несколько большем значении, чем π . Еще более это заметно при $\alpha = \pi/2$. В этом случае коэффициент тяги должен переходить через нулевое значение при $\sigma = 1.57$. В таблице 1.9 переход через нуль осуществляется при $\sigma > 2$.

Таким образом, практически все существующие теории плавания рыб и дельфинов независимо от того, рассматриваются в них плоские или пространственные задачи, дают отрицательное значение тяги при условии $U = C$. Правда, это касается только задач, в которых в той или иной мере учитывается толщина тела, его объемность.

Эксперименты, поставленные с целью исследовать поведение колеблющихся профилей разной толщины в потоке воды постоянной скорости, также дают отрицательное значение тяги при $U = C$. Физически этого не должно быть. Тяга должна быть при этом равна нулю. Тело движется в канале жидкости и при $U = C$ не испытывает реакции с ее стороны. Налицо своего рода парадокс, который еще предстоит объяснить.

Есть еще один случай, когда противоречия не наблюдается. Это случай “угревидного” плавания, когда амплитуда локомоторной волны постоянна в пределах тела или по крайней мере на кромке хвоста. В этом случае в приведенных выше выражениях для предельного значения тяги

$$\frac{\partial h_0}{\partial x} = 0 \quad (1.333)$$

или

$$\left(\frac{\partial h_0}{\partial x} \right)_{x=l} = 0. \quad (1.334)$$

и тяга обращается в нуль при $U = C$.

Однако реально ни для каких рыб или дельфинов не выполняется условие постоянства амплитуды локомоторной волны. Условие же (1.334), может быть, и выполняется, но его трудно проверить экспериментально.

Интересно оценить предельное значение тяги при законе деформации, учитывающем явление “отдачи”, изученное теоретически Лайтхиллом. Примем закон деформации в форме, учитывающей явление “отдачи” и предложенной Лайтхиллом:

$$h = H(x) \cos \left[\omega \left(t + \frac{l-x}{C} \right) \right] + [h_1 + h_3(l-x)] \cos \omega t + [h_2 + h_4(l-x)] \sin \omega t, \quad (1.335)$$

и рассчитаем производные, входящие в выражение для тяги (1.323):

$$\begin{aligned} \frac{\partial h}{\partial t} &= -\omega H(x) \sin \left[\omega \left(t + \frac{l-x}{C} \right) \right] - \omega [h_1 + h_3(l-x)] \sin \omega t + \omega [h_2 + h_4(l-x)] \sin \omega t, \\ \frac{\partial h}{\partial x} &= \frac{\partial H}{\partial x} \cos \left[\omega \left(t + \frac{l-x}{C} \right) \right] + \frac{\omega H(x)}{C} \sin \left[\omega \left(t + \frac{l-x}{C} \right) \right] - h_3 \cos \omega t - h_4 \sin \omega t. \end{aligned} \quad (1.336)$$

Подставив эти производные в (1.323) и усреднив по времени, получим при $U = C$ и $x = l$:

$$\bar{T} = \frac{1}{2} \rho A(l) \left[\frac{\omega^2}{2} (h_1^2 + h_2^2) - \frac{U^2}{2} (h_3^2 + h_4^2) + \omega^2 H h_1 - \frac{U^2}{2} \left(\frac{\partial H}{\partial x} \right)^2 + \frac{U^2 h_3}{2} \left(\frac{\partial H}{\partial x} \right) + \frac{U \omega H h_4}{2} \right]. \quad (1.337)$$

В это выражение входит несколько членов, знак которых определить трудно, так как в них входят величины h_1 , h_2 , h_3 и h_4 , пока неизвестные. Они могут быть определены только в эксперименте с животными. Тем не менее есть возможность обращения в нуль тяги при $U = C$. Для этого выражение в квадратных скобках в правой части выражения (1.337) должно обращаться в нуль.

Таким образом, учет явления “отдачи”, вообще говоря, может исключить упомянутое выше противоречие. Однако есть и другие возможности, но о них мы будем говорить дальше.

1.5. Роль звука в эволюции локомоторной функции рыб

В процессе эволюции у низших водных позвоночных выработался способ движения за счет волнообразных колебаний тела. У большинства видов оно изгибается в горизонтальной плоскости и лишь у немногих типично донных рыб — скатов и камбал — в вертикальной. Судя по тому, что и предки этих донных рыб, и даже собственные личинки плавают как и все другие рыбы, изгибаясь в горизонтальной плоскости, способ плавания взрослых камбал и скатов приобретен ими вторично. Каковы могли быть причины возникновения нового способа плавания? Одно из объяснений дает акустика.

Вода, эта естественная среда обитания водных позвоночных, хорошо проводит звук, а колеблющиеся тела рыб являются источниками акустических волн низкой частоты, или инфразвука. Известно, что эффективность излучения звука и особенности его распространения в воде зависят от типа источника, точнее, от ориентации плоскости колебаний, а также от положения источника относительно поверхности воды и дна, т. е. границ раздела сред.

Колеблющееся тело рыбы можно представить в виде акустического диполя (схематически его изображают в виде стрелки): вертикального для камбал и скатов и горизонтального для остальных рыб (рис. 1.38). В любом случае акустические волны распространяются в воде и, дойдя до границы раздела сред, отражаются от нее. Для рыб, плавающих в верхних слоях водной толщи, такой ближайшей границей является свободная поверхность воды, а для придонных обитателей — поверхность дна. В первом случае волна отражается от границы, отделяющей более плотную среду (воду) от менее плотной (воздуха), а во вто-



Рис. 1.38. Схема, поясняющая постановку задачи.

ром — менее плотную (воду) от более плотной (дна). При расчете общей эффективности акустического излучения отраженные волны принято заменять дополнительными (воображаемыми) диполями в бесконечной водной среде. Оперировав диполями, можно увидеть, что у двух разных границ раздела сред воображаемые диполи всегда направлены в противоположные стороны, а общая эффективность акустического излучения будет складываться из полей истинного и воображаемого диполей. Так как вертикальные диполи (и истинный, и воображаемый) возле свободной поверхности воды, а горизонтальные вблизи дна направлены в одну сторону, их общее звуковое поле составит сумму полей обоих диполей. В то же время горизонтальные диполи вблизи поверхности воды и вертикальные возле дна направлены в противоположные стороны, и их общее

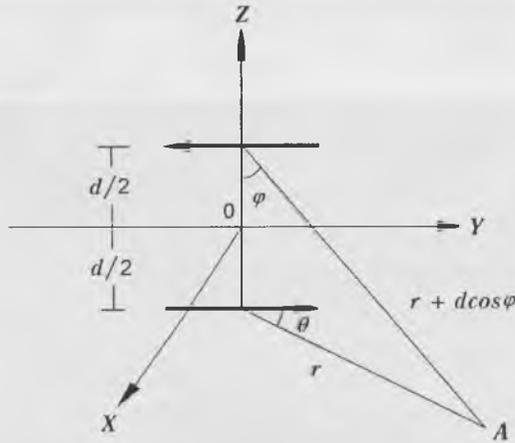


Рис. 1.39. Схема поперечного квадруполь в случае, когда отражающей поверхностью является граница раздела вода—воздух.

поле будет равно разности полей диполей. Поэтому рыбы с горизонтальной плоскостью колебаний, плавающие в верхних слоях воды, излучают значительно меньше звука, чем рыбы, которые плавали бы здесь же, но за счет вертикальных колебаний.

Рассмотрим математическую модель хвостового плавника рыбы как источника акустических волн. Уже было отмечено, что колеблющийся плавник представляет собой диполь. Комбинация основного и “отраженного” диполей называется квадруполь. В случае, когда момент основного диполя параллелен отражающей поверхности, квадруполь называется поперечным. Когда он перпендикулярен, квадруполь называется продольным.

Рассмотрим поле поперечного квадруполь в случае, когда отражающей поверхностью является граница раздела вода—воздух. Схема его показана на рис.1.39. Поле основного диполя можно записать в виде (Скучик, 1976):

$$P_1 = B \frac{\cos \theta}{r} \left(1 + \frac{1}{jkr} \right) e^{-jkr} e^{j\omega t}. \quad (1.338)$$

Поле “отраженного” в виде

$$P_2 = B \frac{\cos \theta}{r + d \cos \varphi} \left(1 + \frac{1}{jk(r + d \cos \varphi)} \right) e^{-jk(r + d \cos \varphi)} e^{j\omega t}. \quad (1.339)$$

Здесь P_1 и P_2 звуковое давление, r — расстояние от квадруполь до точки наблюдения, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина звуковой волны, $\omega = 2\pi f$, f — частота колебаний хвоста, j — мнимая единица, θ — угол, отсчитываемый от оси диполя (оси Y), φ — угол между направлением на точку наблюдения и осью Z , $d/2$ — заглубление основного диполя, коэффициент B имеет вид

$$B = -\frac{3k}{4\pi} \omega m V_0, \quad (1.340)$$

где m — присоединенная масса хвоста, V_0 — скорость частиц жидкости в направлении колебаний. В дальнейшем рассмотрении мы опустим временной член в формулах (1.338) и (1.339), так как в расчетах он не будет участвовать. Отметим сразу же, что нас интересует так называемое ближнее поле, т. е. поле квадрупольного поля на расстояниях, много меньших длины звуковой волны. В этом случае предполагается выполнение соотношения

$$kr \ll 1. \quad (1.341)$$

Поле поперечного квадрупольного поля представляет собой разность полей составляющих его диполей, поскольку диполи направлены в разные стороны. С учетом условия (1.341) можно записать

$$P_1 - P_2 = B \left(\frac{1}{jkr^2} - \frac{1}{jk(r + d \cos \varphi)^2} \right) \cos \theta \quad (1.342)$$

При получении этой формулы мы пренебрегли первыми членами в скобках формул (1.338) и (1.339), а также заменили экспоненты на 1 в соответствии с условием (1.341). Проведя алгебраические преобразования, получим

$$P_1 - P_2 = B \frac{\cos \theta}{jkr^2} \left(1 - \frac{1}{1 + 2 \frac{d}{r} \cos \varphi + \frac{d^2}{r^2} \cos^2 \varphi} \right). \quad (1.343)$$

Приведем выражение в скобках к общему знаменателю

$$P_1 - P_2 = B \frac{\cos \theta}{jkr^2} \left(\frac{\frac{d}{r} \cos \varphi \left(2 + \frac{d}{r} \cos \varphi \right)}{1 + 2 \frac{d}{r} \cos \varphi + \frac{d^2}{r^2} \cos^2 \varphi} \right). \quad (1.344)$$

Эта формула справедлива при любых соотношениях между r и d , а также при выполнении условия (1.341). Однако она может быть упрощена, если точка наблюдения значительно удалена от квадрупольного поля, т. е. если выполняется дополнительное условие

$$r \gg d. \quad (1.345)$$

В этом случае выражение (1.344) принимает вид

$$P_1 - P_2 = \frac{2jBd \cos \varphi \cos \theta}{kr^3}. \quad (1.346)$$

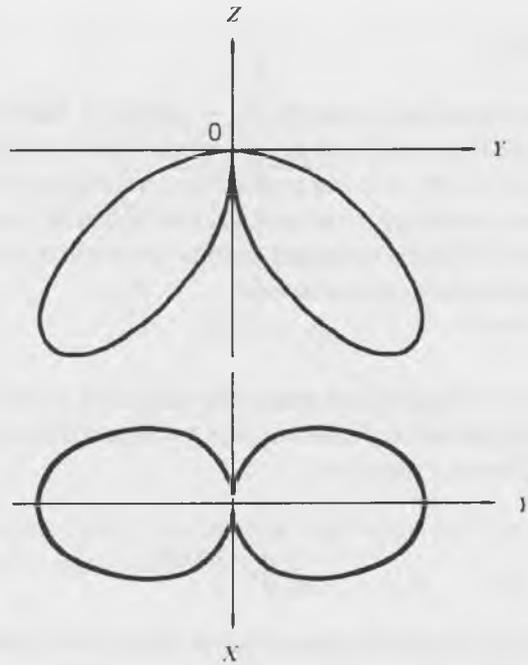


Рис. 1.40. Диаграмма направленности в случае поперечного квадруполь, когда отражающей поверхностью является граница раздела вода–воздух.

Амплитудное значение можно записать в виде

$$|P_1 - P_2| = \frac{2Bd \cos \varphi \cos \theta}{kr^3} \quad (1.347)$$

Из формулы (1.347) следует, что максимум диаграммы направленности имеет место при условии $\varphi = \theta = 45^\circ$ (рис. 1.40). В этом направлении амплитуда давления равна

$$|P_1 - P_2| = \frac{Bd}{kr^3} \quad (1.348)$$

Рассмотрим теперь случай продольного квадруполь, который соответствует вертикальным колебаниям хвоста рыбы, плавающей вблизи свободной поверхности. Его схема показана на рис. 1.41. Поле давления в точке наблюдения от основного диполя определяется выражением (1.338). Поле же от “отраженного” диполя несколько отличается от выражения (1.339) и имеет вид

$$P_2 = B \frac{\cos \theta}{r + d \cos \theta} \left(1 + \frac{1}{jk(r + d \cos \theta)} \right) e^{-jk(r + d \cos \theta)} \quad (1.349)$$

Отличие состоит в том, что в этом случае $\theta = \varphi$.

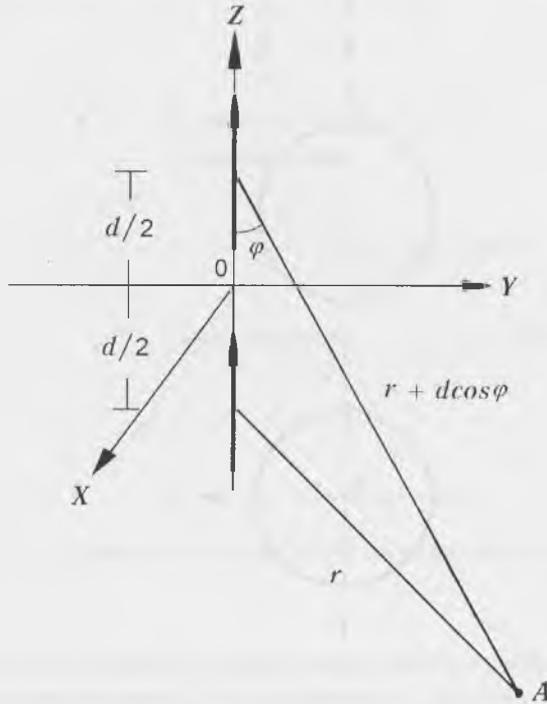


Рис. 1.41. Схема продольного квадруполь, который соответствует вертикальным колебаниям хвоста рыбы, плавающей вблизи свободной поверхности воды.

Суммарное поле можно записать в виде

$$P_1 + P_2 = B \cos \theta \left[\frac{e^{-jkr}}{r} + \frac{e^{-jkr}}{jkr^2} + \frac{e^{-jk(r+d \cos \theta)}}{r+d \cos \theta} + \frac{e^{-jk(r+d \cos \theta)}}{jk(r+d \cos \theta)^2} \right]. \quad (1.350)$$

Как и в предыдущем случае, нас интересует ближнее поле, где выполняется условие (1.341). После всех преобразований поле давления будет иметь вид

$$P_1 + P_2 = \frac{B \cos \theta}{jkr^2} \left(\frac{2 + 2 \frac{d}{r} \cos \theta + \frac{d^2}{r^2} \cos^2 \theta}{1 + 2 \frac{d}{r} \cos \theta + \frac{d^2}{r^2} \cos^2 \theta} \right). \quad (1.351)$$

На тех расстояниях от источника звука, где выполняется дополнительное условие (1.345), применима более простая формула

$$P_1 + P_2 = \frac{2B \cos \theta}{jkr^2}. \quad (1.352)$$

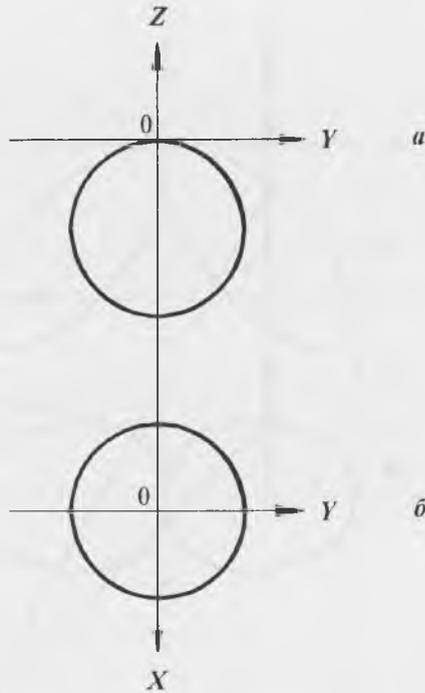


Рис. 1.42. Диаграмма направленности в случае продольного квадруполь, когда отражающей поверхностью является граница раздела вода—воздух.

Амплитуду давления можно представить в виде

$$|P_1 + P_2| = \frac{2B \cos \theta}{kr^2}. \quad (1.353)$$

Из формулы (1.353) следует, что максимум диаграммы направленности излучения квадруполь будет иметь место при $\theta = 0$ (рис. 1.42а,б). Окончательно амплитуду давления в максимуме можно представить в виде

$$|P_1 + P_2| = \frac{2B}{kr^2}. \quad (1.354)$$

Интересно сопоставить поля давления от продольного и поперечного квадрупольей вблизи границы раздела воды и воздуха. Отношение амплитуд давлений (формулы (1.347) и (1.354)) от продольного и поперечного квадрупольей имеет вид

$$\frac{|P_1 + P_2|}{|P_1 - P_2|} = \frac{r}{d}. \quad (1.355)$$

Из этой формулы видно, что разница в уровне звукового давления тем больше, чем дальше точка наблюдения находится от излучающего объекта и чем ближе излучающий объект находится к поверхности воды.

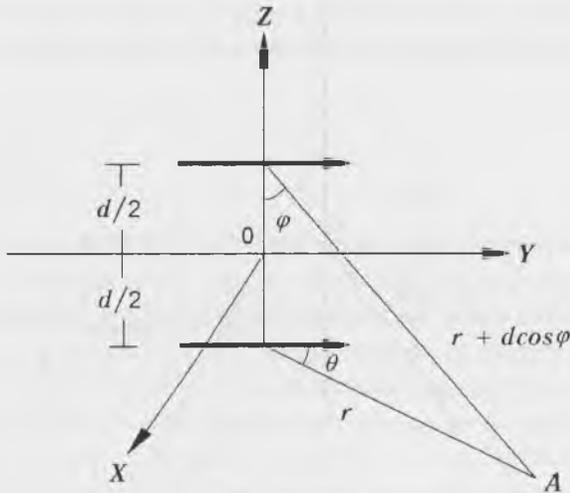


Рис. 1.43. Схема поперечного квадруполь при наличии жесткой отражающей поверхности.

Вблизи дна будет наблюдаться обратная картина: излучение поперечного квадруполь будет более интенсивным, чем продольного. Покажем это. Схема поперечного квадруполь при наличии жесткой отражающей поверхности (дно) показана на рис. 1.43. Поле давления основного диполя будет определяться формулой (1.338). Поле отраженного — формулой (1.339). Поскольку моменты диполей направлены в одну сторону, общее поле будет равно сумме полей отдельных диполей

$$P_1 + P_2 = \frac{B \cos \theta}{jkr^2} \left(\frac{2 + 2 \frac{d}{r} \cos \varphi + \frac{d^2}{r^2} \cos^2 \varphi}{1 + 2 \frac{d}{r} \cos \varphi + \frac{d^2}{r^2} \cos^2 \varphi} \right). \quad (1.356)$$

При выполнении дополнительного условия (1.345) формула упрощается

$$P_1 + P_2 = \frac{2B \cos \theta}{jkr^2}. \quad (1.357)$$

Так же, как и в формуле (1.353) максимум диаграммы направленности будет иметь место при $\theta = 0$ (см. рис. 1.42а,б). При этом максимальное абсолютное значение амплитуды давления будет равно

$$|P_1 + P_2| = \frac{2B}{kr^2}. \quad (1.358)$$

Схема продольного квадруполь при жесткой отражающей границе (дно) показана на рис. 1.44. В этом случае поле продольного квадруполь будет представлять собой разность полей диполей

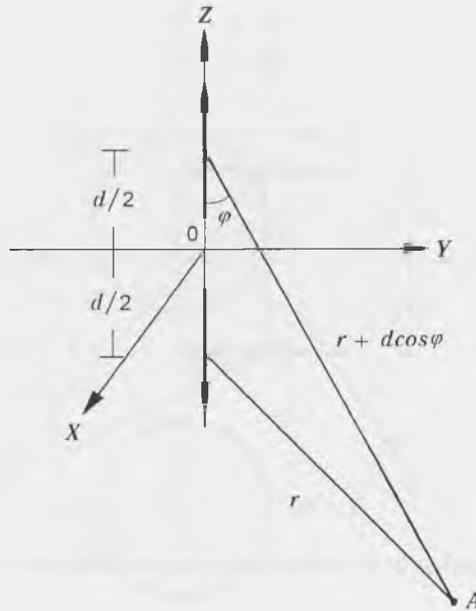


Рис. 1.44. Схема продольного квадруполя при наличии жесткой отражающей поверхности.

$$P_1 - P_2 = B \frac{\cos \theta}{jkr^2} \left(\frac{\frac{d}{r} \cos \theta \left(2 + \frac{d}{r} \cos \theta \right)}{1 + 2 \frac{d}{r} \cos \theta + \frac{d^2}{r^2} \cos^2 \theta} \right). \quad (1.359)$$

Так же, как и раньше при соблюдении дополнительного условия (1.345) формула (1.359) упрощается

$$P_1 - P_2 = \frac{2Bd \cos^2 \theta}{jkr^3}. \quad (1.360)$$

Из формулы (1.360) следует, что максимум диаграммы направленности излучения имеет место при $\theta = 0$, причем в отличие от предыдущих рассмотренных случаев диаграмма направленности имеет более узкую форму.

Интересно сопоставить уровни излучения поперечного и продольного квадруполей вблизи водной поверхности и вблизи дна. В первом случае отношение уровня более слабого излучения поперечного квадруполя к уровню более интенсивного излучения продольного квадруполя имеет вид

$$\frac{|P_1 - P_2|}{|P_1 + P_2|} = \frac{d}{2r}. \quad (1.361)$$

Во втором случае отношение уровня более слабого излучения продольного квадруполья к уровню более интенсивного излучения поперечного квадруполья имеет вид

$$\frac{|P_1 - P_2|}{|P_1 + P_2|} = \frac{d}{r}. \quad (1.362)$$

Сравнивая формулы (1.361) и (1.362), можно видеть, что разница в излучениях поперечного и продольного квадрупольей при отражающей поверхности в виде свободной поверхности воды в два раза больше, чем в случае отражающей поверхности в виде жесткого дна. И в обоих случаях разница в излучениях тем больше, чем дальше находится точка наблюдения от источника звука.

Чтобы приблизиться к пониманию биологического значения акустических волн, идущих от рыб, следует учитывать так называемое ближнее поле излучения, которое существует на расстояниях от источника звука, много меньших длины звуковой волны (эти расстояния измеряются метрами или десятками метров). Вблизи дна камбалы и скаты почти не излучают звука в процессе движения, тогда как рыбы с горизонтальной плоскостью колебаний тела интенсивно звучат. В чем может сказываться биологическое преимущество рыб, плавающих бесшумно? На мой взгляд, такой способ плавания может быть своеобразной защитой от хищников. Естественно, что хищная рыба на большем расстоянии значительно лучше слышала бы камбалу или ската, плыви они у поверхности воды, и обычных рыб, если бы они вздумали плавать у дна. Есть и количественная оценка звукового поля: рыбка длиной 5–10 см на глубине 0.5 м излучает звуковое поле порядка 10^{-9} Па при вертикальных колебаниях тела и 10^{-10} Па при горизонтальных (на расстоянии 5 м). По мнению В. Р. Протасова, такие значения давления звукового поля могут восприниматься рыбами, имеющими плавательный пузырь, т. е. величины давления соответствуют слуховой чувствительности этих рыб. Если ориентироваться даже на слуховую чувствительность хищника, равную 10^{-10} Па, он должен слышать рыб с горизонтальной плоскостью колебаний, плавающих в приповерхностных слоях, на расстояниях до 5 м, а с вертикальной — до 20 м. Вблизи дна картина должна быть обратной, поскольку излучение вертикального диполя ослабляется за счет отражения звука от твердого дна, поле горизонтального диполя по той же причине усиливается.

Из приведенных рассуждений неизбежно вытекает предположение, что при наличии хищников звук — это один из факторов эволюции, роль которого на ранних ее стадиях могла оказаться решающей в выработке у низших позвоночных способа движения. Чтобы их большинство приобрело способность плавать за счет горизонтальных колебаний тела, они должны были долгое время жить в приповерхностных слоях древних водоемов. Это требование не противоречит современным представлениям об условиях зарождения и развития жизни на Земле: именно приповерхностные слои водоемов были наиболее богаты необходимыми для жизни кислородом и теплом.

Естественно предположить, что у древнейших обитателей водоемов формы плавания не были дифференцированы, низшие позвоночные могли плавать, изгибая тело в различных плоскостях, а не только в горизонтальной, как большинство современных рыб. И лишь постепенно под действием хищников исчезли животные, движение которых сопровождалось значительным шумом, и смогли выжить самые бесшумные, движущиеся за счет горизонтально направленных колебаний тела.

К сожалению, никаких палеонтологических свидетельств о живых существах, способных совершать волнообразные колебания в разных плоскостях, не сохранилось. Не дает подтверждения существованию в прошлом различных форм движения у низших позвоночных и сравнительно-морфологический метод исследования. Исключение составляет лишь ланцетник, личинка которого во многом напоминает камбалообразных по форме и способу движения.

В правомочности существования предлагаемой гипотезы могут возникать сомнения и по другой причине. Среди скатов есть виды (манты, например), обитающие не вблизи дна, а в приповерхностных слоях океана; немало и типично донных рыб (бычки, пинагоры, скорпены и др.), которые движутся за счет колебаний тела в горизонтальной плоскости, а не в вертикальной. Но эти примеры только на первый взгляд противоречат гипотезе о роли звука как фактора эволюции. В самом деле, во-первых, пелагических рыб с горизонтальным направлением волнообразных движений тела большинство, а подавляющее число видов рыб с вертикальным направлением колебаний — донные. Во-вторых, все рыбы, способ движения которых нельзя объяснить гипотезой, либо сами хищники (например, скорпены), либо достаточно защищены от хищников ядовитыми шипами (снова скорпены), либо имеют защитную окраску (бычки и др.), и потому шумность плавания для них не играет решающей роли.

Краткие выводы

Анализ теоретических моделей плавания показал, что до сих пор не создано ни одной модели, которая в достаточно полной мере отразила бы кинематические и гидродинамические особенности плавания рыб и дельфинов. Отчасти это объясняется недостаточностью экспериментальных данных. Есть продвинутые модели плавания дельфина (Chopra, Kambe, 1977; Зайцев, Федотов, 1986), но и они не отражают в полной мере особенности работы его хвостовой лопасти. Необходимо дальнейшее развитие экспериментальных исследований и на их основе создание более совершенных теоретических моделей.

Глава 2. Закон деформации тела активно плывущей рыбы или дельфина

2.1. Анализ существующих гипотез о законе деформации тела рыбы или дельфина

Математическая аппроксимация локомоторной волны активно плывущей рыбы или 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.

До настоящего времени не существует достоверных данных о законе деформации тела активно плывущей рыбы или дельфина. В разное время разные исследователи предлагали аналитические функции, которые, с их точек зрения, наилучшим образом аппроксимируют упомянутый закон. В частности, Зикман (Sickmann, 1962) считает, что закон деформации тела рыбы лучше всего описывается функцией

$$y(x, t) = (c_0 + c_1 x + c_2 x^2) \cos(\omega t - kx), \quad (2.1)$$

где c_0 , c_1 и c_2 — постоянные коэффициенты, $k = \frac{\omega}{C}$ — волновое число, $\omega = 2\pi f$ — круговая частота, f — частота, t — время. Причем C — фазовая скорость локомоторной волны, распространяющейся по телу животного от головы к хвосту, есть величина постоянная. Для постоянных коэффициентов c_0 , c_1 и c_2 приводятся следующие численные значения: $c_0 = 0.023$; $c_1 = 0.042$; $c_2 = 0.034$.

Келли (Kelly, 1961) приводит иные значения численных коэффициентов: $c_0 = 0.016$; $c_1 = 0.028$; $c_2 = 0.035$ и относит их к плавающему лососю.

Г. В. Логвинович (1970б) в качестве первого приближения рассматривает функцию:

$$\eta = \eta_0 \sin \omega \left(t - \frac{x_2 - x}{C} \right) \quad (2.2)$$

как закон деформации тела плывущей рыбы. Здесь η и η_0 — смещение любой точки тела и амплитуда смещения кромки хвоста соответственно, x_2 — координата кромки хвоста, x — текущая координата.

Л. Ф. Козлов (1983) рассматривает как возможные варианты следующие функции, аппроксимирующие закон деформации тела активно плывущей рыбы:

$$\eta = \eta_0 \frac{x_2 - x}{L_p} \sin\left(\frac{Ct}{L} - \frac{x_2 - x}{L}\right) \quad (2.3)$$

и

$$\eta = \eta_0 \sin\left[\frac{\pi}{2} \frac{x_2 - x}{L_p}\right] \sin\left(\frac{Ct}{L} - \frac{x_2 - x}{L}\right) \quad (2.4)$$

$$L = \frac{L_p}{2\pi n}, \quad (2.5)$$

n — число длин волн, укладывающихся на теле рыбы, L_p и L — длина тела в абсолютных единицах и в длинах локомоторных волн соответственно. Однако функции (2.2)–(2.4) не учитывают по крайней мере одной очевидной особенности плавания рыб — колебания головной части тела, которое составляет, как правило, 20–40% амплитуды колебаний хвоста. Кроме того, выбор функций не обоснован никакими экспериментальными данными.

Такое разнообразие функций, предложенных в качестве возможных законов деформации тела плывущей рыбы, свидетельствует прежде всего об отсутствии надежных экспериментальных данных по кинематике этих животных.

Для активно плавающих дельфинов (азовок и белобочек) закон деформации тела предложен Н. П. Семеновым, В. В. Бабенко и В. П. Каяном (1974) в виде:

$$A = A_0 e^{\beta x} \cos\omega\left(t - \frac{x}{C}\right) \quad (2.6)$$

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_0 — 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. (Аналогичное 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

$$A_w = A_0 e^{\beta l}. \quad (2.7)$$

Временной множитель мы пока опускаем. Здесь l — длина тела дельфина. Отсюда можно получить, что

$$\beta = \frac{1}{l} \ln \frac{A_w}{A_0} \quad (2.8)$$

и, подставляя это выражение в приведенное выше, получим

$$A = A_c \left(\frac{A_w}{A_c} \right)^{\frac{x}{l}} \cos \omega \left(t - \frac{x}{C} \right). \quad (2.9)$$

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.

Лайтхиллом (1970b) предложен закон деформации тела активно плывущей scombroидной рыбы, учитывающий явление «отдачи» (рыскания), в форме

$$h(x, t) = H(x) \cos \left[\omega \left(t + \frac{l-x}{C} \right) \right] + [h_1 + h_3(l-x)] \cos \omega t + [h_2 + h_4(l-x)] \sin \omega t, \quad (2.10)$$

где h_1, h_2, h_3 и h_4 — постоянные, l — длина тела рыбы. Амплитудная функция $H(x)$ здесь не определена в явном виде.

Закон деформации в форме (2.10) представляется наиболее подходящим для описания плавания рыб. Во-первых, он учитывает явление «отдачи», чего не учитывают другие варианты. Во-вторых, при определенных значениях постоянных h_1, h_2, h_3 и h_4 он может обеспечить нулевую тягу при стремлении $C \rightarrow U$, т. е. исключит противоречие, о котором упоминалось выше. Однако, чтобы можно было пользоваться этим законом деформации, необходимо задать амплитудную функцию локомоторной волны, генерируемой мышцами, в явном виде и определить величины постоянных коэффициентов, характеризующих явление «отдачи». Амплитудную функцию целесообразно задать в виде

$$H(x) = h_{x=0} \left[K_c - 1 + e^{\alpha \left(\frac{x}{l} \right)^\gamma} \right], \quad (2.11)$$

где $K_c = \frac{h_{x=0}}{h_{x=l}}$, $h_{x=l}$ — амплитуда смещения кромки хвоста, которая была бы в отсутствие явления «отдачи», $h_{x=0}$ — амплитуда смещения головы (кончика носа) также в отсутствие «отдачи», l — длина тела рыбы, γ — показатель, характеризующий степень нарастания амплитуды волны, α — коэффициент.

Амплитудная функция (2.11) включает в себя все возможные варианты монотонно нарастающей функции. Окончательно закон деформации scombroидной рыбы может быть записан в виде

$$h(x, t) = h_{x=0} \left[K_c - 1 + e^{\alpha \left(\frac{x}{l} \right)^\gamma} \right] \cos(\omega t - k_0 x) + (h_1 + h_3 x) \cos \omega t + (h_2 + h_4 x) \sin \omega t. \quad (2.12)$$

При этом начало координат совпадает с кончиком носа животного, а ось x направлена от головы к хвосту. Здесь $k = \frac{\omega}{C_0}$, C_0 — скорость локомоторной волны, генерируемой мышцами, величина постоянная при постоянной скорости плавания животного. Все входящие в выражение (2.12) неизвестные параметры можно определить в эксперименте.

2.2. Сравнение с экспериментом

Известны лишь три экспериментальные работы (Bainbridge, 1963; Videler, Hess, 1984; Hess, Videler, 1984), в которых содержатся подробные экспериментальные данные по кинематике рыб. В первой работе приведены кинематические данные трех видов рыб: плотвы (*Leuciscus leuciscus*), леща (*Abramis brama*) и серебристого карася (*Carassius auratus*). Причем автором тщательно измерены амплитуды смещения и скорость локомоторной волны в шести точках тела упомянутых рыб. Точнее, измерена не скорость локомоторной волны, а ее длина, но при известной частоте колебаний тела скорость очень просто вычисляется. Работа Байнбриджа содержит необходимые данные для того, чтобы определить все неизвестные величины, входящие в закон деформации (2.12), и тем самым проверить его соответствие реальной кинематике рыб.

На рис. 2.1 показаны величины смещений различных точек тела в процессе плавания плотвы, леща и серебристого карася.

В таблице 2.1 в том же порядке сведены данные о длине локомоторной волны.

В работах (Videler, Hess, 1984; Hess, Videler, 1984) приведены амплитудные и фазовые функции сайды и макрели (рис. 2.2 и 2.3).

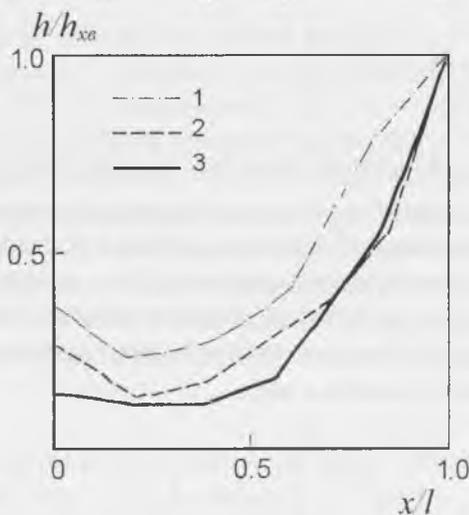


Рис. 2.1. Амплитудные функции колебаний тела плотвы (1), леща (2) и серебристого карася (3) (по: BAINBRIDGE, 1963).

Таблица 2.1. Данные о длине локомоторной волны (λ_n) трех видов рыб: плотвы (1), леща (2) и серебристого карася (3) в различных точках тела (x).

1	x , м	0	0.048	0.095	0.14	0.208	0.25
	λ_n , м	0.141	0.147	0.16	0.15	0.155	0.155
2	x , м	0	0.04	0.072	0.133	0.162	0.19
	λ_n , м	0.125	0.125	0.116	0.115	0.12	0.115
3	x , м	0	0.03	0.064	0.096	0.126	0.16
	λ_n , м	0.115	0.115	0.116	0.11	0.113	0.115

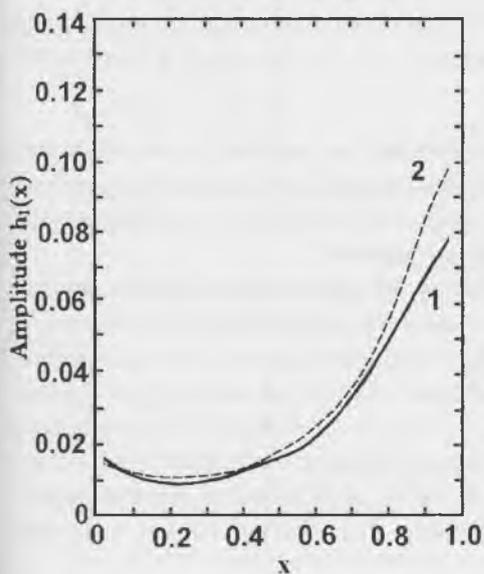


Рис. 2.2. Амплитудная функция колебаний тела сайды (1) и макрели (2) (по: VIDELER, HESS, 1984).

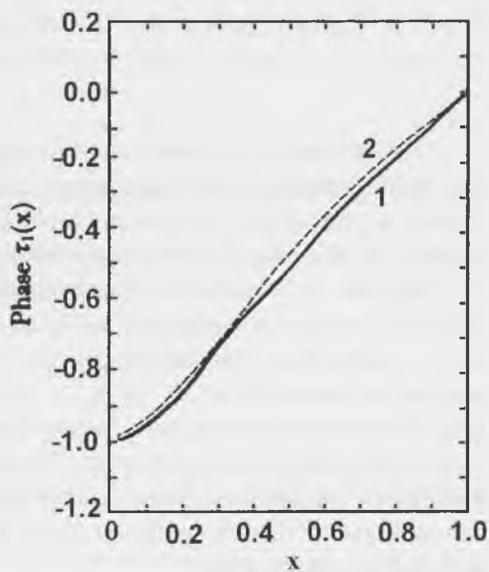


Рис. 2.3. Фазовая функция колебаний тела сайды (1) и макрели (2) (по: VIDELER, HESS, 1984).

В работе (Grillner, Kashin, 1976) приведены данные об амплитудных функциях еще трех видов рыб, однако отсутствуют сведения о соответствующих длинах локомоторных волн на их телах. На рис. 2.4 приведены эти данные.

Анализ данных, приведенных на рис. 2.1, 2.2 и 2.4, показывает, что в большинстве случаев амплитудная функция характеризуется наличием минимума на расстоянии около $0.3l$ от кончика носа рыбы. Минимум может быть более или менее глубоким, а иногда, как на кривой 1 рис. 2.4, отсутствовать совсем. Это значит, что у разных рыб явление «отдачи» проявляется по-разному.

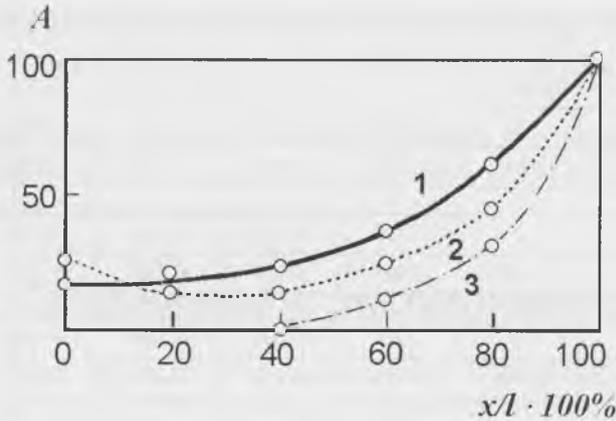


Рис. 2.4. Амплитудная функция колебаний тела трех видов рыб. 1 — *ANGUILLA VULGARIS*; 2 — *CYPRINUS CARPIO*; 3 — *MYOXOCEPHALUS SP.* (по: GRILLNER, KASHIN, 1976).

Что же касается длины локомоторной волны, то, как следует из приведенных выше данных, она практически постоянна в пределах тела рыбы. Следовательно, в этом случае реальная скорость локомоторной волны в первом приближении также может считаться величиной постоянной.

На рис. 2.5 показана схематизированная экспериментальная амплитудная функция активно плавающей рыбы со всеми необходимыми обозначениями, h_n и h_{x6} — амплитуды смещения соответственно кончика носа и хвоста, измеренные экспериментально, b_{\min} и h_{\min} — положение минимума амплитудной функции и амплитуда смещения в минимуме, b_{00} и h_{00} — положение оси рыскания и амплитуда смещения в этой точке. Величина b_{00} выбирается равной $0.42l$ в соответствии с теорией «отдачи» Лайтхилла. Тогда h_{00} определяется по экспериментальной амплитудной функции для этой точки. Все перечисленные величины считаются известными.

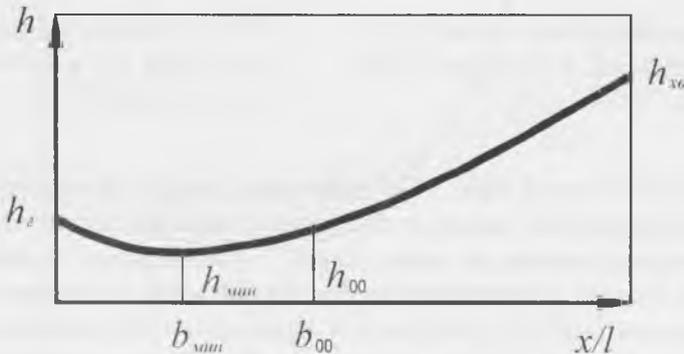


Рис. 2.5. Схематизированная экспериментальная амплитудная функция активно плавающей рыбы. Обозначения в тексте.

Неизвестными в выражении (2.12) являются величины k_0 , h_{z0} , h_{x0} , α , γ , h_1 , h_2 , h_3 и h_4 . Для их однозначного определения необходимо иметь девять независимых уравнений.

Для составления первого уравнения выпишем отдельно амплитудную функцию волны, предположительно генерируемой мышечными сокращениями:

$$H(x) = h_{x0} \left[\frac{h_{z0}}{h_{x0}} - 1 + e^{\alpha \left(\frac{x}{l}\right)^\gamma} \right]. \quad (2.13)$$

При условии $x = l$ имеем

$$1 = \frac{h_{z0}}{h_{x0}} - 1 + e^\alpha. \quad (2.14)$$

Отсюда получаем

$$\alpha = \ln \left(2 - \frac{h_{z0}}{h_{x0}} \right) \quad (2.15)$$

Второе и третье уравнения получим из условия, что при $x = b_{00}$ (на оси рыскания)

$$(h_1 + h_3 b_{00}) \cos \omega t + (h_2 + h_4 b_{00}) \sin \omega t = 0. \quad (2.16)$$

Отсюда

$$h_1 = -h_3 b_{00} \quad (2.17)$$

и

$$h_2 = -h_4 b_{00}. \quad (2.18)$$

Перепишем закон деформации с учетом соотношений (2.15), (2.17) и (2.18):

$$h(x, t) = h_{x0} \left[\frac{h_{z0}}{h_{x0}} - 1 + \left(2 - \frac{h_{z0}}{h_{x0}} \right) \left(\frac{x}{l} \right)^\gamma \right] \cos(\omega t - k_0 x) + h_3 (x - b_{00}) \cos \omega t + h_4 (x - b_{00}) \sin \omega t. \quad (2.19)$$

В такой форме закон деформации содержит только шесть неизвестных. Воспользуемся выражением

$$H(x, t) = h_{x0} \left[\frac{h_{z0}}{h_{x0}} - 1 + \left(2 - \frac{h_{z0}}{h_{x0}} \right) \left(\frac{x}{l} \right)^\gamma \right] \quad (2.20)$$

и формулой из тригонометрии для косинуса разности двух углов. Тогда можно записать

$$h(x, t) = H(x) \cos \omega t \cos k_0 x + H(x) \sin \omega t \sin k_0 x + h_3(x - b_{00}) \cos \omega t + h_4(x - b_{00}) \sin \omega t \quad (2.21)$$

или

$$h(x, t) = [H(x) \sin k_0 x + h_4(x - b_{00})] \sin \omega t + [H(x) \cos k_0 x + h_3(x - b_{00})] \cos \omega t. \quad (2.22)$$

Последнее выражение удобно переписать в виде

$$h(x, t) = h(x) \sin(\omega t + \alpha), \quad (2.23)$$

где

$$h(x) = \sqrt{[H(x) \sin k_0 x + h_4(x - b_{00})]^2 + [H(x) \cos k_0 x + h_3(x - b_{00})]^2} \quad (2.24)$$

и

$$\alpha = \arctg \frac{H(x) \cos k_0 x + h_3(x - b_{00})}{H(x) \sin k_0 x + h_4(x - b_{00})}. \quad (2.25)$$

Такая форма записи облегчает получение остальных необходимых уравнений для определения неизвестных параметров. При $x = 0$ из (2.20) и (2.21) получим

$$h_2 = \sqrt{h_4^2 b_{00}^2 + [h_{x=0} - h_3 b_{00}]^2}. \quad (2.26)$$

При $x = b_{00}$ из (2.20) получим

$$h_{00} = h_{x=0} \left[\frac{h_{x=0}}{h_{x=0}} - 1 + \left(2 - \frac{h_{x=0}}{h_{x=0}} \right)^{\left(\frac{b_{00}}{l} \right)^{\gamma}} \right] \quad (2.27)$$

При $x = l$ из (2.24) получим

$$h_{x=l}^2 = [h_{x=0} \sin k_0 l + h_4(l - b_{00})]^2 + [h_{x=0} \cos k_0 l + h_3(l - b_{00})]^2 \quad (2.28)$$

При $x = b_0$ аналогично имеем

$$h_{x=b_0}^2 = [H(b_{\text{мин}}) \sin k_0 b_{\text{мин}} + h_4(b_{\text{мин}} - b_{00})]^2 + [H(b_{\text{мин}}) \cos k_0 b_{\text{мин}} + h_3(b_{\text{мин}} - b_{00})]^2 \quad (2.29)$$

Недостающие два уравнения мы получим из уравнения фазы, которое можно записать в виде

$$\omega t + \alpha = \varphi_0 = \text{const}. \quad (2.30)$$

Продифференцируем это уравнение по времени:

$$\omega + \frac{\partial \alpha}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} = 0. \quad (2.31)$$

Отсюда получим

$$\frac{\partial x}{\partial t} = C = - \frac{\omega}{\frac{\partial \alpha}{\partial x}}. \quad (2.32)$$

Здесь C — фазовая скорость реальной локомоторной волны, распространяющейся по телу рыбы в процессе ее движения. Это та скорость, которая может быть измерена экспериментально или вычислена по результатам измерений длины реальной локомоторной волны.

Следовательно, величина $-\frac{\partial \alpha}{\partial x}$ (со знаком “минус”) есть не что иное, как реальное волновое число k (в отличие от волнового числа k_0 мышечной локомоторной волны).

Величину $\frac{\partial \alpha}{\partial x}$ легко получить из соотношения (2.25):

$$\frac{\partial \alpha}{\partial x} = \frac{-H^2(x)k_0 - \left[\frac{\partial H(x)}{\partial x} (x - b_{00}) - H(x) \right] [h_3 \sin k_0 x - h_4 \cos k_0 x]}{h^2(x)} - \frac{H(x)(x - b_{00})k_0 [h_3 \cos k_0 x + h_4 \sin k_0 x]}{h^2(x)}. \quad (2.33)$$

При $x = 0$ имеем

$$\frac{-h_{x=0}^2 k_0 - h_{x=0} h_4 + h_{x=0} b_{00} k_0 h_3}{h^2(x)} = k = \frac{2\pi}{\lambda_{x=0}}. \quad (2.34)$$

Здесь $\lambda_{x=0}$ — измеренная длина локомоторной волны в точке $x = 0$. Аналогично получим при $x = b_{00}$

$$\frac{-H^2(b_{00})k_0 + H(b_{00})[h_3 \sin k_0 b_{00} - h_4 \cos k_0 b_{00}]}{h_{00}^2} = \frac{2\pi}{\lambda_{x=b_{00}}}. \quad (2.35)$$

Однако с учетом выражения (2.16) можно записать

$$h_{00} = H(b_{00}). \quad (2.36)$$

Тогда получим окончательно

$$-k_0 + \frac{h_3 \sin k_0 b_{00} - h_4 \cos k_0 b_{00}}{h_{00}} = \frac{2\pi}{\lambda_{x=b_{00}}}. \quad (2.37)$$

Итак, мы получили девять независимых уравнений (2.15), (2.17), (2.18), (2.26)–(2.29), (2.34) и (2.37) для определения девяти неизвестных. Попытка най-

ти решение этой системы уравнений была предпринята, однако оказалось, что невозможно получить хорошее согласие между рассчитанными функциями амплитуды и скорости локомоторной волны, с одной стороны, и измеренными — с другой. Это обстоятельство иллюстрируют рис. 2.6 и 2.7.

На рис. 2.6 показано сопоставление рассчитанных и измеренных значений амплитуд смещений точек тела для плотвы, а на рис. 2.7 — сопоставление рассчитанных и измеренных значений фазовой скорости локомоторной волны. Видно, что при хорошем согласии амплитудных функций наблюдается значительное расхождение функций скорости волны. Можно получить решение, при котором хорошее совпадение наблюдается между рассчитанными и измеренными значениями скорости волны, но тогда большое расхождение существует между соответствующими амплитудными функциями. Одновременного согласия амплитудных функций и скоростей волны получить не удастся. Аналогичные результаты сравнения рассчитанных и измеренных параметров получены также для леща (рис. 2.8 и 2.9). Это говорит о том, что закон деформации в форме (2.12) неудовлетворительно отражает реальные процессы плавания рыб.

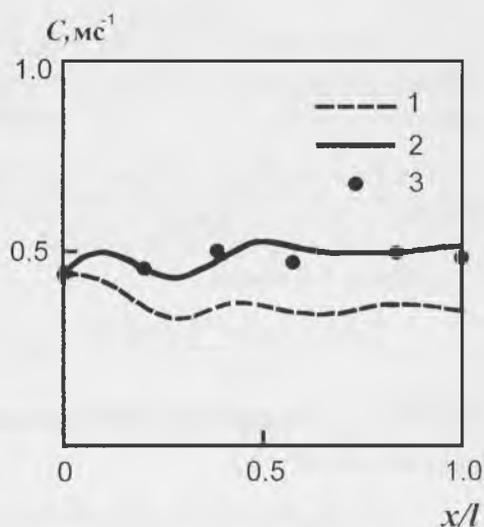
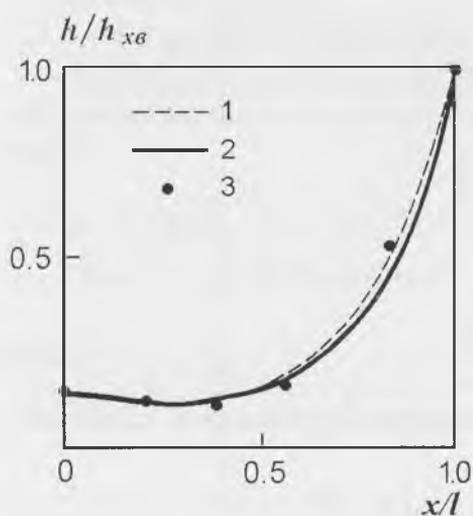


Рис. 2.6. Рассчитанные и измеренные значения амплитуд смещения различных точек тела плотвы. 1 — в предположении постоянной фазовой скорости мышечной локомоторной волны; 2 — в предположении переменной фазовой скорости, определяемой соотношением (2.43); 3 — экспериментальные данные (по: BAINBRIDGE, 1963).

Рис. 2.7. Рассчитанные и измеренные значения фазовой скорости реальной локомоторной волны в различных точках тела плотвы. 1 — в предположении постоянной фазовой скорости мышечной локомоторной волны; 2 — в предположении переменной фазовой скорости, определяемой соотношением (2.43); 3 — экспериментальные данные (по: BAINBRIDGE, 1963).

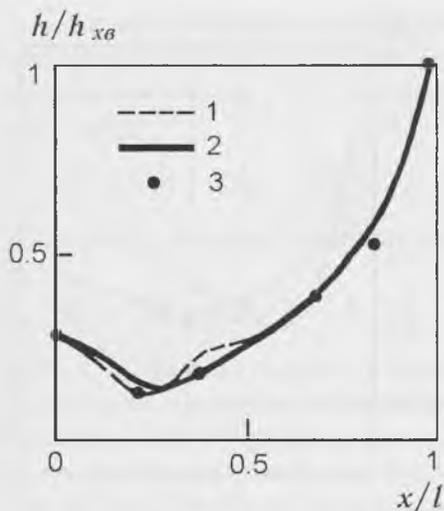


Рис. 2.8. Рассчитанные и измеренные значения амплитуд смещения различных точек тела леща. 1 — в предположении постоянной фазовой скорости мышечной локомоторной волны; 2 — в предположении переменной фазовой скорости, определяемой соотношением (2.43); 3 — экспериментальные данные (по: VAINBRIDGE, 1963).

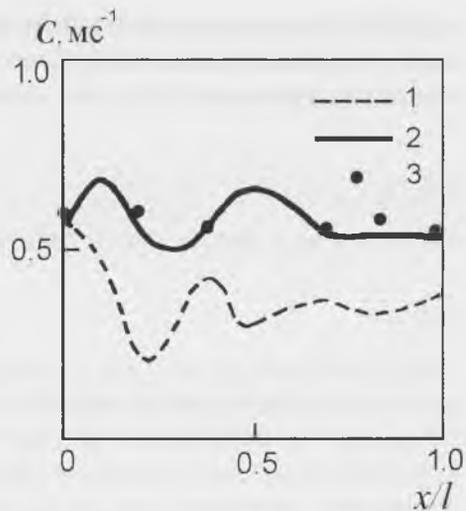
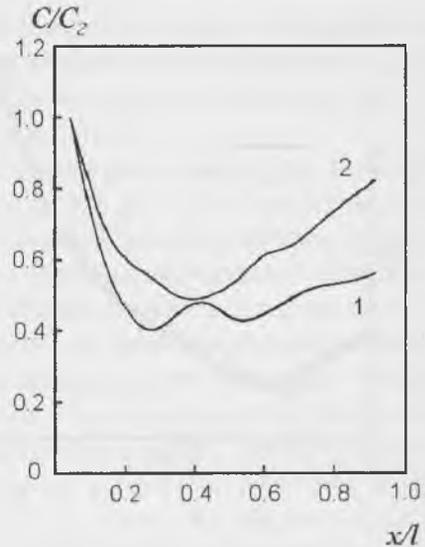


Рис. 2.9. Рассчитанные и измеренные значения фазовой скорости реальной локомоторной волны в различных точках тела леща. 1 — в предположении постоянной фазовой скорости мышечной локомоторной волны; 2 — в предположении переменной фазовой скорости, определяемой соотношением (2.43); 3 — экспериментальные данные (по: VAINBRIDGE, 1963).

2.3. Гипотеза о зависимости фазовой скорости локомоторной волны от координаты

В работе (Романенко, 1980а) была высказана гипотеза о зависимости фазовой скорости локомоторной волны на теле дельфина от координаты. Эта гипотеза получила экспериментальное подтверждение в опытах с дельфинами афалинами (Романенко, 1986а). Что же касается рыб, то ранее цитированная работа Байнбриджа (1963) свидетельствует о постоянстве реальной скорости локомоторной волны на теле трех видов рыб. Однако, как уже отмечалось, по мнению Лайтхилла, тело рыбы участвует в двух движениях: в движении, генерируемом мышечной системой, и в движении рыскания, обусловленном явлением “отдачи”. В эксперименте наблюдается локомоторная волна, являющаяся результатом сложения двух движений. Не исключено, что фазовая скорость мышечной

Рис. 2.10. Функция скорости локомоторной волны сайды (1) и макрели (2), рассчитанная по данным рис. 2.3.



локомоторной волны рыб может зависеть от координаты. Но иногда, как в работе Байнбриджа (1963), эта зависимость компенсируется движением рыскания, и в результате наблюдается постоянная или почти постоянная скорость локомоторной волны. Действительно, в работах (Hess, Videler, 1984; Videler, Hess, 1984) показано, что у некоторых видов рыб (сайда, макрель) скорость локомоторной волны на теле рыбы зависит от координаты. На рис. 2.10 показана функция скорости локомоторной волны сайды и макрели, рассчитанная по данным рис. 2.3. Расчет проводили по формуле

$$C(x) \approx \frac{\Delta x}{\Delta \tau}. \quad (2.38)$$

Эту формулу нетрудно вывести из уравнения фазы, которое имеет вид

$$\omega[t - \tau(x)] = const. \quad (2.39)$$

Продифференцировав это уравнение по времени, получим

$$1 - \frac{\partial \tau}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} = 0. \quad (2.40)$$

С учетом того, что

$$\frac{\partial x}{\partial t} = C(x), \quad (2.41)$$

из формулы (2.40) получим

$$C(x) = \frac{\partial x}{\partial \tau} \cong \frac{\Delta x}{\Delta \tau}. \quad (2.42)$$

Анализ показывает, что удовлетворительного согласия между теорией и экспериментом можно добиться, положив зависимость фазовой скорости локомоторной волны для рыб, у которых движения рыскания невелики (как у плотвы), в виде

$$C = C_0 \left[1 + a_0 (1 - e^{-b_0 x}) \right] \quad (2.43)$$

и для рыб, у которых движения рыскания достаточно велики (как у леща), в виде

$$C = C_0 \left[1 + a_0 (1 - e^{-b_0 x}) e^{-b_0 x} \right]. \quad (2.44)$$

Здесь C_0 — фазовая скорость в области головы, a_0 и b_0 — коэффициенты, характеризующие изменение скорости (они, вообще говоря, могут быть как положительными, так и отрицательными). Такая форма записи при всего лишь двух произвольных постоянных a_0 и b_0 описывает широкий класс зависимостей, в том числе постоянную скорость волны при $a_0 \rightarrow b_0 \rightarrow 0$, линейную зависимость от координаты при $a_0 \neq 0, b_0 \rightarrow 0$ и более сложные зависимости при $a_0 \neq 0$ и $b_0 \neq 0$.

Зависимость фазовой скорости волны от координаты означает зависимость от координаты волнового числа k_0 в выражении для закона деформации (2.12) и (2.19), который в этом случае может быть записан в виде

$$h(x) = H(x) \cos[\omega t - k(x)x] + \\ + h_3(x - b_{00}) \cos \omega t + h_4(x - b_{00}) \sin \omega t, \quad (2.45)$$

где $H(x)$ имеет вид (2.20).

Характер зависимости $k(x)$ определим из уравнения фазы

$$\omega t - k(x)x = \varphi_0 = \text{const}. \quad (2.46)$$

Дифференцирование по времени этого уравнения даст

$$\omega - \frac{\partial k(x)}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} - k(x) \frac{\partial x}{\partial t} = 0. \quad (2.47)$$

В этом выражении

$$\frac{\partial x}{\partial t} = C(x). \quad (2.48)$$

Подставив (2.48) в (2.47), получим дифференциальное уравнение для определения $k(x)$:

$$\omega - \frac{\partial k(x)}{\partial x} C(x)x - k(x)C(x) = 0. \quad (2.49)$$

Решение этого уравнения имеет вид для плотвы

$$k(x) = \frac{k_0}{x(1 + a_0)b_0} \ln \left[\frac{1 + a_0(1 - e^{-b_0 x})}{e^{-b_0 x}} \right] \quad (2.50)$$

и для леща

$$k(x) = \frac{k_0}{2b_0x} \ln(1 + a_0 e^{-b_0x} - a_0 e^{-2b_0x}) + \frac{k_0 a_0}{2b_0x \sqrt{4a_0 + a_0^2}} \ln \frac{(\sqrt{4a_0 + a_0^2} - a_0 + 2a_0 e^{-b_0x})(\sqrt{4a_0 + a_0^2} - a_0)}{(\sqrt{4a_0 + a_0^2} + a_0 - 2a_0 e^{-b_0x})(\sqrt{4a_0 + a_0^2} + a_0)} + k_0, \quad (2.51)$$

где

$$k_0 = \frac{\omega}{C_z}. \quad (2.52)$$

Окончательно закон деформации в рассматриваемом случае имеет вид (2.45) при значениях $k(x)$, определяемых выражением (2.50) для амплитудных функций, подобных той, которой обладает плотва, и выражением (2.51) для амплитудных функций, подобных той, которой обладает лещ.

Попробуем проверить, может ли такая форма закона деформации привести к хорошему согласию рассчитанной амплитудной функции и функции фазовой скорости с соответствующими экспериментальными функциями. Но прежде скорректируем систему уравнений для определения неизвестных параметров, входящих в закон деформации, с учетом зависимости фазовой скорости от координаты, т. е. с учетом появления еще двух неизвестных параметров a_0 и b_0 . В итоге получим следующую полную систему уравнений. Уравнения (2.15), (2.17), (2.18), (2.26), (2.27) и (2.34) остаются теми же самыми. Уравнения (2.28), (2.29) и (2.37) примут вид

$$h_{x_0}^2 = [h_{x_0} \sin \varphi(l) + h_4(l - b_{00})]^2 + [h_{x_0} \cos \varphi(l) + h_3(l - b_{00})]^2 \quad (2.53)$$

$$h_{\min}^2 = [H(b_{\min}) \sin \varphi(b_{\min}) + h_4(b_{\min} - b_{00})]^2 + [H(b_{\min}) \cos \varphi(b_{\min}) + h_3(b_{\min} - b_{00})]^2 \quad (2.54)$$

$$-\frac{\partial \varphi(b_{00})}{\partial x} + \frac{h_3 \sin \varphi(b_{00}) - h_4 \cos \varphi(b_{00})}{h_{00}} = \frac{2\pi}{\lambda_{s=h_{00}}}, \quad (2.55)$$

где

$$\varphi(x) = k(x)x. \quad (2.56)$$

Кроме того, появятся еще два уравнения, так как неизвестных теперь не девять, а одиннадцать. Одно из них получим из выражения для амплитудной функции, аналогичного (2.24), но с учетом зависимости волнового числа от координаты, в точке минимума

$$\frac{\partial h}{\partial x} = 0 \text{ при } x = b_{\min}, \quad (2.57)$$

или в развернутом виде

$$H(b_{мин}) \frac{\partial H(b_{мин})}{\partial x} + \left[\frac{\partial H(b_{мин})}{\partial x} (b_{мин} - b_{00}) + H(b_{мин}) \right] [h_4 \sin \varphi(b_{мин}) + h_3 \cos \varphi(b_{мин})] + H(b_{мин}) \frac{\partial \varphi(b_{мин})}{\partial x} (b_{мин} - b_{00}) [h_4 \cos \varphi(b_{мин}) - h_3 \sin \varphi(b_{мин})] + (b_{мин} - b_{00}) (h_3^2 + h_4^2) = 0. \quad (2.58)$$

Второе уравнение можно получить из выражения (2.33) с учетом выражения (2.53) или (2.54) и при условии $x = b_0$:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial x} (b_{мин}) = \frac{2\pi}{\lambda_{x=b_{мин}}}. \quad (2.59)$$

Мы не будем здесь выписывать его в развернутом виде ввиду его громоздкости.

Сравнение теории и эксперимента в этом случае показано на рис. 2.6 и 2.7 для плотвы, а на рис. 2.8 и 2.9 для леща (кривые 2 в обоих случаях). Видно, что согласие значительно лучше (особенно для плотвы), чем в предположении постоянства фазовой скорости мышечной локомоторной волны (кривые 1 на тех же рисунках).

Зависимости фазовой скорости мышечной локомоторной волны от координаты соответственно для плотвы и леща приняты в форме, показанной на рис. 2.11 и 2.12. Там же приведены экспериментальные значения фазовой скорости реальной локомоторной волны, вычисленные по данным, приведенным выше.

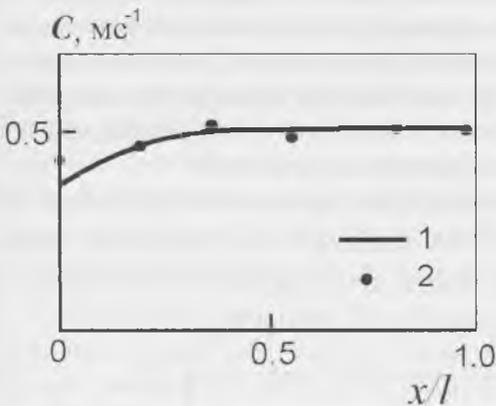


Рис. 2.11. Расчетная зависимость фазовой скорости мышечной локомоторной волны плотвы от координаты (1) и данные из работы (BAINBRIDGE, 1963) по измерению скорости реальной локомоторной волны (2).

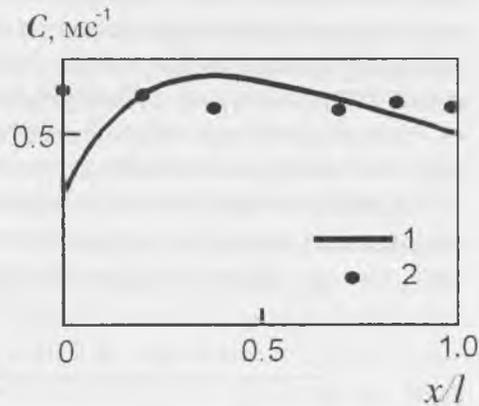


Рис. 2.12. Расчетная зависимость фазовой скорости мышечной локомоторной волны леща от координаты (1) и данные из работы (BAINBRIDGE, 1963) по измерению скорости реальной локомоторной волны (2).

ТАБЛИЦА 2.2. ПАРАМЕТРЫ МЫШЕЧНОЙ ЛОКОМОТОРНОЙ ВОЛНЫ ПЛОТВЫ (ВТОРАЯ СТРОКА) И ЛЕЩА (ТРЕТЬЯ СТРОКА), СООТВЕТСТВУЮЩИЕ РАСЧЕТНЫМ КРИВЫМ НА РИС. 2.6–2.9.

k_0, M^{-1}	$h_{1,0}, \text{M}$	$h_{x_{e,0}}, \text{M}$	γ	h_4	h_3	a_0	b_0, M^{-1}
54.4	0.0038	0.0331	4	-0.005	-0.0053	0.4	25
86.2	0.0038	0.0203	2.8	-0.01	-0.0191	3.3	10

В таблице 2.2 приведены значения параметров мышечной локомоторной волны, соответствующие расчетным кривым на рис. 2.6–2.9. Вторая строка таблицы 2.2 соответствует плотве, третья — лещу.

Анализ данных, приведенных на рис. 2.6–2.9 и 2.11, 2.12 и в таблице 2.2, позволяет высказать некоторые соображения и выводы.

Закон деформации в форме (2.45) с учетом зависимости фазовой скорости мышечной локомоторной волны в форме (2.43) и (2.44) достаточно хорошо описывает плавание рыб, у которых движения рыскания, обусловленные явлением “отдачи”, приводят к появлению минимума амплитудной функции. При этом, чем меньше проявляются движения рыскания, тем лучше согласуются теория и эксперимент. Примечательно, что расчетные кривые амплитудной функции, и особенно функции скорости, имеют слегка осциллирующий характер. Величина осцилляций значительно больше на расчетных кривых для леща, у которого заметнее проявляется явление “отдачи”. Скорее всего, эти осцилляции обусловлены несовершенством теоретической модели, заключающемся, в частности, в том, что колебания тела рыбы аппроксимированы гармоническими функциями, тогда как реально они могут быть не строго гармоническими. Это иллюстрирует рис. 2.13, на котором показан характер колебаний хвостового плавника леща.

Несовершенство теоретической модели может заключаться также еще и в том, что в ней принят линейный характер движения рыскания.

Считается также, что мышечная локомоторная волна имеет бегущий характер в пределах всего тела, хотя область головы, где отсутствуют мышечные структуры, едва ли участвует в формировании волны. Это подтверждает и рис. 2.10.

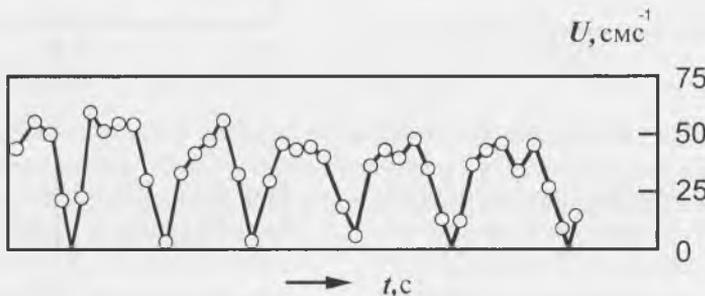
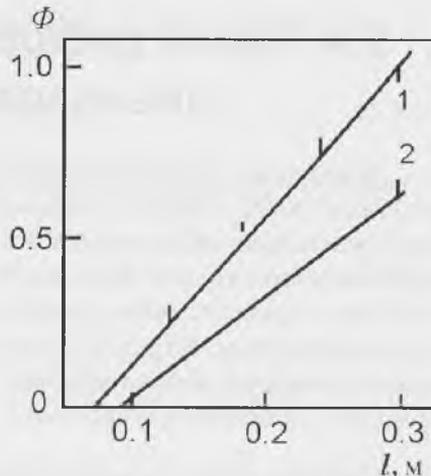


РИС. 2.13. ХАРАКТЕР КОЛЕБАНИЙ ХВОСТОВОГО ПЛАВНИКА ЛЕЩА (ПО: BAINBRIDGE, 1963). U — СКОРОСТЬ КОЛЕБАНИЙ; t — ВРЕМЯ.

Рис. 2.14. Фазовый угол локомоторной волны (1) и миографической волны (2) в различных точках на теле угря. По горизонтальной оси отложено расстояние вдоль тела рыбы (по: GRILLNER, KASHIN, 1976).



Тем не менее рассмотренная теоретическая модель отражает основные особенности плавания рыб.

Есть возможность регистрировать явления, сопровождающие мышечную локомоторную волну. В настоящее время известна работа (Grillner, Kashin, 1976), в которой приведены результаты исследования миографической волны у рыб, сопровождающей мышечную локомоторную волну, одновременно с регистрацией реально наблюдаемой локомоторной волны. Данные немногочисленны, относятся лишь к одному виду рыб (угорь), но позволяют считать, что миографическая волна (а следовательно, мышечная локомоторная волна) имеет в пределах тела изменяющуюся скорость.

В этой же работе сделан важный вывод о том, что миографическая волна распространяется быстрее механической (т. е. реально наблюдаемой локомоторной волны) приблизительно на 40% (см. рис. 2.14). Этот факт качественно согласуется с результатами, представленными на рис. 2.12, где показана расчетная зависимость фазовой скорости мышечной локомоторной волны на теле леща в сравнении с экспериментально измеренной скоростью наблюдаемой локомоторной волны. Видно, что на участке тела $0,2 < \frac{x}{l} < 0,8$ скорость мышечной волны должна быть на 15–20% выше скорости наблюдаемой локомоторной волны.

И еще одно замечание. По оценкам Лайтхилла ось рыскания должна располагаться на расстоянии $0,58l$ от хвоста рыбы (см. выражение (1.267)). По нашим же данным, ось рыскания должна быть расположена у плотвы на расстоянии $0,5l$, а у леща соответственно на расстоянии $0,42l$ от хвоста рыбы. И уж во всяком случае ось рыскания не должна совпадать с минимумом амплитудной функции, как считал Лайтхилл. Совпадение было бы лишь в случае постоянства амплитуды колебаний в пределах тела рыбы.

Отмеченное расхождение в оценках положения оси рыскания может быть объяснено несовершенством теоретической модели, использованной Лайтхиллом, не учитывавшей возможность непостоянства фазовой скорости локомоторной волны.

2.4. Закон деформации тела активно плывущего дельфина

Имеющиеся экспериментальные данные по дельфинам афалинам (Романенко, 1980а; 1980б, 1986а) достоверно устанавливают по крайней мере линейную зависимость фазовой скорости локомоторной волны от координаты и монотонное нарастание амплитудной функции. В работах же Янова (1990, 1997, 1998) отмечается более сложный характер зависимости амплитудной и фазовой функций у этого же вида дельфинов. На рис. 2.15 приведена измеренная экспериментально амплитудная функция дельфина афалина (1) по данным Янова (1990, 1997) в режиме плавания с постоянной скоростью 3.12 мс^{-1} и ее аппроксимация (3) в виде

$$h(x) = h_{xв} \left[0.21 - 0.66 \frac{x}{l} + 1.1 \left(\frac{x}{l} \right)^2 + 0.35 \left(\frac{x}{l} \right)^8 \right]. \quad (2.60)$$

Там же показана аппроксимация Романенко (1986а) на основе измерений в трех точках тела дельфина при постоянной скорости движения 4.3 мс^{-1} (2) и закон деформации (4), предложенный Семеновым, Бабенко и Каяном (1974). Видно, что хуже всего с экспериментом согласуется вариант, предложенный Семеновым, Бабенко и Каяном.

Учитывая, что в ряде случаев разница в представлении кинематических данных в работах Романенко и Янова оказывается несущественной, возьмем за основу закон деформации в форме:

$$h(x, t) = h_{xв} \left[\frac{h_z}{h_{xв}} - 1 + \left(2 - \frac{h_z}{h_{xв}} \right) \left(\frac{x}{l} \right)^y \right] \sin[\omega t - k(x)x]. \quad (2.61)$$

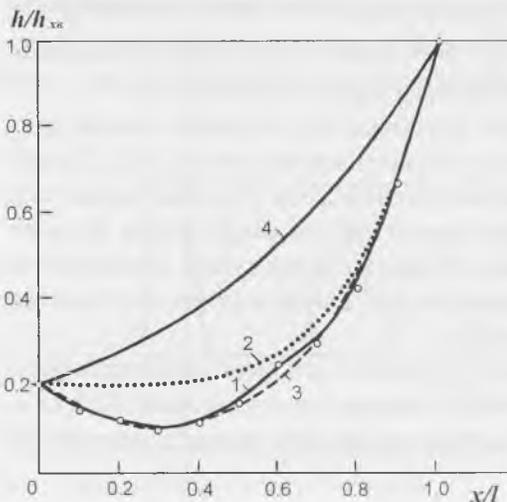


Рис. 2.15. Сопоставление экспериментальной амплитудной функции (Янов, 1990, 1997) локомоторной волны, распространяющейся по телу дельфина (1), и различных вариантов ее математической аппроксимации (2–4). Пояснения в тексте.

Здесь функция $k(x)$ может быть взята в первом приближении в форме

$$k(x) = \frac{k_0 \ln(1 + b_0 x)}{b_0 x}. \quad (2.62)$$

Этой функции соответствует линейная зависимость фазовой скорости локомоторной волны от координаты

$$C(x) = C_2 (1 + b_0 x). \quad (2.63)$$

В формуле (2.62)

$$k_0 = \frac{\omega}{C_2},$$

где C_2 — фазовая скорость локомоторной волны в области головы животного.

Представление закона деформации в форме (2.61) прежде всего не должно приводить к физическому противоречию, упоминавшемуся в п. 1.4. Для проверки этого подставим выражение (2.61) с учетом (2.62) и (2.63) в формулу для тяги, полученную Лайтхиллом:

$$\bar{T} = \frac{1}{2} \rho A(l) \left[\left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)^2 - U^2 \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)^2 \right]_{x=l} \quad (2.64)$$

и получим

$$\bar{T} = \frac{1}{4} \rho A(l) \omega^2 h_{xe}^2 \left[1 - \frac{U^2}{C_2^2 (1 - b_0 l)^2} - \frac{U^2 \left[\ln \left(2 - \frac{h_e}{h_{xe}} \right) \right]^2 \gamma^2}{\omega^2 l^2} \left(2 - \frac{h_e}{h_{xe}} \right)^2 \right]. \quad (2.65)$$

Это выражение должно обращаться в нуль при некотором соотношении между U и $C(x)$. Мы не можем просто приравнять U и $C(x)$, так как $C(x)$ изменяется в пределах тела животного от C_2 на кончике носа до $C_2(1 + b_0 l)$ на кромке хвоста. Поэтому попытаемся выяснить, при каком соотношении между U и $C(x)$ выражение (2.65) обращается в нуль. Приравняем нулю выражение в квадратных скобках:

$$1 - \frac{U^2}{C_2^2 (1 - b_0 l)^2} - \frac{U^2 \left[\ln \left(2 - \frac{h_e}{h_{xe}} \right) \right]^2 \gamma^2}{\omega^2 l^2} \left(2 - \frac{h_e}{h_{xe}} \right)^2 = 0. \quad (2.66)$$

Отсюда получим

$$\frac{U}{C_2(1+b_0l)} = \sqrt{1 - \frac{U^2 \left[\ln \left(2 - \frac{h_x}{h_{x0}} \right) \right]^2 \gamma^2 \left(2 - \frac{h_x}{h_{x0}} \right)^2}{\omega^2 l^2}}. \quad (2.67)$$

Видно, что существует вполне определенное соотношение между U и $C_2(1+b_0l)$, при котором тяга обращается в нуль. Причем при $U \neq 0$ и $\gamma \neq 0$ всегда $U < C_2(1+b_0l)$.

Таким образом, предположение о зависимости фазовой скорости локомоторной волны от координаты в форме (2.63) действительно позволяет избежать упомянутого выше противоречия.

2.4.1. Оценка параметров, входящих в закон деформации тела дельфина

Можно оценить значения наиболее важных величин γ и b_0 , входящих в закон деформации (2.61) для дельфинов, не проводя экспериментов. Для этого воспользуемся соотношением (2.67). Если бы нам было известно точное соотношение между U и $C_2(1+b_0l)$, при котором тяга должна обращаться в нуль, мы получили бы однозначную связь между γ и b_0 . Но нам известно лишь, что U должно быть заключено в интервале значений $C_2 - C_2(1+b_0l)$, чтобы тяга обращалась в нуль. Поэтому разделим указанный интервал на 4 равные части и рассчитаем зависимость γ от b_0 для 5 значений U :

$$U_1 = C_2, \quad (2.68)$$

$$U_2 = \frac{C_2(4+b_0l)}{4}, \quad (2.69)$$

$$U_3 = \frac{C_2(2+b_0l)}{4}, \quad (2.70)$$

$$U_4 = \frac{C_2(4+3b_0l)}{4}, \quad (2.71)$$

$$U_5 = C_2(1+b_0l). \quad (2.72)$$

Подстановка (2.68)–(2.72) в (2.66) дает следующие соотношения:

$$\gamma = \frac{\omega l \sqrt{b_0 l (2 + b_0 l)}}{U(1+b_0l) \left(2 - \frac{h_x}{h_{x0}} \right) \ln \left(2 - \frac{h_x}{h_{x0}} \right)}, \quad (2.73)$$

$$\gamma = \frac{\omega l \sqrt{3b_0 l (8 + 5b_0 l)}}{4U(1 + b_0 l) \left(2 - \frac{h_z}{h_{zv}} \right) \ln \left(2 - \frac{h_z}{h_{zv}} \right)}, \quad (2.74)$$

$$\gamma = \frac{\omega l \sqrt{b_0 l (4 + 3b_0 l)}}{2U(1 + b_0 l) \left(2 - \frac{h_z}{h_{zv}} \right) \ln \left(2 - \frac{h_z}{h_{zv}} \right)}, \quad (2.75)$$

$$\gamma = \frac{\omega l \sqrt{b_0 l (8 + 7b_0 l)}}{4U(1 + b_0 l) \left(2 - \frac{h_z}{h_{zv}} \right) \ln \left(2 - \frac{h_z}{h_{zv}} \right)}, \quad (2.76)$$

$$\gamma = 0 \quad (2.77)$$

В полученные соотношения, кроме интересующих нас величин γ и b_0 , входят также параметры ω , U/l , l и h_z/h_{zv} . Все эти величины в первом приближении можно считать известными или легко определяемыми. Например, длина тела дельфина l легко может быть измерена. Величина U/l может быть взята как параметр. Величина h_z/h_{zv} легко может быть оценена по кинограммам, опубликованным в некоторых работах (Кокшайский, 1974). Такие оценки показывают, что величина h_z/h_{zv} составляет около 0.2. Что касается круговой частоты колебаний тела ω , то она может быть определена как $\omega = 2\pi f$ с использованием для f зависимости

$$f = 1.1 \frac{U}{l} + 0.15, \quad (2.78)$$

полученной Каяном и Пятецким (1977) для дельфинов афалин. Козлов (1983) приводит другое выражение, которое хорошо согласуется с предыдущим

$$f = 1.05 \frac{U}{l} + 0.25. \quad (2.79)$$

Для дельфинов азовок, по данным работы (Пятецкий, Каян, 19726), аналогичное соотношение имеет вид

$$f = 0.46 \frac{U}{l} + 0.26. \quad (2.80)$$

На рис. 2.16 представлены зависимости $\chi(b_0)$ для дельфинов афалин. На рис. 2.17 представлены аналогичные зависимости для дельфинов азовок. Параметром кривых является отношение U/l . Все кривые построены для отношения $U/l=2$. Длина дельфина афалины принята равной 2.2 м, а дельфина азовки 1 м.

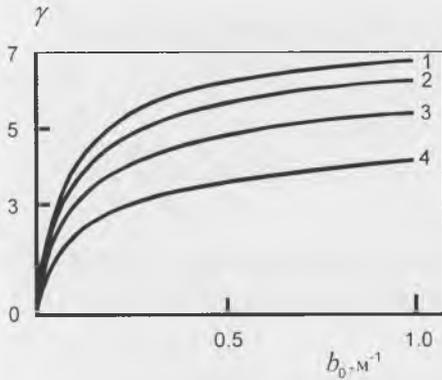


Рис. 2.16. РАСЧЕТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ γ ОТ b_0 ДЛЯ ДЕЛЬФИНА *Tursiops truncatus*. КРИВЫЕ 1–4 ПОСТРОЕНЫ СООТВЕТСТВЕННО ПО ФОРМУЛАМ (2.73)–(2.76).

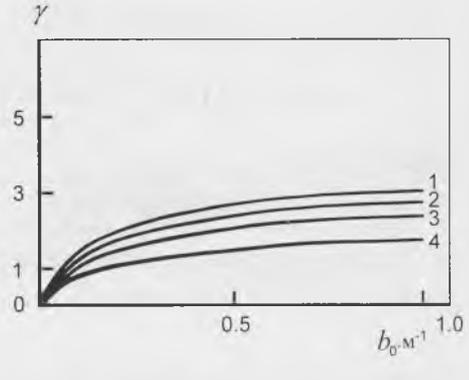


Рис. 2.17. РАСЧЕТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ γ ОТ b_0 ДЛЯ ДЕЛЬФИНА *Phocoena phocoena*. КРИВЫЕ 1–4 ПОСТРОЕНЫ СООТВЕТСТВЕННО ПО ФОРМУЛАМ (2.73)–(2.76).

Анализ полученных соотношений и построенных на их основе кривых позволяет сделать некоторые выводы и предположения.

1. Значения параметров γ и b_0 видоспецифичны. Это особенно заметно на рис. 2.16 и 2.17. Главная причина этого состоит в видоспецифичности эмпирических соотношений (2.78)–(2.80), связывающих частоту колебаний тела и относительную скорость плавания.

2. По данным, представленным на рис. 2.16 и 2.17, можно предположить, что степень нарастания амплитуды локомоторной волны на теле афалины должна быть значительно более высокой, чем у азовки.

3. Зависимость параметров γ и b_0 от относительной скорости плавания, по видимому, должна быть довольно слабой.

4. Должна быть достаточно заметной возрастная зависимость (зависимость от длины тела) параметров γ и b_0 .

Эти выводы носят качественный характер, так как они сделаны в предположении, что соотношения (2.73)–(2.77) сохраняются также при реальных режимах плавания животных, а не только в предельном случае нулевой тяги, для которого они получены.

Если соотношения (2.73)–(2.77) соблюдаются в реальных режимах плавания дельфинов, то полезно выбрать из них одно единственное, наиболее вероятное. Очевидно, нулевая тяга должна наблюдаться не при крайних значениях U в интервале $C_s \div C_s(1+b_0l)$. Вероятнее всего, нулевая тяга должна быть при некотором среднем значении U в указанном интервале. Таким средним значением может быть

$$U = \frac{C_s(2+b_0l)}{2} \quad (2.81)$$

Таблица 2.3. Значения γ в функции b_0 , рассчитанные по формуле (2.75) для двух значений параметра U/l (1 и 2).

$b_0, \text{м}^{-1}$	γ	
	$U/l = 1$	$U/l = 2$
0	0	0
0.1	3.08	2.89
0.2	3.94	3.70
0.3	4.43	4.17
0.4	4.76	4.48

В таблице 2.3 приведены значения γ в функции b_0 , рассчитанные для случая (2.75) и двух значений параметра U/l плавания дельфина афалины.

Аналогичный анализ нетрудно провести и для закона деформации в форме (2.60), приняв зависимость фазовой скорости от координаты в виде (2.62).

Краткие выводы

Большое число различных вариантов закона деформации тела рыбы или дельфина, предложенное на начальных этапах исследования и рассмотренное в настоящей главе, свидетельствует о недостатке достоверных экспериментальных фактов, касающихся кинематики этих животных. Лишь в последние годы появились данные, позволившие создать достаточно корректную модель кинематики рыб и дельфинов. Это касается прежде всего открытия явления “отдачи” и зависимости фазовой скорости локомоторной волны от координаты в системе координат, связанной с телом животного. До сих пор все модели плавания рыб и дельфинов исходили из уверенности в постоянстве фазовой скорости локомоторной волны. Из всех проблем, связанных с плаванием рыб и дельфинов, только проблему закона деформации тела можно считать близкой к полному решению.

Глава 3. Распределение динамического давления на теле рыб и дельфинов, обусловленное колебательным характером его движения

Как уже упоминалось, английский зоолог Дж. Грей в 1936 году 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. Как будет показано, такой механизм действительно имеет место, но не он определяет формирование градиента давления вдоль тела животного (Романенко, Пушков, в печати). Строгий анализ явления (Романенко, 1986а) 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 с нарастающей от головы к хвосту амплитудой, вдоль его тела все равно формировался бы отрицательный градиент давления.

3.1. Роль колебаний тела рыбы или дельфина в создании градиента давления

Проанализируем более подробно механизм формирования градиента динамического 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 мгновенного значения динамического давления на поверхности тела можно воспользоваться известным выражением для кругового цилиндра, обтекаемого потоком в поперечном направлении (Логвинович, 1969):

$$p - p_{\infty} = \frac{\rho v_n^2}{2} (1 - 4 \sin^2 \theta_0) + \frac{\rho \cos \theta_0}{R} \frac{d(R^2 v_n)}{dt}, \quad (3.1)$$

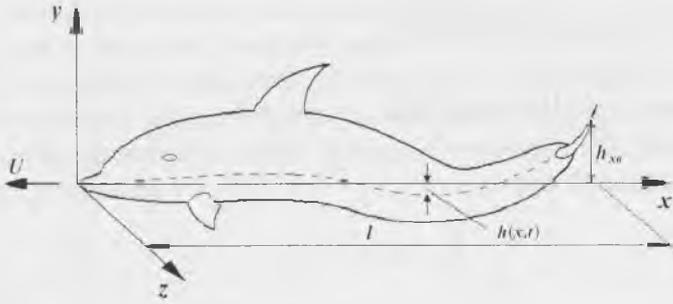


Рис. 3.1. Расположение дельфина в принятой системе координат.

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

$$v_n = \frac{\partial h}{\partial t} + U \frac{\partial h}{\partial x}, \quad (3.2)$$

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

Расположение дельфина в принятой системе координат показано на рис. 3.1.

В формировании пограничного слоя на обтекаемом теле определяющее значение имеет не само избыточное давление, а его градиент, который можно представить в виде

$$\frac{dp}{dx} = \rho v_n \frac{dv_n}{dx} (1 - 4 \sin^2 \theta_0) + \frac{d}{dx} \left[\frac{\rho \cos \theta_0}{R} \frac{d(R^2 v_n)}{dt} \right]. \quad (3.3)$$

Нормируя выражение (3.3) по динамическому напору, получим градиент динамического давления в следующем виде

$$\frac{2}{\rho U^2} \frac{dp}{dx} = \frac{2}{U^2} \left\{ v_n \frac{dv_n}{dx} (1 - 4 \sin^2 \theta_0) + \frac{d}{dx} \left[\frac{\cos \theta_0}{R} \frac{d(R^2 v_n)}{dt} \right] \right\}. \quad (3.4)$$

Помимо мгновенного значения полезно знать величину усредненного по времени динамического давления и его градиента. Усредняя по времени выражение (3.1), получим

$$\overline{p - p_\infty} = \frac{\overline{\rho v_n^2}}{2} (1 - 4 \sin^2 \theta_0) \quad (3.5)$$

или в нормированной форме

$$\frac{\overline{p - p_\infty}}{1/2 \rho U^2} = \frac{\overline{v_n^2}}{U^2} (1 - 4 \sin^2 \theta_0) \quad (3.6)$$

Градиент давления имеет вид

$$\overline{\frac{dp}{dx}} = \rho \left(v_n \frac{dv_n}{dx} \right) (1 - 4 \sin^2 \theta_0), \quad (3.7)$$

или в нормированной форме

$$\frac{2}{\rho U^2} \frac{dp}{dx} = \frac{2}{U^2} \left(v_n \frac{dv_n}{dx} \right) (1 - 4 \sin^2 \theta_0) \quad (3.8)$$

Критическое число Рейнольдса однозначно связано с формпараметром профиля скоростей в пограничном слое, который имеет вид

$$\Lambda = - \frac{\delta^2}{\nu \rho U} \frac{dp}{dx} \quad (3.9)$$

Здесь ν — кинематическая вязкость, δ — толщина пограничного слоя. С учетом выражений (3.3) и (3.7) нетрудно получить мгновенное и усредненное по времени значения формпараметра профиля скоростей

$$\Lambda = - \frac{\delta^2}{\nu U} \left\{ v_n \frac{dv_n}{dx} (1 - 4 \sin^2 \theta_0) + \frac{d}{dx} \left[\frac{\cos \theta_0}{R} \frac{d(R^2 v_n)}{dt} \right] \right\} \quad (3.10)$$

и

$$\overline{\Lambda} = - \frac{\delta^2}{\nu U} \left(v_n \frac{dv_n}{dx} \right) (1 - 4 \sin^2 \theta_0). \quad (3.11)$$

Градиент давления оказывает влияние не только на стабилизацию ламинарного пограничного слоя, но и на тонкую структуру турбулентного. Известно, в частности, что отрицательный градиент динамического давления достаточной величины может привести даже к обратному переходу турбулентного обтекания в ламинарное (Ландер, 1964; Репик, 1970; Назарчук, Ковецкая, Панченко, 1974) или, по крайней мере, к значительному уменьшению степени турбулентности и, следовательно, к уменьшению сопротивления трения. Влияние отрицательного градиента давления на турбулентное обтекание определяется величиной формпараметра, который имеет вид

$$B = \frac{\nu}{\rho U^3} \frac{dp}{dx} \quad (3.12)$$

В упомянутых выше работах проанализировано влияние отрицательного градиента давления на явление обратного перехода турбулентного пограничного слоя в ламинарный. Показано, что отрицательный градиент давления достаточной величины может “ламинаризовать” турбулентный пограничный слой. При этом наблюдаются явления, свидетельствующие о процессе “ламинаризации”: растет величина формпараметра профиля скоростей $H = \frac{\delta_1}{\delta_2}$, где δ_1 и δ_2

— соответственно толщина вытеснения и толщина потери импульса; растет толщина ламинарного подслоя; профиль скоростей в пограничном слое приближается к Блазиусовскому; уменьшается интенсивность пульсаций скорости и давления в пограничном слое; уменьшается коэффициент сопротивления. Обратный переход турбулентного режима течения в ламинарный осуществляется при значении формпараметра B

$$B \equiv \frac{v}{\rho U^3} \frac{dp}{dx} \equiv -(2 + 3) \cdot 10^{-6}. \quad (3.13)$$

С учетом формул (3.3) и (3.7) выражение (3.12) также можно представить в мгновенной и усредненной по времени формах

$$B = \frac{v}{U^3} \left\{ v_n \frac{dv_n}{dx} (1 - 4 \sin^2 \theta_0) + \frac{d}{dx} \left[\frac{\cos \theta_0}{R} \frac{d(R^2 v_n)}{dt} \right] \right\} \quad (3.14)$$

и

$$\bar{B} = \frac{v}{U^3} \left(v_n \frac{dv_n}{dx} \right) (1 - 4 \sin^2 \theta_0). \quad (3.15)$$

Численные оценки распределения градиента динамического давления на теле активно плывущего дельфина и формпараметров A и B мы дадим в Главе 7.

3.1.1. Угловая зависимость распределения динамического давления на теле животного

Обратимся к формуле (3.3), характеризующей усредненное по времени значение избыточного давления на теле дельфина, и проанализируем зависимость давления от угла θ_0 . Эта зависимость определена множителем

$$1 - 4 \sin^2 \theta_0 \quad (3.16)$$

и представлена на рис. 3.2а для миделевого поперечного сечения тела дельфина. Видно, что на боковых поверхностях тела дельфина избыточное давление отрицательное, на верхней же и нижней поверхностях — положительное, причем максимальное значение отрицательного давления в три раза больше положительного.

В области тела дельфина за миделем поперечное сечение тела отличается от кругового, и чем ближе к хвостовой лопасти, тем заметнее. Точный расчет избыточного давления в этой области тела дельфина труден, но по результатам, по-видимому, мало будет отличаться от расчета для кругового сечения, так как формула (3.1) справедлива не только для кругового цилиндра, но и для эллиптического (Логвинович, 1969), а поперечное сечение в каудальной части тела дельфина можно аппроксимировать эллипсом. Качественно распределение динамического давления на стебле хвоста дельфина будет выглядеть так, как показано

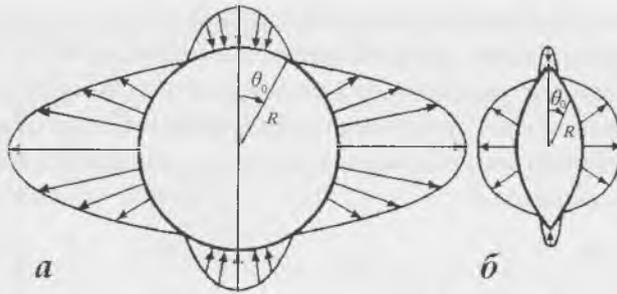


Рис. 3.2. Расчетное значение избыточного давления на теле дельфина в его миделевом сечении (а) и в сечении хвостового стебля (б) в зависимости от угла θ_0 . R — радиус тела.

на рис. 3.2б. Область положительных значений уменьшится, а область отрицательных увеличится.

Аналогичным должно быть распределение давления на теле быстроходных рыб (тунцы и др.), так как форма сечения их тела, особенно в каудальной части, напоминает дельфинью. Что же касается обычных рыб, тело которых заметно уплощено с боков, то распределение динамического давления в этом случае будет для них не очень выгодным: на боковых поверхностях градиент давления будет положительным и только в сравнительно узких дорзальной и вентральной областях — отрицательным.

3.2. Роль хвостовой лопасти в создании градиента давления

В предыдущих разделах мы рассмотрели механизм формирования градиента динамического давления на теле активно плывущего дельфина за счет его колебаний. Но принципиально существует и механизм, предсказанный Греем (1936), за счет колебаний хвостовой лопасти. Точнее, существует по крайней мере два независимых механизма: первый связан с влиянием вихревой пелены, стекающей с кромки хвоста, на характер обтекания тела, и второй, обусловленный дополнительным полем скоростей, индуцируемых колеблющейся лопастью как диполем (Пушков, Романенко, в печати).

3.2.1. Влияние вихревой пелены

Для оценки скоростей и давлений, индуцированных вихревой пеленой, рассмотрим движение плоского крыла конечного размаха (плавника) в системе координат $OXYZ$, движущейся со скоростью U в направлении оси OX , равной скорости передвижения дельфина (рис. 3.3).

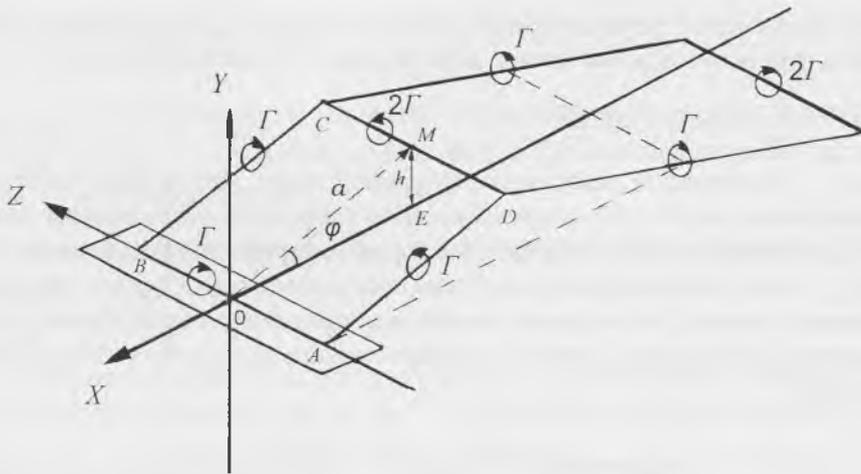


Рис. 3.3. Схематичное представление крыла в виде несущей линии (AB). Вихревая пелена за крылом сворачивается в вихревые жгуты и в следе формирует дорожку в виде вихревых рамок.

Пусть в системе координат $OXYZ$ на поперечное колебание крыла $y = h \sin \omega t$ накладываются угловые $\vartheta = \vartheta_0 \cos \omega t$, где ϑ — угол, составляемый плоскостью крыла с плоскостью OXZ . Схематично представим крыло в виде несущей линии AB . При движении вихревая пелена за крылом сворачивается в вихревые жгуты и в следе формирует дорожку в виде вихревых рамок. В первом приближении будем допускать, что каждая из рамок представляет собой прямоугольник (рис. 3.3).

При оценке градиента давления $\partial p / \partial x$ в некоторой точке X на оси OX примем:

- поперечный размер рамок равным, $l_0 = \pi R / 2$, R — полуразмах крыла, что соответствует эллиптическому распределению циркуляции вдоль размаха крыла;
- отстояние поперечных движению составляющих вихревых рамок от плоскости OXZ равным амплитуде колебания крыла по вертикали h .

Величину $\partial p / \partial x$ оценим соответственно в случаях:

- а) прохождения крыла плоскости OXZ ,
- б) максимального отклонения крыла от плоскости OXZ .

Вихревая дорожка, показанная на рис. 3.3, соответствует случаю а), моменту прохождения крыла через плоскость OXZ . В первом приближении на основании закона Бернулли величина Δp в некоторой точке X на оси OX будет:

$$\Delta p \approx \rho U V_{ix}, \quad (3.17)$$

где V_{ix} — составляющая индуцируемой скорости в направлении оси OX .

Для определения порядка $\Delta p / \Delta x$ оценим значение V_{ix} , индуцируемое вихревой дорожкой, сформированной за половину периода T колебания крыла. Для

этого воспользуемся формулой Био-Савара для скорости, индуцируемой произвольным отрезком вихревой нити с циркуляцией Γ в некоторой точке:

$$V = \frac{\Gamma}{4\pi h_0} (\cos \alpha + \cos \beta), \quad (3.18)$$

Здесь h_0 — кратчайшее расстояние выбранной точки наблюдения от отрезка вихревой нити, α и β — углы, примыкающие к отрезку и образованные линиями, соединяющими точку наблюдения с концами отрезка вихревой линии. Значение V_{ix} может быть получено как сумма проекций на ось OX скоростей, индуцированных в точке X всеми прямолинейными отрезками вихревых рамок, сформированных за половину периода колебаний крыла при пересечении им плоскости XOZ .

$$\begin{aligned} V_{ix} = & \frac{\Gamma l_0}{4\pi \left[(x \sin \varphi)^2 + \frac{l_0^2}{4} \right]} \left[\frac{a + x \cos \varphi}{\sqrt{(x + a \cos \varphi)^2 + h^2 + \frac{l_0^2}{4}}} - \frac{x \cos \varphi}{\sqrt{x^2 + \frac{l_0^2}{4}}} \right] \sin \varphi + \\ & + \frac{\Gamma l_0}{4\pi \left[\left(x + \frac{UT}{2} \right)^2 \sin^2 \varphi + \frac{l_0^2}{4} \right]} \left[\frac{\left(x + \frac{UT}{2} \right) \cos \varphi}{\sqrt{\left(x + \frac{UT}{2} \right)^2 + \frac{l_0^2}{4}}} - \frac{\left(x + \frac{UT}{2} \right) \cos \varphi - a}{\sqrt{\left(x + \frac{UT}{4} \right)^2 + h^2 + \frac{l_0^2}{4}}} \right] \sin \varphi + \quad (3.19) \\ & + \frac{\Gamma_0 h}{2\pi \left[\left(x + \frac{UT}{4} \right)^2 + h^2 \right] \sqrt{\left(x + \frac{UT}{4} \right)^2 + h^2 + \frac{l_0^2}{4}}}. \end{aligned}$$

Здесь первые два члена определяются скоростями, индуцированными в точке X продольными вихревыми нитями, а третье слагаемое определяется скоростью, индуцированной поперечным вихрем CD (см. рис. 3.3).

Аналогично получим значение V_{ix} для случая б)

$$\begin{aligned} V_{ix} = & \frac{\Gamma l_0 \sin \varphi}{4\pi \left[\left(x + \frac{UT}{4} \right)^2 \sin^2 \varphi + \frac{l_0^2}{4} \right]} \left[\frac{a + \left(x + \frac{UT}{4} \right) \cos \varphi}{\sqrt{\left(x + \frac{UT}{2} \right)^2 + h^2 + \frac{l_0^2}{4}}} - \frac{\left(x + \frac{UT}{4} \right) \cos \varphi - a}{\sqrt{x^2 + h^2 + \frac{l_0^2}{4}}} \right] + \quad (3.20) \\ & + \frac{\Gamma l_0 h}{4\pi (x^2 + h^2) \sqrt{x^2 + h^2 + \frac{l_0^2}{4}}} + \frac{\Gamma l_0 h}{4\pi \left[\left(x + \frac{UT}{2} \right)^2 + h^2 \right] \sqrt{\left(x + \frac{UT}{2} \right)^2 + h^2 + \frac{l_0^2}{4}}}. \end{aligned}$$

Здесь первый член определяется продольными вихревыми нитями, а второй и третий — поперечными.

В соотношениях (3.19) и (3.20) φ — угол наклона вихревой рамки к плоскости OXZ ; a — половина продольного размера полной вихревой рамки: $h = a \sin \varphi$.

Значение циркуляции Γ определяется уравнением связи:

$$C_y \rho \frac{U_i^2}{2} S = \rho U_i \Gamma l = F, \quad (3.21)$$

где C_y — коэффициент подъемной силы крыла, ρ — плотность воды, $U_i = \sqrt{U^2 + h^2 \omega^2}$ — амплитудное значение абсолютной скорости движения крыла, S — площадь крыла.

Полученные выражения для V_{ix} определяют величину градиента $\frac{\partial p}{\partial x}$:

$$\frac{\partial p}{\partial x} \approx \rho U \frac{\partial V_{ix}}{\partial x}. \quad (3.22)$$

При определении F следует учитывать, что коэффициент подъемной силы C_y и его производная по углу атаки C_y^α при гармонических колебаниях крыла зависит от числа Струхала $Sh = \frac{\omega b}{U}$, где b — хорда крыла.

3.2.2. Влияние поля диполя

В разделе 1.5 (Глава 1) мы уже анализировали простую акустическую модель плавающей рыбы, в которой колеблющийся хвостовой плавник рассматривается как акустический диполь, создающий в окружающей его воде поле скоростей и давлений.

Радиальная компонента скорости частиц, создаваемая диполем, может быть представлена в виде (Скучик, 1976)

$$V_r = \frac{B}{\rho c r} \left[1 + \frac{2}{jkr} + \frac{2}{(jkr)^2} \right] \cos \theta e^{-jkr}, \quad (3.23)$$

где

$$B = -\frac{k^2 \rho c D}{4\pi}, \quad (3.24)$$

D — момент диполя, который можно записать как

$$D = 2Qr_0, \quad (3.25)$$

где $Q = v_n S_{\text{вг}}$ — объемная скорость каждого из источников диполя, v_n — скорость частиц жидкости, нормальная к поверхности хвостовой лопасти, $S_{\text{вг}}$ — площадь поверхности одной стороны хвостовой лопасти, r_0 — эффективный радиус хвостовой лопасти, $2r_0$ — расстояние между источниками диполя, которое в нашем случае (хвостовая лопасть) можно оценить как

$$2r_0 = 2\sqrt{\frac{S_{\text{вг}}}{\pi}}, \quad (3.26)$$

r — расстояние центра диполя от точки наблюдения, k — волновое число, ρ — плотность воды, c — скорость звука в воде, j — мнимая единица, θ — угол между осью диполя и направлением на точку наблюдения.

Нас интересует случай $kr \ll 1$ (т. е. точка наблюдения расположена вблизи диполя). В этом случае первыми двумя членами в скобках правой части формулы (3.23) можно пренебречь, а множитель e^{-jkr} считать равным 1. Тогда формула (3.23) примет вид

$$V_r = \frac{v_n S_{x\theta}^{1.5}}{r^3 \pi^{1.5}} \cos \theta. \quad (3.27)$$

Воспользовавшись соотношением (3.23), можно записать выражение для градиента динамического давления, нормированного по динамическому напору, в виде

$$\frac{2}{\rho U^2} \frac{dp}{dr} = -\frac{6v_n S_{x\theta}^{1.5}}{U r^4 \pi^{1.5}} \cos \theta. \quad (3.28)$$

Можно считать, что применительно к хвостовой лопасти дельфина справедливо соотношение

$$v_n \approx \alpha U_i, \quad (3.29)$$

где U_i — мгновенная скорость обтекания хвостовой лопасти, определяемая выражением

$$U_i = \sqrt{U^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial t}\right)^2}. \quad (3.30)$$

Считая движение хвостовой лопасти совершающимся по гармоническому закону $y = h \sin \omega t$, получим

$$U_i = U \sqrt{1 + \frac{\omega^2 h^2 \cos^2 \omega t}{U^2}}. \quad (3.31)$$

Здесь $\omega = 2\pi f$, f — частота колебаний хвоста, h — его амплитуда.

Учитывая соотношения (3.29)–(3.31), запишем в окончательном виде расчетную формулу для оценки мгновенного значения градиента динамического давления

$$\frac{2}{\rho U^2} \frac{dp}{dr} = -\frac{6\alpha S_{x\theta}^{1.5}}{r^4 \pi^{1.5}} \sqrt{1 + \frac{\omega^2 h_0^2}{U^2} \cos^2 \omega t} \cos \theta. \quad (3.32)$$

3.3. Сравнение результатов математического моделирования с экспериментальными данными, полученными на рыбах

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,

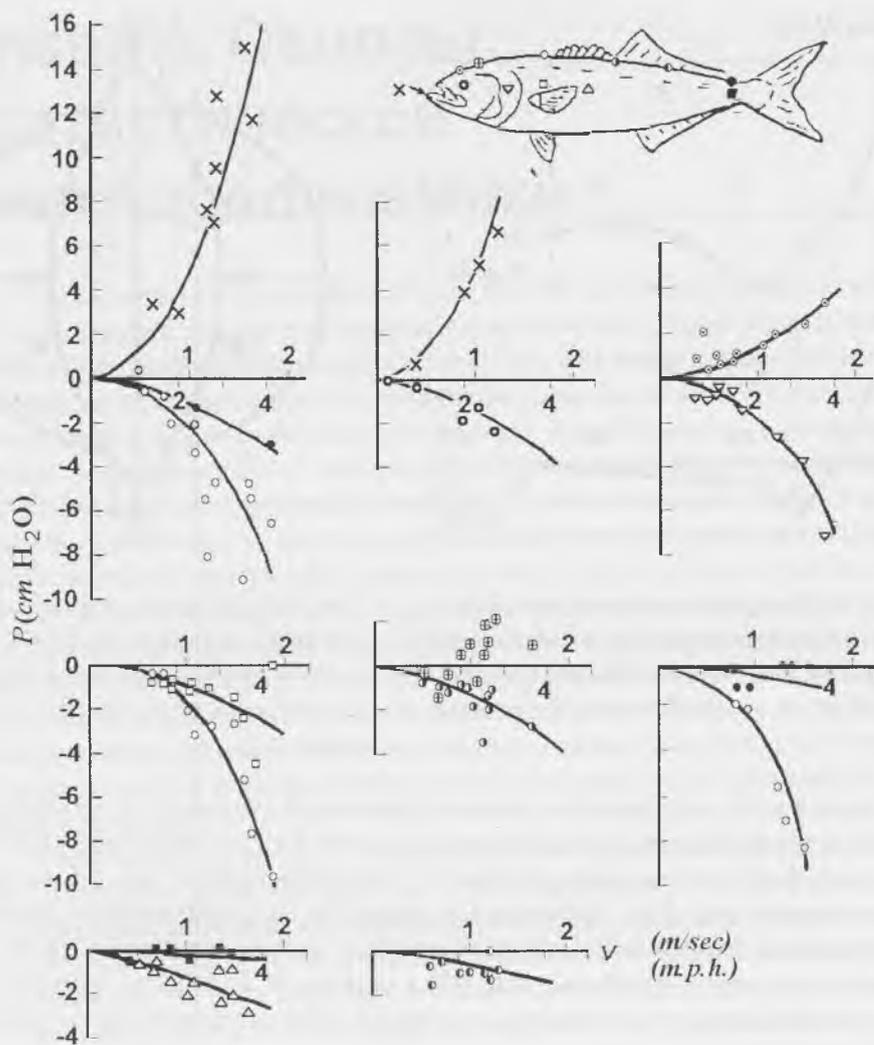


Рис. 3.4. Зависимость величины динамического давления в различных точках тела рыбы от скорости ее плавания (по: DUBOIS, CAVAGNA, FOX, 1974).

Cavagna, Fox, 1974). Измерения проводили с помощью подкожных жидкостных манометров. На рис. 3.4 и 3.5 приведены результаты. На силуэте рыбы (*Pomatomus saltatrix*) показаны места расположения манометров. На рис. 3.5 показано распределение динамического давления на дорсальной (*a*) и латеральной (*b*) стороне тела живой рыбы. На верхнем графике кроме того точкой 1 показано значение динамического давления на теле мертвой рыбы. 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

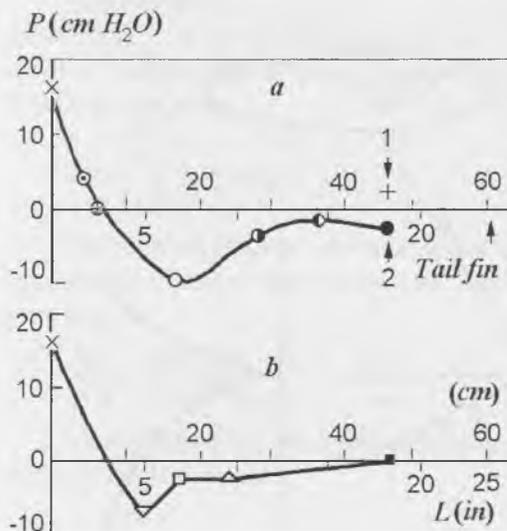


Рис. 3.5. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ НА ДОРСАЛЬНОЙ (*a*) И ЛАТЕРАЛЬНОЙ (*b*) СТОРОНЕ ТЕЛА РЫБЫ (по: DUVOIS, CAVAGNA, FOX, 1974). 1 — МЕРТВАЯ РЫБА; 2 — ЖИВАЯ РЫБА.

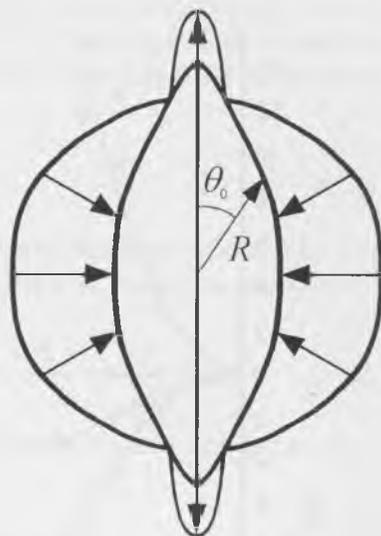


Рис. 3.6. РАСЧЕТНОЕ ЗНАЧЕНИЕ ИЗБЫТОЧНОГО ДАВЛЕНИЯ НА ХВОСТОВОМ СТЕБЛЕ АКТИВНО ПЛАВАЮЩЕЙ РЫБЫ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ УГЛА θ_0 . R — РАДИУС ТЕЛА.

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 дано в конце раздела (3.1.1) и иллюстрирует рис. 3.6, который очень похож на рис. 3.26. Отличается он лишь тем, что динамическое давление на дорсальной и латеральной сторонах изменило знак на обратный. Связано это с тем, что плоскость колебаний тела рыб в отличие от дельфинов горизонтальна, тогда как форма тела в области хвостового стебля приблизительно такая же, как у дельфинов.

Количественную оценку величины и распределения градиента динамического давления на теле активно плавающего дельфина и сравнение с экспериментом мы дадим в главе 7.

Краткие выводы

Предположение о возможности существования на теле дельфинов отрицательного градиента динамического давления и его влиянии на структуру пограничного слоя было впервые высказано английским зоологом Дж. Греем в 1936 году. Однако эта гипотеза не вызвала интереса у научной общественности. В настоящей главе впервые дана достаточно строгая теория вопроса и показано, что Дж. Грей в принципе был прав в своем предположении. Более того, оказалось, что и в гидродинамике рыб имеет место это явление.

Глава 4. Основы статистической биогидродинамики

Гидродинамика быстроплавающих водных животных, представляющая большой интерес для науки и техники, является более трудной областью исследования, чем гидродинамика жестких тел. Тела животных в процессе плавания изменяют свою форму, скорость плавания непрерывно изменяется, поверхность многих видов рыб покрыта чешуей и слизью, а ластоногих — волосатым покровом, температура тел не всегда равна температуре обтекающей жидкости. Все это значительно усложняет условия обтекания животных. Если добавить к этому методические трудности экспериментального изучения характера обтекания животных, становится понятным, почему до сих пор практически ничего неизвестно об особенностях их гидродинамики. Однако, несмотря на перечисленные выше осложняющие обстоятельства, остается несомненным, что в пограничном слое плывущих животных развиваются принципиально те же явления, что и в пограничном слое обтекаемых жестких тел. Поэтому изучение биогидродинамики должно основываться на достижениях, полученных в результате теоретических и экспериментальных исследований гидродинамических процессов на моделях.

В настоящей главе будут кратко изложены (главным образом по Хинце, 1963; Шлихтингу, 1969; Петровскому, 1966; Лойцянскому, 1973; Монину, Яглому, 1965) основные сведения о ламинарном и турбулентном пограничном слое на плоской пластине и телах вращения, о физических механизмах воздействия различных факторов на структуру пограничного слоя. Все эти сведения позволят наилучшим образом сформулировать задачи биогидродинамических исследований.

4.1. Основы теории пограничного слоя

В 1904 г. Прандтль указал путь, сделавший возможным теоретические исследования течений жидкости с трением в практически важных случаях. Прандтль ввел понятие пограничного слоя — очень тонкого слоя вблизи обтекаемого тела, где трение играет существенную роль. За пределами этого слоя трением можно пренебречь. Пограничный слой образуется в результате прилипания жидкости к поверхности твердого тела. При этом скорость жидкости изменяется от нуля на поверхности тела (относительно поверхности тела) до полного значения во внешнем потоке. Образование пограничного слоя с присущими ему касательными напряжениями (напряжениями сдвига) существенно отлича-

ет действительную жидкость от идеальной, не обладающей трением, представление о которой было господствующим в теоретической гидродинамике прошлого века. Теория идеальной жидкости была совершенно бессильна при изучении сопротивления тела, движущегося в газе или жидкости. Она приводит к результату, что тело, равномерно движущееся в неограниченно распространенной жидкости, не испытывает никакого сопротивления (парадокс Даламбера).

Силы трения действительных жидкостей связаны с тем свойством жидкости, которое называется вязкостью, и определяются законом трения Ньютона

$$\tau = \mu \frac{dU}{dy}, \quad (4.1)$$

где τ — касательное напряжение между слоями жидкости или на стенке обтекаемого тела, μ — динамический коэффициент вязкости, $\frac{dU}{dy}$ — градиент скорости в направлении, перпендикулярном течению.

Вначале теория пограничного слоя развивалась в применении к ламинарным течениям несжимаемой среды. Позже теория пограничного слоя была распространена на практически более важный случай несжимаемых турбулентных течений.

Существование двух типов течений, называемых ламинарными и турбулентными, было замечено еще в начале XIX в., но теория турбулентности появилась только вместе с работами Рейнольдса, в которых было уделено основное внимание условиям, при которых ламинарное течение жидкости превращается в турбулентное. Рейнольдс установил общий критерий динамического подобия течений вязкой несжимаемой жидкости. Таким критерием, кроме геометрического подобия течений, является совпадение значений так называемого числа Рейнольдса

$$Re = \frac{Ul}{\nu}, \quad (4.2)$$

где U и l — характерные масштабы скорости и длины в рассматриваемом течении, а ν — кинематический коэффициент вязкости жидкости, определяемый соотношением

$$\nu = \frac{\mu}{\rho}, \quad (4.3)$$

где ρ — плотность жидкости.

С динамической точки зрения число Рейнольдса может быть интерпретировано как отношение значений сил инерции и сил вязкости, действующих внутри жидкости. Силы инерции, вызывающие перемешивание различных объемов жидкости, движущихся “по инерции” с разными скоростями, осуществляют передачу энергии от крупномасштабных компонентов движения к мелкомасш-

табным и тем самым способствуют образованию в потоке резких мелкомасштабных неоднородностей. Силы вязкости, наоборот, приводят к сглаживанию мелкомасштабных неоднородностей.

Ламинарные течения характеризуются малыми значениями чисел Рейнольдса и соответственно значительным проявлением сил вязкости. Для турбулентных течений характерна обратная картина.

Понятие о числе Рейнольдса очень упрощает исследование геометрически подобных течений жидкости, таких, например, как обтекание безграничным потоком жидкости твердого тела заданной формы. Геометрически подобные течения в случае равенства отвечающих им чисел Рейнольдса будут также и механически подобными, т. е. будут обладать геометрически подобными конфигурациями линий тока и будут описываться одними и теми же функциями от безразмерных координат (так называемый закон подобия Рейнольдса). Этот закон имеет важное значение для теоретического изучения течений, имеющих место в аналогичных условиях, для унификации обработки наблюдений над такими течениями и для моделирования течений, встречающихся в практических задачах. Однако закон подобия Рейнольдса справедлив лишь для установившихся течений несжимаемой жидкости, на которые не оказывают существенного влияния внешние силы. Если эти условия не выполняются, то закон подобия оказывается более сложным: здесь для механического подобия необходимо, чтобы кроме чисел Рейнольдса равные значения принимали также и еще некоторые дополнительные безразмерные “критерии подобия”. Например, в случае движения сжимаемой среды дополнительным “критерием подобия” служит число Маха, представляющее собой отношение скорости течения к скорости звука в среде. При изучении движения температурно-неоднородной жидкости вводятся в рассмотрение безразмерные числа Прандтля и Пекле. Если есть поток тепла через поверхность тела, погруженного в жидкость, вводится в рассмотрение число Нуссельта (или Стэнтона). “Критерием подобия” в случае свободной конвекции служит число Грассхофа (или Рэлея). Для течений со свободной поверхностью “критерием подобия” служит число Фруда. Очень важным “критерием подобия” при обтекании цилиндрических тел является число Струхала (Монин, Яглом, 1965).

Исследование течений жидкости или газа в общем случае состоит в нахождении семи величин u, v, w, p, ρ, T, μ , представляющих собой соответственно три компоненты скорости, давление, плотность, температуру и вязкость среды. Для их нахождения могут быть составлены семь уравнений. Прежде всего это три дифференциальных уравнения Навье–Стокса, составляющие основу всей механики жидкости и газа. Кроме того, уравнение неразрывности, уравнение состояния, уравнение энергии и уравнение, связывающее коэффициент вязкости и температуру. В общем виде все эти уравнения имеют довольно громоздкий вид и по этой причине здесь не приводятся. Кроме того, в нашу задачу не входит сколько-нибудь строгий анализ такой системы уравнений. Мы ограничимся лишь самыми общими представлениями о математическом описании изучаемых яв-

лений. Система уравнений значительно упрощается при рассмотрении несжимаемых течений ($\rho = \text{const}$), которые имеют место при плавании животных. При этом из семи неизвестных величин три оказываются постоянными. Переменных остается четыре: u , v , w , p . Для их нахождения есть четыре уравнения: три уравнения Навье–Стокса и уравнение неразрывности. Если уравнения Навье–Стокса представить в векторном виде, то вся система уравнений будет содержать два уравнения:

$$\rho \frac{D\vec{U}}{Dt} = \vec{K} - \text{grad}p + \mu\Delta\vec{U} \quad (4.4)$$

и

$$\text{div}\vec{U} = 0, \quad (4.5)$$

где $\frac{D\vec{U}}{Dt} = \frac{\partial\vec{U}}{\partial t} + \frac{d\vec{U}}{dt}$, $\text{div}\vec{U} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}$, Δ — оператор Лапласа, а \vec{K} — массовая сила.

В основу вывода уравнений Навье–Стокса положены некоторые эмпирические допущения. Поэтому заранее нельзя быть уверенным, что они правильно описывают движение вязкой жидкости. Следовательно, уравнения Навье–Стокса нуждаются в проверке, которая возможна только путем эксперимента.

До настоящего времени вследствие больших математических затруднений не получено ни одного общего решения уравнения Навье–Стокса в их полном виде. Однако известны некоторые частные решения, например для ламинарного течения в трубе, для течений в пограничном слое, и эти частные решения столь хорошо совпадают с экспериментальными результатами, что вряд ли можно сомневаться в общей применимости уравнений Навье–Стокса.

Теперь мы перейдем к изложению первоначальных сведений по теории пограничного слоя.

4.1.1. Ламинарный пограничный слой

При обтекании жидкостью или газом различных тел наблюдается явление прилипания, приводящее к тому, что скорость частиц жидкости или газа на поверхности тела оказывается равной нулю. В тонком слое жидкости, непосредственно прилегающем к поверхности тела, скорость обтекания $U(x, y)$ меняется от нуля на поверхности тела до максимального значения (U_∞) вдали от тела. Этот тонкий слой жидкости (или газа) называют пограничным слоем или слоем трения $\delta(x)$. На рис. 4.1 схематически показан ламинарный пограничный слой на плоской пластине, обтекаемой в продольном направлении. Для наглядности масштаб длины в поперечном направлении сильно увеличен. Толщина заторможенного вследствие трения слоя, которую мы будем обозначать через δ , постепенно возрастает по мере удаления от передней кромки пластины. За толщину пограничного слоя обычно принимают такое расстояние от стенки, на котором

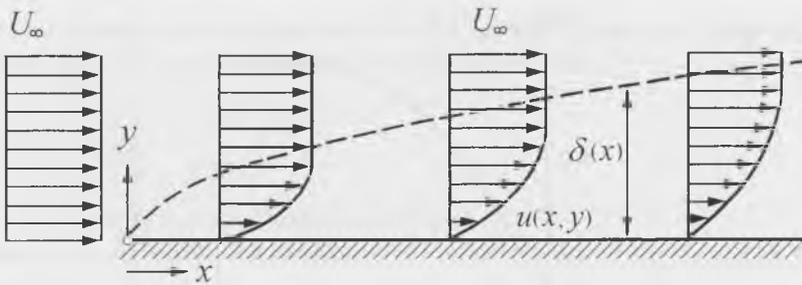


Рис. 4.1. Схема пограничного слоя на плоской пластине, обтекаемой в продольном направлении (по: Шлихтинг, 1969).

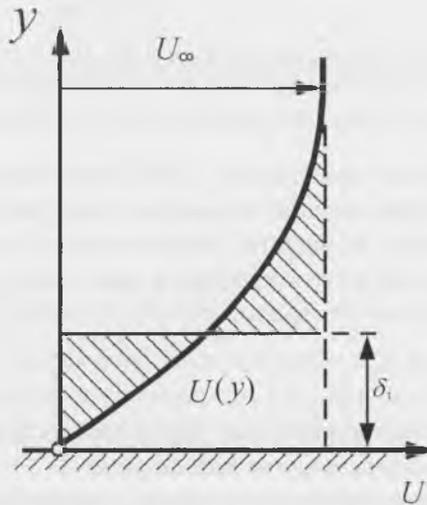


Рис. 4.2. Толщина вытеснения δ_1 пограничного слоя (по: Шлихтинг, 1969).

скорость течения отличается на 1% от скорости внешнего течения. В этом случае толщина пограничного слоя определяется формулой:

$$\delta \approx 5,0 \sqrt{\frac{\nu x}{U_\infty}}, \quad (4.6)$$

где U_∞ — скорость потока на “бесконечно” большом расстоянии от пластины; x — расстояние от передней кромки пластины; $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ — кинематическая вязкость; μ — вязкость; ρ — плотность.

Вместо толщины пограничного слоя часто используется так называемая толщина вытеснения δ_1 (рис. 4.2), определяемая соотношением:

$$\delta_1 = \int_{y=0}^{\infty} \left(1 - \frac{U}{U_\infty}\right) dy. \quad (4.7)$$

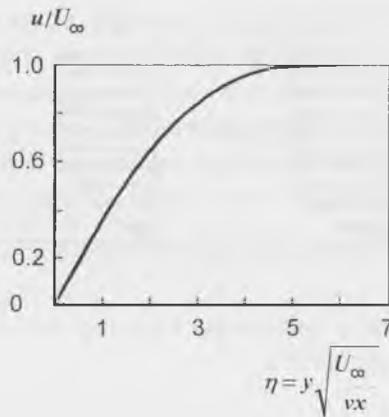


Рис. 4.3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ НА ПЛОСКОЙ ПЛАСТИНЕ (ПО: Шлихтинг, 1969).

Толщина вытеснения представляет собой расстояние, на которое отодвигаются от тела линии тока внешнего течения вследствие накопления в пограничном слое все большего количества заторможенной жидкости. Формула для толщины вытеснения может быть записана в виде, аналогичном (4.6):

$$\delta_1 \approx 1.72 \sqrt{\frac{\nu x}{U_\infty}}. \quad (4.8)$$

Видно, что толщина пограничного слоя, определяемая формулой (4.6), приблизительно в три раза больше толщины вытеснения.

Иногда используется еще одна величина, называемая толщиной потери импульса δ_2 и определяемая соотношением:

$$\delta_2 = \frac{U}{U_\infty} \int_{y=0}^{\infty} \left(1 - \frac{U}{U_\infty}\right) dy \approx 0.664 \sqrt{\frac{\nu x}{U_\infty}}. \quad (4.9)$$

Толщина потери импульса приблизительно в три раза меньше толщины вытеснения.

Ламинарный пограничный слой на плоской пластине, обтекаемой в продольном направлении, характеризуется вполне определенным распределением скоростей, представленным на рис. 4.3. Теоретический расчет профиля скоростей впервые был дан Г. Блазиусом и под его именем вошел в литературу.

Знание закона распределения скоростей в пограничном слое позволяет легко вычислить сопротивление трения. Местное касательное напряжение на стенке определяется законом Ньютона

$$\tau_0 = \mu \left(\frac{dU}{dy} \right)_{y=0}. \quad (4.10)$$

Воспользовавшись выражением (4.10), можно вычислить сопротивление трения на одной стороне пластины:

$$F = b \int_{x=0}^l \tau_0 dx, \quad (4.11)$$

где b — есть ширина, а l — длина пластины.

Введем в рассмотрение коэффициент сопротивления, определяемый выражением:

$$c_f = \frac{2F}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 S}, \quad (4.12)$$

где через S обозначена смоченная поверхность. После выполнения интегрирования в формуле (4.11) выражение для коэффициента сопротивления принимает вид:

$$c_f = \frac{1.328}{\sqrt{\text{Re}_l}}, \quad (4.13)$$

где $\text{Re}_l = \frac{Ul}{\nu}$. Соотношение (4.13) носит название закона сопротивления Блазиуса и применимо только в области ламинарного течения.

Мы кратко рассмотрели особенности пограничного слоя на плоской поверхности при отсутствии продольного градиента давления. При наличии такого градиента характер обтекания существенно меняется. Прежде всего это сказывается на форме профиля продольных скоростей в пограничном слое. Профили скоростей в различных точках обтекаемой поверхности перестают быть подобными и однозначно определяются величиной формпараметра

$$\Lambda = \frac{\delta^2}{\nu} \frac{dU}{dx} = -\frac{dp}{dx} \frac{\delta^2}{\mu U}, \quad (4.14)$$

в свою очередь связанного с градиентом давления dp/dx , вязкостью, толщиной пограничного слоя (толщиной потери импульса) и скоростью набегающего потока жидкости.

На рис. 4.4 приведено однопараметрическое семейство профиля скоростей, параметром которого является упомянутый выше формпараметр. Кривая, соответствующая $\Lambda = 0$, представляет собой профиль Блазиуса для безградиентного обтекания плоской поверхности. Профили, соответствующие интервалу значений формпараметра $0 < \Lambda < 7.05$, имеют место при $dp/dx < 0$, профили же, соответствующие формпараметру — $12 < \Lambda < 0$, имеют место при $dp/dx > 0$.

Влиянием положительного градиента давления вдоль обтекаемой поверхности легко объясняется явление отрыва пограничного слоя, иллюстрацией которого служит рис. 4.5. Возникновение отрыва обусловлено совместным дей-

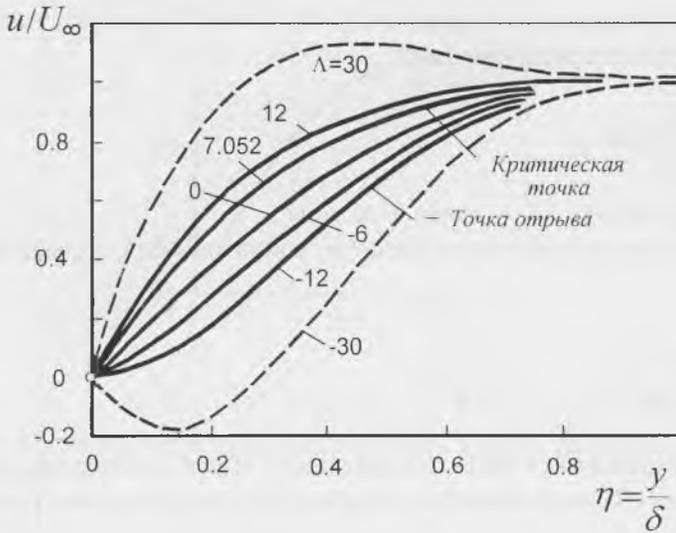


Рис. 4.4. Однопараметрическое семейство профилей скоростей (по: Шлихтинг, 1969).

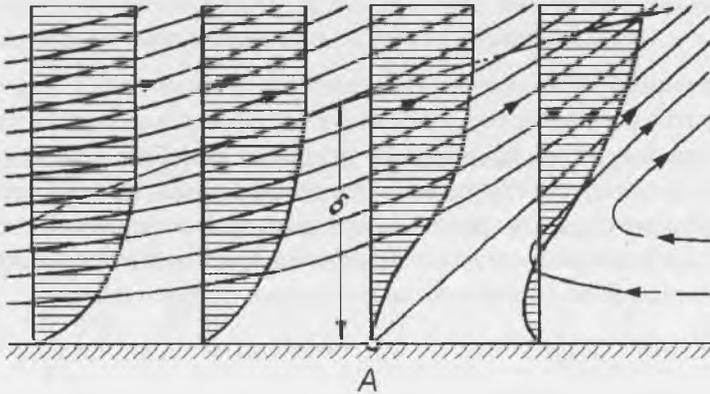


Рис. 4.5. Схема течения в пограничном слое вблизи точки отрыва (A) (по: Шлихтинг, 1969).

ствием положительного градиента давления и трения на стенке. Торможение частиц жидкости в пограничном слое вблизи поверхности вследствие трения приводит к тому, что они не могут преодолеть повышения давления (при положительном градиенте) и останавливаются, что приводит к заметному утолщению пограничного слоя. Под воздействием положительного градиента давления затем возникает возвратное течение вблизи стенки, что влечет за собой вынос жидкости из пограничного слоя во внешнее течение. В точке отрыва начинается одна из линий тока, образующая определенный угол со стенкой.

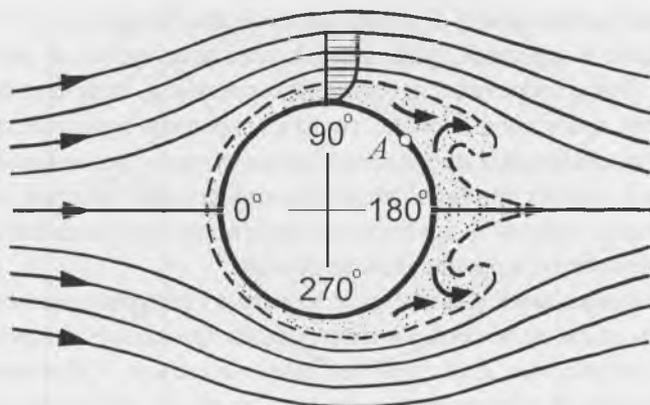


Рис. 4.6. Схема отрыва пограничного слоя и образования вихрей при обтекании круглого цилиндра (по: Шлихтинг, 1969).

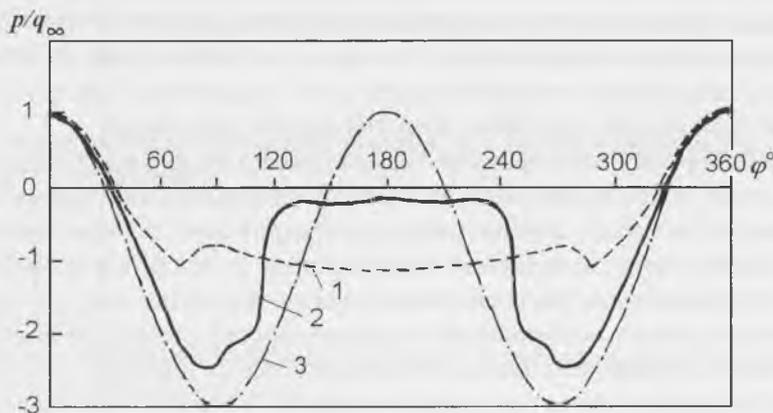


Рис. 4.7. Распределение давления на поверхности цилиндра при докритическом (1) и сверхкритическом (2) числах Рейнольдса. 3 — теоретическое распределение давления (по: Шлихтинг, 1969).

Явление отрыва пограничного слоя особенно характерно для тел с затупленной кормовой частью. При обтекании жидкостью таких тел в их кормовой части возникает положительный градиент давления, являющийся причиной отрыва пограничного слоя, образования вихревой зоны позади кормовой части и в конечном счете появление так называемого сопротивления давления.

Механизм появления сопротивления давления лучше всего рассмотреть на примере обтекания цилиндра. Рис. 4.6 дает схематическую картину обтекания цилиндра жидкостью с отрывом пограничного слоя и образованием вихрей, а на рис. 4.7 — распределение давления на поверхности такого цилиндра. Видно, что давление максимально в передней критической точке ($\varphi = 0^\circ$). При углах 90

и 270° давление минимально. В точке, которой соответствует угол 180° , давление, так же как и в передней критической, повышается, но не достигает такой же величины. Лишь теоретическое значение давления, полученное в пренебрежении трением, одинаково в обеих точках (передней критической и задней). Вот эта разница давлений в противоположных точках продольной оси обтекаемого цилиндра и служит причиной возникновения сопротивления давления. Если проинтегрировать указанное давление по всей поверхности цилиндра, получим абсолютное значение сопротивления давления.

Сопротивление давления (его еще называют сопротивлением формы) цилиндра при ламинарном обтекании значительно превышает сопротивление трения и много больше, чем при турбулентном обтекании. Объясняется это тем, что при турбулизации пограничного слоя на цилиндре резко меняются условия его отрыва, точка отрыва смещается вниз по потоку, область застойного течения позади цилиндра значительно суживается и распределение давления приближается к распределению давления при течении без трения.

Для хорошо обтекаемых тел сопротивление давления составляет небольшую долю (не более 20–30%) сопротивления трения, ввиду того что описанные выше явления отрыва пограничного слоя при их обтекании либо не имеют места вообще, либо играют незначительную роль. Аналогично обстоит дело и в случае обтекания рыб, дельфинов и других водных животных.

До сих пор мы рассматривали стационарный пограничный слой. Однако, поскольку нас, в конечном счете, интересует гидродинамика морских животных, движение которых, вообще говоря, нестационарно, полезно проанализировать в общих чертах влияние нестационарности их движения на характер обтекания. Математически эта задача очень сложна. Вероятнее всего, что экспериментальное изучение особенностей нестационарного обтекания морских животных быстрее приведет к разгадке особенностей их плавания. Тем не менее хотелось бы заранее знать, чего следует ожидать от таких экспериментов. Поэтому представляются исключительно полезными попытки математического рассмотрения упрощенных вариантов нестационарных пограничных слоев (Lin, 1957; Фаддеев и др., 1969; Журава, Фаддеев, 1973; Шлихтинг, 1969).

Остановимся кратко на двух таких задачах. Одна из них рассмотрена в книге Шлихтинга (1969) и состоит в анализе обтекания плоской поверхности потоком вязкой несжимаемой жидкости, скорость которой представляется в виде суммы стационарной и осциллирующей компонент

$$U(x, t) = \bar{U}(x) + U_1(x) \sin \omega t, \quad (4.15)$$

где $\omega = 2\pi f$, f — частота осцилляций.

Решение такой задачи свидетельствует о следующем.

1. Продольная скорость жидкости в пограничном слое имеет наряду со стационарной и осциллирующую компоненту, фаза которой смещена относительно фазы внешнего течения и зависит от расстояния y от стенки.

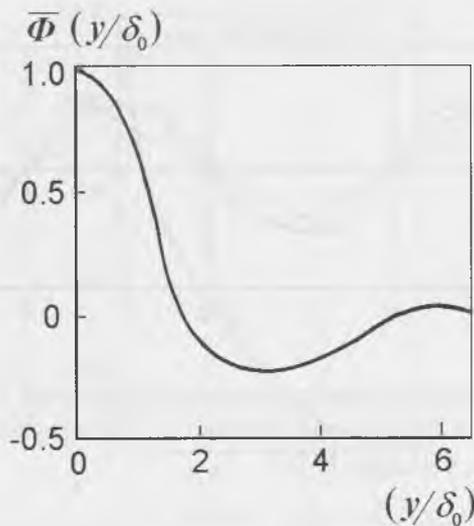


Рис. 4.8. График функции $\bar{\Phi}$ при простом гармоническом колебании внешнего течения (по: Шлихтинг, 1969).

2. Пограничный слой осциллирующей компоненты продольной скорости определяется выражением

$$\delta_0 = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}, \quad (4.16)$$

где ν — вязкость.

3. Вдоль обтекаемой поверхности создается дополнительный градиент давления, обусловленный функцией

$$\Phi(x, y) = \frac{1}{2} U_1 \frac{dU_1}{dx} \bar{\Phi}\left(\frac{y}{\delta_0}\right) \quad (4.17).$$

На рис. 4.8 показан график функции $\bar{\Phi}(y/\delta_0)$, входящей в соотношение (4.17). Видно, что эта функция, а следовательно и градиент давления, достигает наибольшего значения на обтекаемой стенке.

4. Профиль скоростей в пограничном слое отличается от профиля при стационарном обтекании, и это отличие зависит от амплитуды U_1 и ее производной $\frac{dU_1}{dx}$ в соответствии с соотношением (4.17). В частности, если $U_1 = \text{const}$, то даже большие амплитуды осциллирующего внешнего течения не могут вызвать никакого изменения осредненного профиля скоростей (так как $\frac{dU_1}{dx} = 0$, а значит градиент давления также равен нулю).

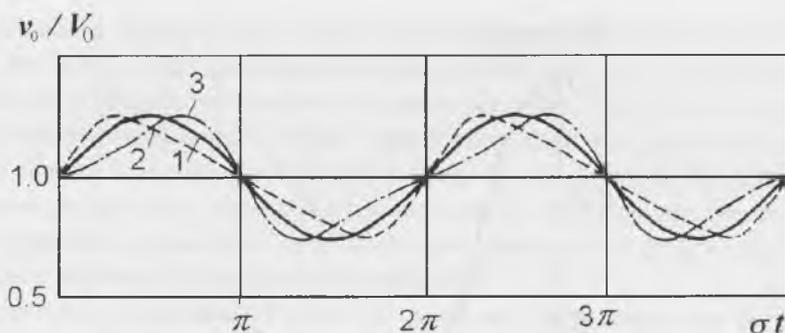


Рис. 4.9. Законы изменения скорости движения эллипсоида. 1 — синусоидальный; 2 — быстрый разгон, медленное торможение; 3 — медленный разгон, быстрое торможение (по: Журава, Фаддеев, 1974).

Не исключено, что некоторые особенности обтекания плоской поверхности осциллирующим внешним потоком в той или иной степени могут иметь место и при обтекании морских животных. Весьма ценным представляется измерение профиля скоростей в пограничном слое и градиента давления вдоль тела рыбы или дельфина, свободно плывущего в воде.

Другая задача посвящена оценке возможного влияния нестационарности обтекания на сопротивление трения эллипсоида вращения с удлинением, равным 6 (Журава, Фаддеев, 1973). С этой целью были выполнены расчеты нестационарного пограничного слоя на таком эллипсоиде при изменении его скорости поступательного движения по закону

$$U = U_0 \left[1 + \Delta U \sum_{i=1}^3 \xi_i \sin \omega t \right], \quad (4.18)$$

где U_0 — скорость поступательного движения, средняя за период нестационарности, ΔU — амплитуда изменения скорости, ξ_i — коэффициенты, определяющие вид графика скорости $U_0(t)$.

На рис. 4.9 показаны три различных закона изменения скорости движения эллипсоида.

Расчеты показали, что нестационарность поступательного движения эллипсоида при ламинарном режиме обтекания, по-видимому, слабо влияет на среднее за период нестационарности сопротивление трения.

4.1.2. Переход ламинарного обтекания в турбулентное

Рассмотренное в предыдущем параграфе ламинарное обтекание сохраняется лишь при докритических значениях числа Рейнольдса. В этом случае течение в пограничном слое устойчиво по отношению к любым возмущениям, кото-

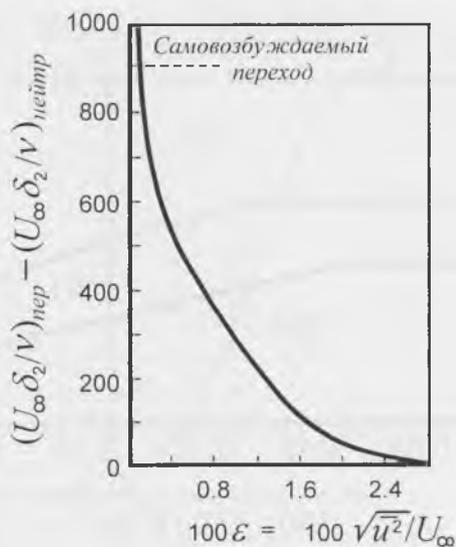


Рис. 4.10. Измерения перехода ламинарной формы течения в турбулентную в пограничном слое на продольно обтекаемой плоской пластине (по: Шлихтинг, 1969).

рые, возникнув по тем или иным причинам, неизбежно затухают и не приводят к турбулизации пограничного слоя. При увеличении числа Рейнольдса до некоторого значения, называемого критическим, ламинарное течение в пограничном слое перестает быть устойчивым. При этом уже не все возмущения обязательно затухают. Есть некоторая область частот колебаний в спектре возмущений, амплитуды которых нарастают со временем и, в конце концов, приводят к турбулизации пограничного слоя.

Переход из ламинарной формы течения в турбулентную совершается не мгновенно. Существует целая область чисел Рейнольдса, заключенная в интервале от числа Рейнольдса, соответствующего пределу устойчивости (нейтральная точка), до числа, соответствующего окончательному изменению режима течения.

На рис. 4.10 показана зависимость разности чисел Рейнольдса (числа Рейнольдса выражены через толщину вытеснения пограничного слоя) в нейтральной точке и в точке перехода от степени турбулентности. С увеличением собственной турбулентности набегающего потока точка перехода приближается к нейтральной точке. С уменьшением степени турбулентности точка перехода отодвигается от нейтральной точки, но не беспредельно, а до некоторой предельной точки, которой соответствует предельное значение числа Рейнольдса. Это предельное значение на плоской пластине заключено в интервале $2.8-4 \cdot 10^6$. При числах Рейнольдса, выше указанных, в пограничном слое на пластине без градиента давления может существовать только турбулентный режим течения.

На рис. 4.11 показана зависимость предельных значений числа Рейнольдса от степени турбулентности набегающего потока. При очень малой собственной турбулентности потока переходу ламинарного течения в турбулентное предше-

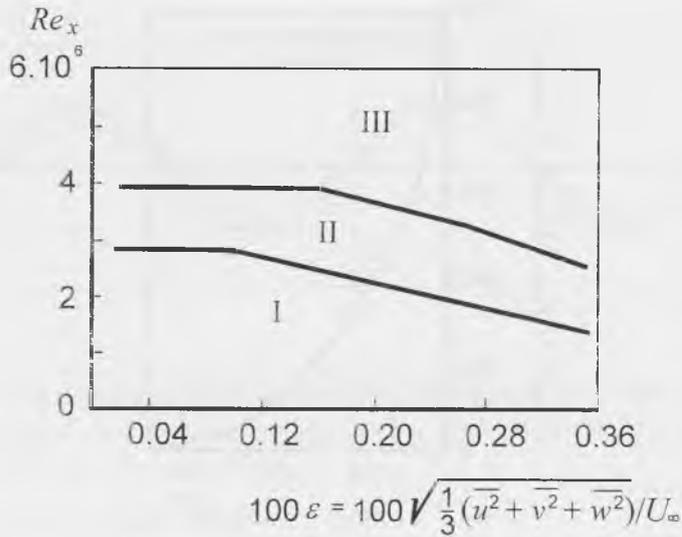


Рис. 4.11. Влияние степени турбулентности на критическое число Рейнольдса для продольно обтекаемой плоской пластины (по: Шлихтинг, 1969). I — ламинарное течение, II — переходная область, III — турбулентное течение.

ствует появление и быстрое нарастание в пограничном слое почти синусоидальных колебаний. Перед самой точкой перехода амплитуда таких колебаний достигает весьма большой величины, и, наконец, в точке перехода правильные колебания внезапно превращаются в неправильные высокочастотные пульсации, характерные для турбулентного течения. Если же собственная турбулентность потока достаточно велика (около 1%), то переход к турбулентной форме течения вызывается непосредственно случайными возмущениями без предварительного нарастания синусоидальных колебаний.

Обращает на себя внимание довольно большая длина волн неустойчивых колебаний по сравнению с толщиной пограничного слоя. Наименьшая длина волны неустойчивых возмущений равна: $\lambda_{\min} \cong 6\delta$, где δ — толщина пограничного слоя. Следует отметить, что подобные волны неустойчивости почти синусоидальной формы в принципе могут быть обнаружены в пограничном слое на живых объектах, так как они плавают в практически неподвижной водной среде. Необходимо только, чтобы собственная турбулентность в такой среде была меньше некоторого предельного значения. Такие условия, по-видимому, могут быть созданы при проведении измерений на животном, содержащемся в спокойном водоеме сравнительно небольших размеров.

Переход от ламинарной формы течения в турбулентную можно затормозить или, наоборот, ускорить, если создать вдоль обтекаемой поверхности отрицательный или положительный градиент давления соответственно. При отрицательном градиенте давления устойчивость ламинарного обтекания повышается, при положительном — наоборот.

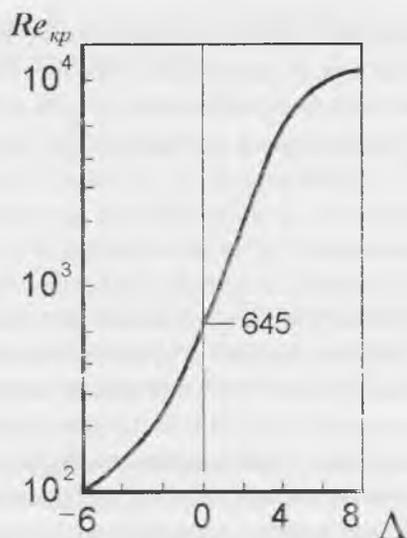


Рис. 4.12. Зависимость критического числа Рейнольдса от формпараметра Λ профилей скоростей в пограничном слое с падением и повышением давления (по: Шлихтинг, 1969).

На рис. 4.12 показана зависимость критического числа Рейнольдса от формпараметра профиля скоростей в пограничном слое, определяемого формулой

$$\Lambda = \frac{\delta^2}{\nu} \frac{dU}{dx} \quad (4.19)$$

и связанного с градиентом давления через уравнение Бернулли

$$\frac{dp}{dx} = -\rho U \frac{dU}{dx}. \quad (4.20)$$

Таким образом, влияние градиента давления проявляется на форме профиля скоростей. На использовании этого влияния основано конструирование ламинаризованных крыловых профилей и форм подводных кораблей. У таких профилей пограничный слой должен сохраняться ламинарным на возможно большем протяжении вдоль контура. Для достижения этого место профиля с наибольшей толщиной отодвигается возможно больше назад, тем самым увеличивается участок, на котором существует отрицательный градиент давления, и, следовательно, повышается устойчивость ламинарного обтекания.

4.1.3. Турбулентный пограничный слой

При числах Рейнольдса, превышающих критическое, в пограничном слое наблюдается турбулентное течение. При турбулентном течении скорость и давление в фиксированной точке пространства очень часто и очень неравномерно

изменяются. Такие изменения скорости и давления, называемые пульсациями, являются наиболее характерным признаком турбулентности. Это, однако, не значит, что в ламинарном течении совершенно отсутствуют пульсации скорости и давления. Причины, приводящие к возникновению пульсаций, в турбулентном течении те же, что и в ламинарном. К их числу относятся шероховатость, температурная неоднородность, неоднородность плотности и т. п. Только в ламинарном течении возникающие пульсации быстро затухают, не распространяясь на соседние области течения, тогда как в турбулентном они охватывают всю область течения, трансформируются в пульсации все более мелкого масштаба, которые затухают под влиянием вязкости. Уровень пульсаций в ламинарном течении может быть не менее уровня турбулентных пульсаций, но спектр их значительно более низкочастотный. К более строгому соотношению уровней и спектров пульсаций в ламинарном и турбулентном пограничных слоях мы еще вернемся после введения понятия интенсивности турбулентности.

Турбулентное движение можно для наглядности представлять себе как совокупность (точнее суперпозицию) вихрей различных размеров (масштабов), заключенных в определенных пределах. Верхний предел размера вихрей определяется главным образом характерным размером самого течения или устройства, по которому движется жидкость. В пограничном слое максимальный размер вихрей порядка толщины пограничного слоя, в трубе — порядка диаметра трубы. Нижний предел определяется влиянием вязкости и при прочих равных условиях уменьшается с возрастанием скорости осредненного потока. Внутри этих наименьших вихрей течение больше не является турбулентным, а становится вязким, и доминирующая роль в нем принадлежит молекулярным эффектам. Но это не значит, что наименьший размер вихрей может стать сравнимым хотя бы со средней длиной свободного пробега молекул.

Чтобы пояснить это, приведем несколько цифр (Хинце, 1963). Для скоростей потока газа, не превышающих 100 мс^{-1} , наименьший размер вихря будет равен приблизительно 1 мм. Эта величина еще очень велика по сравнению со средней длиной свободного пробега молекул, которая имеет порядок 10^{-4} мм. Величина турбулентных пульсаций скорости обычно составляет около 10% от средней скорости и заключена в пределах от 0.01 до 10 мс^{-1} . Эти значения следует сравнить со средней скоростью молекул, которая в воздухе имеет порядок 500 мс^{-1} . Если частота турбулентных пульсаций изменяется в диапазоне от 1 до 10^4 Гц, то частота столкновений молекул в воздухе составляет около $5 \cdot 10^9$ Гц. Видно, что диапазон величин, характеризующих турбулентность, лежит достаточно далеко от диапазона соответствующих молекулярных величин. То же самое можно сказать и о пульсациях в потоке жидкости.

Пульсационное движение можно представить себе как наложение собственного движения турбулентных образований (вихрей) на осредненное движение. Обозначив осредненное по времени значение составляющей скорости U в направлении оси x через \bar{U} , а пульсационную скорость через u , соответственно, в

направлении оси y через \bar{V} и v , оси z — через \bar{W} и w , аналогично для давлений \bar{P} и p , получим следующие равенства

$$U = \bar{U} + u, \quad V = \bar{V} + v, \quad W = \bar{W} + w, \quad P = \bar{P} + p \quad (4.21)$$

для случая несжимаемой жидкости. Под осредненной скоростью мы понимаем

$$\bar{U} = \frac{1}{t} \int_{t_0}^{t_0+t} U dt. \quad (4.22)$$

Для осреднения надо брать такой большой промежуток времени, чтобы осредненное значение совершенно не зависело от времени. Тогда осредненные по времени значения пульсационных величин будут равны нулю, т. е.

$$\bar{u} = 0, \quad \bar{v} = 0, \quad \bar{w} = 0, \quad \bar{p} = 0. \quad (4.23)$$

Наличие пульсационных составляющих скорости и давления в пограничном слое фундаментальным образом влияет на осредненные параметры пограничного слоя. Прежде всего в осредненном движении при этом как бы увеличивается сопротивление возникновению деформаций. Иными словами, действие пульсаций на осредненное движение проявляется как бы в увеличении вязкости осредненного движения. Закон трения Ньютона в турбулентном пограничном слое можно записать следующим образом

$$\tau = (\mu + A_\tau) \frac{d\bar{U}}{dy}, \quad (4.24)$$

где A_τ — коэффициент турбулентного обмена, играющий роль дополнительной вязкости. Кажущееся касательное турбулентное напряжение определяется через пульсации скорости следующей формулой

$$\tau = -\overline{\rho uv} + \mu \frac{d\bar{U}}{dy}. \quad (4.25)$$

Таким образом, при турбулентном течении касательное напряжение складывается из двух частей: ламинарной и турбулентной. Непосредственно на стенке

$$A_\tau = 0. \quad (4.26)$$

Поэтому при достаточно малых значениях y вязкое напряжение трения будет значительно превосходить по величине напряжение Рейнольдса ($-\overline{\rho uv}$). Слой жидкости, в котором выполняется условие

$$\mu \gg A_\tau, \quad (4.27)$$

называют обычно вязким подслоем. Долгое время вместо названия вязкий подслой применяли выражение ламинарный подслой, поскольку предполагалось, что движение в пределах этого подслоя является ламинарным. В дальнейшем, однако, непосредственные ультрамикроскопические наблюдения движения ча-

стиц, взвешенных в жидкости около стенки, показали, что, хотя профиль средней скорости внутри рассматриваемого подслоя и совпадает с профилем скорости ламинарного течения, течение в нем все же не является ламинарным, а сопровождается заметными турбулентными пульсациями. Поэтому в настоящее время термин "ламинарный подслоя" представляется мало удачным и заменен термином "вязкий подслоя" (Монин, Яглом, 1965).

Пульсационное движение сильно влияет и на профиль скоростей в турбулентном пограничном слое. В отличие от профиля Блазиуса, который имеет место в ламинарном пограничном слое и вязком подслое, здесь распределение скоростей при числах Рейнольдса до 10^6 определяется соотношением

$$\frac{U}{U_\infty} = \left(\frac{y}{\delta} \right)^{1/7}. \quad (4.28)$$

При большем значении чисел Рейнольдса, когда ламинарные касательные напряжения малы по сравнению с турбулентными, справедлив другой закон:

$$\frac{U}{V^*} = 5.85 \ln \eta + 5.56, \quad (4.29)$$

где $\eta = \frac{yV^*}{\nu}$, $V^* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}$, здесь V^* — так называемая динамическая скорость, соответствующая касательному напряжению τ_0 на стенке.

Толщина турбулентного пограничного слоя равна

$$\delta(x) = 0.37x \left(\frac{U_\infty x}{\nu} \right)^{-1/5}. \quad (4.30)$$

Соответственно толщина вытеснения и толщина потери импульса связаны с толщиной пограничного слоя соотношениями

$$\delta_1(x) = \frac{1}{8} \delta(x) \quad (4.31)$$

и

$$\delta_2(x) = \frac{7}{72} \delta(x). \quad (4.32)$$

Коэффициент сопротивления трения для плоской пластины, на которой пограничный слой турбулентен начиная от передней кромки, имеет вид:

$$c_f = \frac{0.074}{\sqrt{\text{Re}_l}}. \quad (4.33)$$

Область применения этого закона ограничена диапазоном чисел Рейнольдса $5 \cdot 10^5 - 1 \cdot 10^7$.

Таблица 4.1. Значения постоянной A при различных числах Рейнольдса.

$Re_{кр}$	$3 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5$	10^6	$3 \cdot 10^6$
A	1050	1700	3300	8700

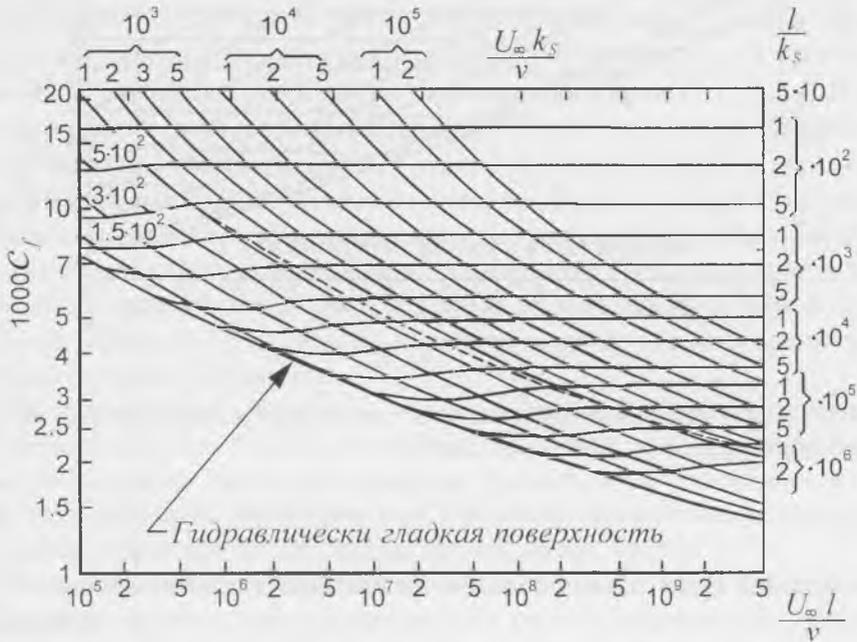


Рис. 4.13. Закон сопротивления пластины с песочной шероховатостью; полный коэффициент трения (по: Шлихтинг, 1969).

Если пластина имеет ламинарный участок обтекания, то формула для коэффициента сопротивления трения имеет другой вид

$$c_f = \frac{0.074}{\sqrt{Re_l}} - \frac{A}{Re_l}. \quad (4.34)$$

Для более высоких чисел Рейнольдса (порядка 10^9) применим так называемый закон Прандтля–Шлихтинга

$$c_f = \frac{0.455}{(\lg Re_l)^{2.58}} - \frac{A}{Re_l}. \quad (4.35)$$

Значение A в этой и предыдущей формулах зависит от критического числа Рейнольдса и показаны в таблице 4.1

Приведенные выше соотношения справедливы для абсолютно гладкой пластины. При наличии на пластине шероховатости последняя будет увеличивать

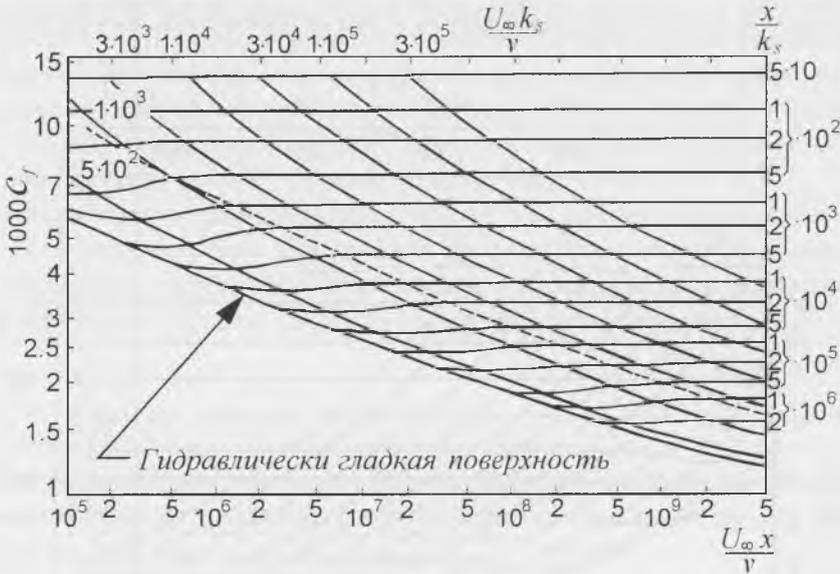


Рис. 4.14. Закон сопротивления пластины с песочной шероховатостью; местный коэффициент трения (по: Шлихтинг, 1969).

Таблица 4.2. Допустимые значения шероховатости при различных числах Рейнольдса.

Re	10^5	10^6	10^7	10^8	10^9
h/l	10^{-3}	10^{-4}	10^{-5}	10^{-6}	10^{-7}

сопротивление трения. На рис. 4.13 и 4.14 приведены номограммы, иллюстрирующие законы сопротивления пластин с песочной шероховатостью для случаев полного и местного коэффициентов трения в зависимости от чисел Рейнольдса и относительной шероховатости. Чтобы шероховатость не влияла на сопротивление трения, она не должна превышать определенной величины.

В таблице 4.2 приведены допустимые значения шероховатости в зависимости от числа Рейнольдса. Высота шероховатости взята по отношению к длине пластины.

Один пример: шероховатость кораблей, только что спущенных с верфи, в среднем составляет $h = 0.3$ мм. При больших числах Рейнольдса, характерных для кораблей, такая шероховатость означает повышение сопротивления по сравнению с гидравлически гладкой поверхностью примерно на 35–45%. Обрастание же кораблей увеличивает сопротивление примерно на 50 %.

4.1.4. Статистические характеристики гидродинамических полей

Гидродинамические, в частности турбулентные, поля относятся к категории случайных полей. Случайным полем называют поле случайной функции, зависящей от нескольких переменных. Турбулентное поле является полем давлений и скоростей. Пульсации давления представляют собой случайную непрерывную скалярную функцию пространства и времени $p(x, y, z, t)$, а пульсации скорости — случайную непрерывную векторную функцию $\vec{U}(x, y, z, t)$. Векторное поле можно описать тремя скалярными полями, если рассматривать координаты вектора \vec{U} . Случайные поля являются стационарными, если их осредненные характеристики не зависят от времени. Если же осредненные характеристики поля зависят от времени, то такое поле называется нестационарным.

Поле может быть однородным и неоднородным. Однородное поле характеризуется осредненными характеристиками, не зависящими от координат точки. Соответственно неоднородное поле имеет характеристики, зависящие от координат точки пространства.

Поле может быть изотропным и неизотропным. Изотропное поле отличается независимостью статистических характеристик от направления вектора разности координат точек пространства. Неизотропное (анизотропное) поле имеет статистические характеристики, зависящие от направления вектора разности координат точек пространства (Монин, Яглом, 1965).

В случае реальной вязкой жидкости влияние вязкости проявляется в преобразовании кинетической энергии потока в тепло. Следовательно, турбулентный поток является по своей природе диссипативным. Если отсутствует непрерывный внешний источник энергии, необходимый для непрерывного возбуждения турбулентного движения, то это движение вырождается. Другое проявление вязкости приводит к тому, что турбулентность становится более однородной и менее зависимой от направления. В предельном случае турбулентность во всех областях поля течения имеет количественно одну и ту же структуру. Тогда турбулентность называют однородной. Турбулентность называется изотропной, если ее статистические характеристики не зависят от направления, так что имеет место совершенная неупорядоченность. В этом случае не может существовать среднего напряжения сдвига и, следовательно, градиента осредненной скорости. Эта осредненная скорость, если она существует, будет постоянна по всему полю течения.

Во всех других случаях, когда осредненная скорость имеет градиент, турбулентность будет анизотропной. Поскольку градиент осредненной скорости связан с существованием среднего напряжения сдвига, то для обозначения этого класса течений часто используется выражение “турбулентность в потоке со сдвигом”. Пристеночная турбулентность и анизотропная свободная турбулентность относятся именно к этому классу течений.

Если рассмотреть осциллограмму пульсаций скорости (или давления) в некоторой точке потока и по этой осциллограмме измерить число амплитуд, имеющих определенную величину, то в случае изотропной турбулентности получится гауссова кривая распределения. Для турбулентного потока со сдвигом (анизотропная турбулентность) это распределение в общем случае будет более или менее асимметричным, т. е. случайный процесс, характеризующий такую турбулентность, нельзя, строго говоря, относить к числу нормальных. Однако это не значит, что в данном случае неприменимы методы анализа нормальных процессов. Можно проводить анализ таких процессов, нормализуя их с помощью фильтров.

Турбулентное движение обычно характеризуют интенсивностью. Обозначим мгновенную величину скорости в виде:

$$U = \bar{U} + u, \quad (4.36)$$

где черта сверху обозначает среднее значение. Для турбулентных пульсаций скорости выполняется равенство $\bar{u} = 0$. Такое же равенство справедливо и для пульсаций давления. Можно было бы взять в качестве меры интенсивности среднее значение абсолютных величин пульсаций, т. е. $\overline{|u|}$. Однако так делать не принято. Интенсивность турбулентных пульсаций обозначают среднеквадратичной величиной

$$\sqrt{u^2} \quad (4.37)$$

или

$$\sqrt{p^2}. \quad (4.38)$$

Тогда относительная интенсивность (иногда ее еще называют “степенью турбулентности”, или “уровнем турбулентности”) определится отношением

$$\frac{\sqrt{u^2}}{U} \quad (4.39)$$

или

$$\frac{\sqrt{p^2}}{q}, \quad (4.40)$$

где $q = \frac{\rho U^2}{2}$ — динамический напор, U — скорость потока, ρ — плотность среды.

Средние значения могут быть определены различными путями. Если турбулентное течение является стационарным, то можно пользоваться осреднением по времени. В случае потока с однородной турбулентностью можно ввести в рассмотрение осреднение по пространству. Однако если течение не является ни

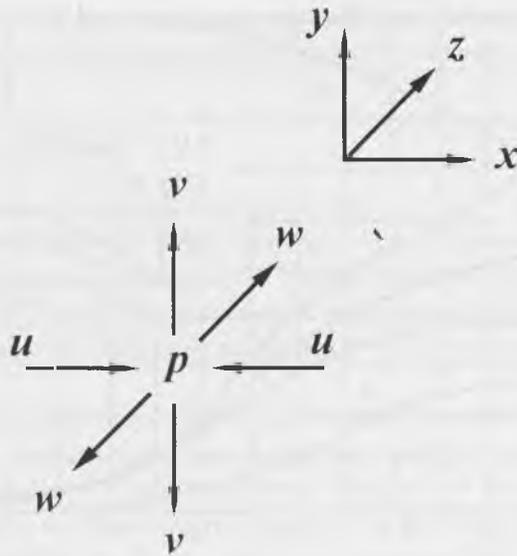


Рис. 4.15. К объяснению механизма передачи энергии от осредненного движения к пульсации скорости и давления.

стационарным, ни однородным, то не всегда оказывается возможным произвести осреднение по времени или пространству. В подобных случаях можно предположить, что среднее определяется из большого числа опытов, в которых сохраняются одинаковые начальные и граничные условия. Тогда речь идет о значениях, средних по множеству.

Рассмотрим механизм передачи энергии от осредненного движения к пульсациям скорости и давления. Энергия осредненного движения передается непосредственно только продольным пульсациям скорости, а поперечные пульсации скорости получают энергию от продольных, благодаря работе пульсаций давления, которые осуществляют перераспределение энергии между пульсационными движениями различных направлений, создавая тенденцию к изотропности пульсационного движения. Если, например, два соседних элемента жидкости (рис. 4.15) движутся вдоль осредненного течения навстречу друг другу, то естественно, что в области между ними образуется (за счет их энергии) положительная пульсация давления и что этот рост давления приведет к оттоку жидкости в поперечных направлениях и появлению поперечных компонент пульсаций скорости (Монин, Яглом, 1965).

Раньше уже упоминалось, что уровень пульсаций скорости и давления в ламинарном пограничном слое не равен нулю. Однако он значительно меньше, чем в турбулентном пограничном слое. Опыт показывает, что при одинаковой скорости потока среднеквадратичное давление в случае ламинарного пограничного слоя не менее чем в шесть раз (или на 15 дБ) меньше соответствующего давления в турбулентном слое:

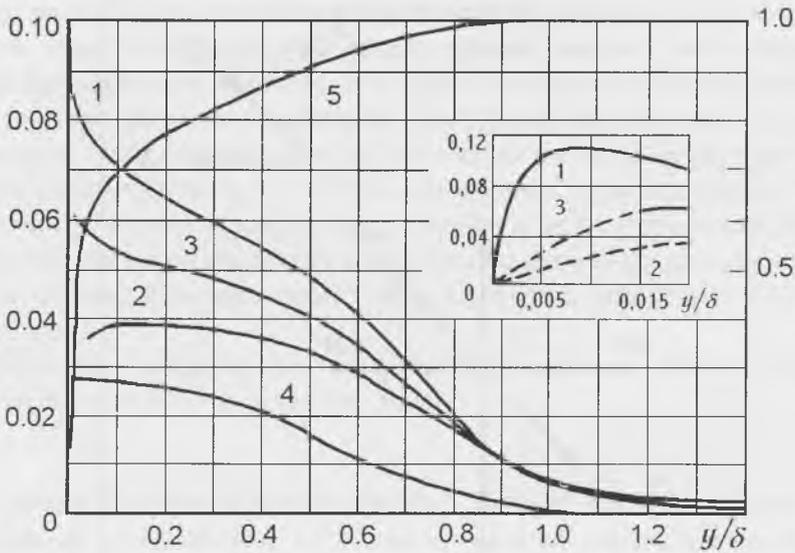


Рис. 4. 16. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ СКОРОСТИ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ НА ПРОДОЛЬНО ОБТЕКАЕМОЙ ПЛОСКОЙ ПЛАСТИНЕ (по: Шлихтинг, 1969):

$$1 - \frac{\sqrt{u^2}}{U_\infty}; \quad 2 - \frac{\sqrt{v^2}}{U_\infty}; \quad 3 - \frac{\sqrt{w^2}}{U_\infty}; \quad 4 - \frac{\overline{uv}}{U_\infty^2}; \quad 5 - \frac{\overline{u}}{U_\infty}.$$

$$\frac{\left(\sqrt{p^2}\right)_{\text{турб}}}{\left(\sqrt{p^2}\right)_{\text{лам}}} \geq 6. \quad (4.41)$$

Для практической оценки интенсивности турбулентности важно знать, что обычно пульсации скорости составляют 5–10% от осредненной скорости набегающего потока, а среднеквадратичные пульсации давления удовлетворяют следующему соотношению:

$$\frac{\sqrt{p^2}}{q} = c_1 \text{Re}_x, \quad (4.42)$$

где $\text{Re}_x = \frac{Ux}{\nu}$. Значение коэффициента c_1 в области автомодельного пограничного слоя по данным эксперимента при числах Рейнольдса $1.5 \cdot 10^6$ и выше колеблется в пределах 0.6–0.8.

На рис. 4.16 показано распределение турбулентных пульсаций скорости и касательного напряжения на продольно обтекаемой плоской пластине по тол-

щине пограничного слоя при отсутствии продольного градиента давления. Турбулентное касательное напряжение на стенке имеет значение

$$\frac{\tau}{\rho U_{\infty}^2} = -\frac{\overline{uv}}{U_{\infty}^2} \approx 0.0015, \quad (4.43)$$

совпадающее с местным коэффициентом трения.

Выше мы ввели понятие “турбулентных вихрей” различного масштаба. Количественное определение “масштаба турбулентности” тесно связано с корреляцией пульсаций скоростей (давлений) в исследуемой области потока. Мерой этой связи служит коэффициент корреляции между пульсациями скоростей (давлений).

Определив пространственное распределение коэффициента корреляции, мы тем самым сможем оценить пространственную структуру турбулентных возмущений и найти на каждом этапе разрушения “вихря” его масштаб. Корреляционная функция в случае стационарного однородного поля является функцией четырех переменных $R(x_1-x_2, y_1-y_2, z_1-z_2, t_1-t_2)$. Здесь $x_1-x_2 = \xi$, $y_1-y_2 = \eta$, $z_1-z_2 = \zeta$, — расстояния между точками измерения по осям координат (их еще называют разделениями), а $t_1-t_2 = \tau$ — интервал времени между моментами измерения (временная задержка). В общем случае говорят о коэффициенте пространственно-временной корреляции пульсаций давления или скорости, понимая под этим выражения вида:

$$R_p(\xi, \eta, \zeta, \tau) = \frac{p_1(x_1, y_1, z_1, t_1)p_2(x_2, y_2, z_2, t_2)}{\sqrt{p_1^2} \sqrt{p_2^2}}, \quad (4.44)$$

$$R_{uv}(\xi, \eta, \zeta, \tau) = \frac{u_1(x_1, y_1, z_1, t_1)u_2(x_2, y_2, z_2, t_2)}{\sqrt{u_1^2} \sqrt{u_2^2}}, \quad (4.45)$$

$$R_{vw}(\xi, \eta, \zeta, \tau) = \frac{v_1(x_1, y_1, z_1, t_1)v_2(x_2, y_2, z_2, t_2)}{\sqrt{v_1^2} \sqrt{v_2^2}}, \quad (4.46)$$

$$R_{ww}(\xi, \eta, \zeta, \tau) = \frac{w_1(x_1, y_1, z_1, t_1)w_2(x_2, y_2, z_2, t_2)}{\sqrt{w_1^2} \sqrt{w_2^2}}, \quad (4.47)$$

$$R_{uv}(\xi, \eta, \zeta, \tau) = \frac{u_1(x_1, y_1, z_1, t_1)v_2(x_2, y_2, z_2, t_2)}{\sqrt{u_1^2} \sqrt{v_2^2}}, \quad (4.48)$$

$$R_{uv}(\xi, \eta, \zeta, \tau) = \frac{u_1(x_1, y_1, z_1, t_1)w_2(x_2, y_2, z_2, t_2)}{\sqrt{u_1^2} \sqrt{w_2^2}}, \quad (4.49)$$

$$R_{vw}(\xi, \eta, \zeta, \tau) = \frac{v_1(x_1, y_1, z_1, t_1)w_2(x_2, y_2, z_2, t_2)}{\sqrt{v_1^2} \sqrt{w_2^2}}. \quad (4.50)$$

Практически при экспериментальных исследованиях с помощью прибора может быть измерена лишь функция одной какой-либо переменной, поэтому различают следующие одномерные функции, характеризующие стационарное однородное поле.

1. Функцию временной корреляции, которая фактически является функцией автокорреляции сигнала, измеренного в одной точке поля:

$$R_p(0,0,0, \tau) = \frac{p_1(x_1, y_1, z_1, t_1)p_2(x_1, y_1, z_1, t_1 + \tau)}{\sqrt{p_1^2} \sqrt{p_2^2}}. \quad (4.51)$$

2. Функцию пространственной корреляции по одной координате:

$$R_p(\xi, 0, 0, 0) = \frac{p_1(x_1, y_1, z_1, t_1)p_2(x_2, y_1, z_1, t_1)}{\sqrt{p_1^2} \sqrt{p_2^2}}, \quad (4.52)$$

и т. п.

Аналогично запишутся формулы для случая пульсаций скорости. Функция автокорреляции может быть охарактеризована интервалом, или временем, корреляции τ_0 . Это такое время задержки между моментами измерения, при превышении которого пульсации давления (или скорости) могут считаться некоррелированными.

Пространственная взаимная корреляция, в свою очередь, может быть охарактеризована интервалом или радиусом корреляции $d_0 = \sqrt{\xi_0^2 + \eta_0^2 + \zeta_0^2}$, определяемым таким расстоянием между точками измерения в пространстве, при превышении которого пульсации могут считаться некоррелированными.

Анизотропия поля проявляется, в частности, в различии интервалов корреляции, измеренных по различным направлениям.

Автокорреляционная функция определяет полную турбулентную энергию или средний квадрат пульсационного давления в общей полосе частот, а Фурье — преобразование автокорреляционной функции дает возможность рассчитать спектральную плотность энергии пульсаций.

Пространственная корреляция в некоторой полосе частот дает возможность судить о среднем размере вихрей, обуславливающих определенную частотную

полосу. Уменьшение величины корреляции при увеличении пространственного интервала между коррелируемыми точками в соответствующем направлении позволяет судить о средней протяженности района когерентного действия турбулентных масс жидкости. С помощью пространственно-временных корреляционных функций, фиксируя значения корреляций, полученных для данной частоты при оптимальных временных задержках, можно определить конвективную скорость переноса вихрей определенного масштаба, а по огибающей максимумов корреляций установить степень вырождения этих вихрей.

Зная функции пространственной корреляции, нетрудно определить масштабы турбулентных вихрей. Обычно довольствуются рассмотрением лишь “продольного” и двух “поперечных” по отношению к направлению потока масштабов, задавая их интегралами

$$L_x = \int_0^{\infty} \frac{u_1(x_1, y_1, z_1, t) u_2(x_1 + \xi, y_1, z_1, t)}{\sqrt{u_1^2} \sqrt{u_2^2}} d\xi, \quad (4.53)$$

$$L_y = \int_0^{\infty} \frac{u_1(x_1, y_1, z_1, t) u_2(x, y_1 + \eta, z_1, t)}{\sqrt{u_1^2} \sqrt{u_2^2}} d\eta, \quad (4.54)$$

$$L_z = \int_0^{\infty} \frac{u_1(x_1, y_1, z_1, t) u_2(x, y_1, z_1 + \zeta, t)}{\sqrt{u_1^2} \sqrt{u_2^2}} d\zeta. \quad (4.55)$$

Масштабы, определяемые формулами (4.53)–(4.55), являются масштабами “крупных вихрей” или “большими масштабами”.

Информация о масштабах “малых вихрей” заключена в форме функции пространственной корреляции вблизи точки, где разделение близко к нулю. Форма функции корреляции вблизи указанной точки определяется соотношением

$$R_u(\xi, 0, 0, 0) \cong 1 - \frac{\xi^2}{\lambda_x^2}, \quad (4.56)$$

где λ_x — малый масштаб турбулентности в продольном направлении или наименьший размер вихря. Аналогично определяются масштабы в поперечных направлениях. Соотношение между масштабами турбулентности зависит от степени вырождения турбулентности. В частности, на конечной стадии вырождения λ и L имеют одинаковый порядок величины и связаны соотношением

$$\lambda = 2\sqrt{vt} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} L. \quad (4.57).$$

В начальной стадии вырождения турбулентности связь между λ и L имеет вид



Рис. 4.17. СХЕМА ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ ОТ ОСРЕДНЕННОГО ПОТОКА И КРУПНОМАСШТАБНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ К МЕЛКОМАСШТАБНОЙ (по: ПЕТРОВСКИЙ, 1966).



Рис. 4.18. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГИИ ВИХРЕЙ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ИХ ВОЛНОВЫХ ЧИСЕЛ (по: ХИНЦЕ, 1963).

$$\frac{L}{\lambda} \approx \frac{\lambda \sqrt{u^2}}{\nu}, \quad \frac{\lambda}{L} \approx \frac{1}{\sqrt{\frac{L \sqrt{u^2}}{\nu}}}. \quad (4.58)$$

Величины $\frac{\lambda \sqrt{u^2}}{\nu}$ и $\frac{L \sqrt{u^2}}{\nu}$ играют роль реинольдсовых чисел турбулентности для рассматриваемого типа движения (Лойцянский, 1973)

Измерения в пограничном слое показывают, что, за исключением пристеночного участка, величина L примерно пропорциональна толщине пограничного слоя (Петровский, 1966). Для большинства измерений $L \cong 0.4\delta$.

Величина масштаба L средних по размеру вихрей может быть оценена по формуле: $L \cong U/f$, где U — скорость потока, f — частота.

В турбулизированном потоке энергия осредненного движения трансформируется в тепло путем переноса энергии от крупномасштабной турбулентности к мелкомасштабной. Схематически это представлено на рис. 4.17.

Вихри различных масштабов обладают неодинаковой энергией. Кривая распределения плотности энергии в зависимости от размера вихрей имеет максимум. Максимальной энергией обладают не самые крупные вихри. На рис. 4.18 схематически показана спектральная плотность турбулентной энергии при больших числах Рейнольдса в зависимости от волнового числа, определяемого соотношением

$$k = \frac{2\pi f}{U}, \quad (4.59)$$

где f — частота, характерная для вихря данного размера, U — осредненная скорость потока. Весь диапазон волновых чисел можно условно разделить на несколько участков.

1. Область малых волновых чисел, в начале которой спектральная плотность энергии пропорциональна k^4 , а в конце — k . На долю этой области приходится около 20 % турбулентной энергии.

2. Область более высоких волновых чисел. В этой области находятся энергосодержащие вихри. Это область максимума спектральной плотности энергии. Она также характеризуется крупными вихрями. Перечисленные две области представляют макроструктуру турбулентности, которая еще зависит от способа формирования турбулентного потока, т. е. от внешних условий. Более высокие волновые числа характеризуют микроструктуру турбулентности, которая уже не зависит от внешних условий, и составляют так называемую область универсального равновесия. Эта область, в свою очередь, делится на две подобласти.

1. Инерционную подобласть, в которой выполняется спектральный закон Колмогорова

$$E(k, t) \approx k^{-5/3}. \quad (4.60)$$

2. Подобласть диссипации, в которой выполняется спектральный закон Гейзенберга:

$$E(k, t) \approx k^{-7}. \quad (4.61)$$

Вихри, соответствующие инерционной подобласти, возбуждаются благодаря переносу энергии инерционными силами от более крупных вихрей.

Приведенная схематическая структура турбулентности является в значительной степени гипотетической и разработана в трудах Колмогорова, Гейзенберга, Кармана, Линя, Бэтчелора, Таунсенда и других. Однако она достаточно хорошо подтверждается экспериментально, особенно область универсального равновесия. Объясняется это тем, что в этой области турбулентность является “локально изотропной”, т. е. не зависит от внешних условий, даже если турбулентный поток в целом является не изотропным, что на практике чаще всего и бывает. Благодаря своей относительной простоте изотропная турбулентность

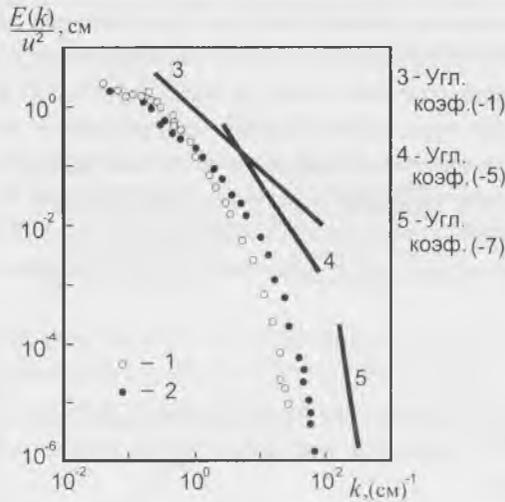


Рис. 4.19. Энергетический спектр пульсаций продольной компоненты скорости (по:

Хинце, 1963): $1 - \frac{y}{\delta} = 0.8$; $2 - \frac{y}{\delta} = 0.05$.

изучена наиболее полно как теоретически, так и экспериментально. Но даже если мы имеем дело с неизотропной микроструктурой реальной турбулентности или если эта турбулентность неизотропна в большей части своего спектра, то для отыскания первого приближения зачастую оказывается возможным рассматривать подобную турбулентность так, как если бы она являлась изотропной. Расхождение между результатами, полученными в предположение об изотропности, и результатами измерений зачастую настолько мало, что им в первом приближении вполне можно пренебречь, причем оно иногда оказывается даже меньше разброса экспериментальных точек.

В экспериментах регистрируется главным образом микроструктура турбулентности, так как измерения при очень малых волновых числах затруднены. Поэтому измеренный энергетический спектр турбулентности мало похож на спектр, показанный на рис. 4.18. На рис. 4.19 для примера приведен энергетический спектр пульсаций продольной компоненты скорости в турбулентном пограничном слое на плоской пластине (Хинце, 1963).

4.2. Методы и приборы для анализа случайных процессов

В предыдущих разделах мы рассмотрели основы гидродинамики, данные о пограничном слое и его тонкой структуре. Наиболее достоверная информация о характере обтекания водных животных может быть получена в результате исследования тонкой структуры пограничного слоя.

Ввиду того, что детерминированное описание тонкой структуры пограничного слоя практически невозможно, его следует отнести к категории случайного поля. Более того, пульсации скорости и давления в пограничном слое живого объекта представляют собой чаще всего нестационарное случайное поле. Некоторые специфические характеристики гидродинамических случайных полей мы уже рассмотрели в предыдущем разделе. Но чтобы перейти к описанию методов и результатов биогиродинамических исследований, мы предварительно должны более подробно остановиться на описании случайных процессов вообще, их характеристиках, методах и приборах для их исследования. Всем этим вопросам и посвящен настоящий раздел, при написании которого использованы главным образом данные работ Г. Я. Мирского, В. Е. Гмурмана, А. К. Новикова, В. В. Ольшевского и др. Основные определения теории случайных процессов и корреляционного анализа взяты из работ Мирского (1972) и Новикова (1971).

4.2.1. Краткие сведения о случайных процессах и их характеристиках

Случайным (стохастическим) называется процесс, один или несколько параметров которого изменяются во времени случайным образом. Параметры могут быть физическими, химическими, физиологическими и т. п. Случайный процесс описывается случайной функцией времени или пространства (или того и другого). Случайную функцию можно рассматривать как бесконечную совокупность, множество, ансамбль функций, каждая из которых представляет собой одну из возможных реализаций случайной функции.

Введем следующие обозначения для случайных функций: $X(t)$, $Y(t)$, $Z(t)$ и для реализаций: $x(t)$, $y(t)$, $z(t)$. Таким образом, случайный процесс, описываемый случайной функцией $X(t)$, — это ансамбль, множество реализаций $x_1(t)$, $x_2(t)$... $x_\infty(t)$.

Вообще говоря, вероятностные характеристики одной реализации не дают исчерпывающего представления о соответствующих характеристиках случайной функции в целом. Однако, как будет показано в дальнейшем, при выполнении определенных условий и по одной реализации можно получить достаточное представление о случайной функции.

Случайные процессы делят на стационарные и нестационарные. Стационарным называют такой случайный процесс, вероятностные характеристики которого (усредненные по времени) не изменяются при сдвиге времени — замене аргумента t значением $t + \tau$, где τ — произвольный интервал времени. Нестационарным — такой, вероятностные характеристики которого являются функциями времени и зависят от начала отсчета.

Примером практически стационарного процесса может служить турбулентный шум в установившемся турбулентном потоке. Нестационарным является, например, шум, регистрируемый гидрофоном, мимо которого проплывает корабль.

Применительно ко многим реальным случайным процессам допустима эргодическая гипотеза, понимаемая в классическом смысле. Отличительная особенность эргодического процесса заключается в том, что его вероятностные характеристики могут быть получены в результате усреднения по времени одной реализации достаточно большой длительности. Эргодическое свойство очень важно для техники аппаратурного анализа случайных процессов, так как позволяет усреднение по ансамблю заменить усреднением по времени. В частности, стационарный турбулентный шум считается эргодическим процессом.

Случайный процесс определяется набором числовых и функциональных характеристик.

Функция распределения вероятностей, иначе называемая интегральным законом распределения непрерывного случайного процесса, описываемого случайной функцией $X(t)$, в фиксированный момент времени $t = t_1$ определяет вероятность того, что в указанный момент любое значение случайного процесса меньше значения x , которое можно варьировать. Она задается соотношением

$$F(x, t_1) = P[X(t_1) < x], \quad (4.62)$$

где символом $P[]$ показана вероятность того, что изображено внутри скобок.

Плотность распределения вероятностей, называемая также дифференциальным законом распределения, представляет собой вероятность того, что в момент времени t любое значение случайного процесса заключено в интервале от x до $x+dx$

$$w(x, t) = \frac{\partial F(x, t)}{\partial x}. \quad (4.63)$$

Основные свойства плотности распределения:

$$w(x, t) \geq 0, \quad (4.64)$$

при всех x

$$\int_{-\infty}^{\infty} w(x, t) dx = F(x, t), \quad (4.65)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} w(x, t) dx = 1 \text{ (условие нормировки)}. \quad (4.66)$$

Если возможные значения случайной величины заключены в интервале $[a, b]$, то

$$\int_a^b w(x, t) dx = 1. \quad (4.67)$$

На рис. 4.20а — пример графического представления интегральной функции непрерывной случайной величины. На рис. 4.20б показан соответствующий график функции плотности вероятности.

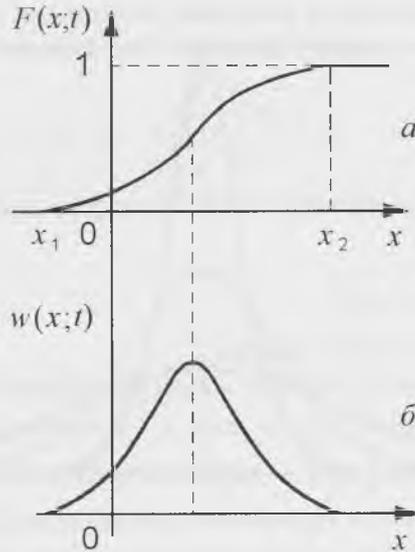


Рис. 4.20. Интегральная функция непрерывной случайной величины (а) и функция плотности вероятности непрерывной случайной величины (б) (по: Гмурман, 1963).

Математическое ожидание случайной функции представляет собой некоторую среднюю функцию, около которой группируются все возможные реализации случайной функции. Для случайной функции $X(t)$ математическое ожидание может быть вычислено по формуле

$$m_x(t) = M[X(t)] = \int_{-\infty}^{\infty} xw(x,t)dx, \quad (4.68)$$

где $w(x,t)$ — плотность вероятности, M — символ математического ожидания. У стационарных случайных процессов математическое ожидание не зависит от времени и представляет собой постоянное число. Если процесс не только стационарен, но и обладает эргодическим свойством (по отношению к математическому ожиданию), то у такого процесса среднее по ансамблю равно среднему по времени, определяемому по одной реализации:

$$M[X(t)] = \overline{x(t)}, \quad (4.69)$$

причем временное среднее $\overline{x(t)}$ находится из формулы

$$\overline{x(t)} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T x(t)dt, \quad (4.70)$$

где $2T$ — интервал интегрирования.

Если исследуемый случайный процесс представляет собой электрическое напряжение или ток, то среднее значение — это постоянная составляющая напряжения или тока.

Дисперсия характеризует рассеяние возможных реализаций случайной функции относительно среднего значения. Она определяется выражением

$$D[X(t)] = M\left\{\left[X(t) - m_X(t)\right]^2\right\} = \int_{-\infty}^{\infty} [x - m_X(t)]^2 w(x, t) dx. \quad (4.71)$$

Для стационарного эргодического случайного процесса выражение дисперсии принимает вид

$$D[X(t)] = \overline{x^2(t)} - \overline{[x(t)]^2} \quad (4.72)$$

и характеризуется постоянным числом.

Если исследуемым случайным процессом является напряжение или ток (сопротивление нагрузки 1 Ом), то член $\overline{x^2(t)}$ соответствует полной средней мощности процесса, член $\overline{[x(t)]^2}$ — мощности постоянной составляющей, а дисперсия $D[X(t)]$ — мощности переменной составляющей.

На практике часто используют среднеквадратичное отклонение, представляющее собой корень квадратный из дисперсии, взятый с положительным знаком

$$\sigma_X = \sqrt{D[X(t)]}. \quad (4.73)$$

Очевидно, что для случайного процесса, представляющего собой электрическое напряжение, величина σ_X соответствует среднеквадратичному, или эффективному, значению переменной составляющей этого напряжения.

Теперь мы можем перейти к определению нормального случайного процесса, охватывающего широкий круг явлений и часто наблюдаемого в радиотехнических и гидродинамических устройствах.

Случайную величину называют нормальной, если ее плотность распределения вероятностей подчиняется нормальному закону

$$w(x) = \frac{1}{\sigma_X \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_X^2}}. \quad (4.74)$$

Подобный закон распределения наблюдается во всех случаях, когда исследуемый процесс можно представить в виде суммы большого числа независимых или слабо зависимых слагаемых при условии отсутствия среди них таких, величины которых значительно превышают величины большинства остальных.

На рис. 4.21 в качестве примера приведены нормальные кривые (кривые Гаусса) для трех значений σ_X .

Помимо нормального распределения вероятностей существует значительное количество других законов распределения (распределения Рэля, Пуассона, Коши, гамма-распределение, распределение χ^2 и др.). При изучении распределений, отличных от нормального, возникает необходимость количественно оценить это отличие. С этой целью вводят специальные характеристики, в частности, асимметрию и эксцесс. Эти характеристики для нормального распределе-

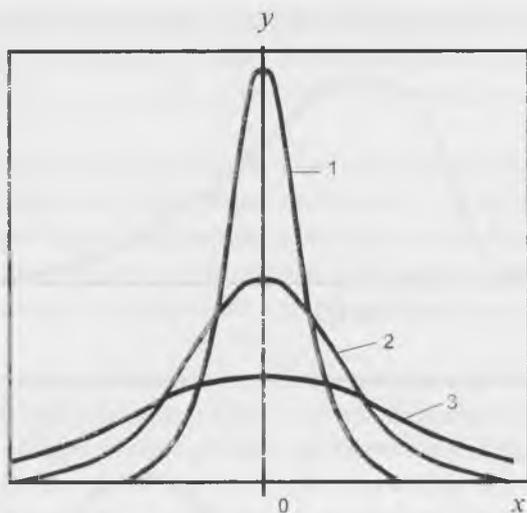


Рис. 4.21. Кривые ГАУССА для трех значений σ_x (по: ГМУРМАН, 1963). 1 — $\sigma_x = 1$; 2 — $\sigma_x = 2$; 3 — $\sigma_x = 4$.

ния равны нулю. Поэтому если для изучаемого распределения асимметрия и эксцесс имеют небольшие значения, то можно предположить, что это распределение близко к нормальному.

Коэффициенты асимметрии и эксцесса определяются соответственно выражениями

$$A = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} [x(t) - m_x(t)]^3 w(x, t) dx}{\sigma_x^3} \quad (4.75)$$

$$E = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} [x(t) - m_x(t)]^4 w(x, t) dx}{\sigma_x^4} \quad (4.76)$$

Коэффициент асимметрии характеризует асимметричность кривой распределения. Асимметрия положительна, если “длинная” часть кривой распределения расположена справа от математического ожидания (рис. 4.22а), асимметрия отрицательна, если “длинная” часть кривой расположена слева от математического ожидания (рис. 4.22б).

Коэффициент эксцесса служит для оценки “крутости”, т. е. большего или меньшего подъема кривой распределения. Если эксцесс положителен, то кривая имеет более высокую и более “острую” вершину (рис. 4.23, 2), чем нормальная кривая (1); если эксцесс отрицателен, то кривая имеет более низкую и более “плоскую” вершину (3).

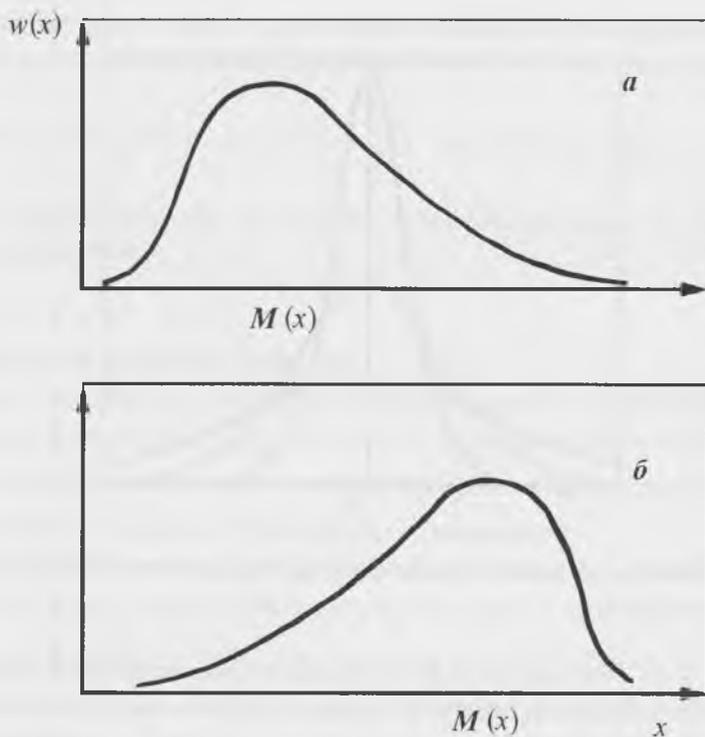


Рис. 4.22. Асимметричные кривые распределения (по: Гмурман, 1963). *a* — асимметрия положительна; *b* — асимметрия отрицательна.

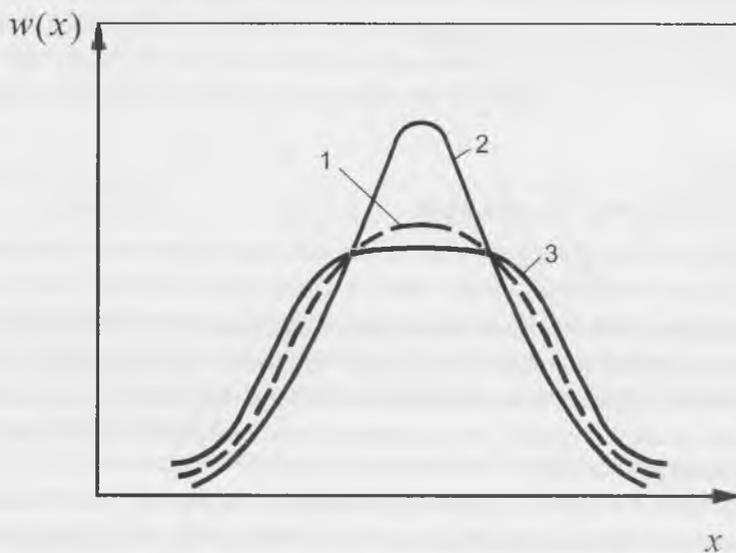


Рис. 4.23. Функции распределения с различными эксцессами (по: Гмурман, 1963). 1 — эксцесс равен нулю; 2 — эксцесс положительный; 3 — эксцесс отрицательный.

Отметим некоторые свойства нормального случайного процесса.

1. Нормальный случайный процесс исчерпывающим образом определяется законом изменения во времени математического ожидания и корреляционной функции.

2. Сумма двух нормальных процессов также представляет нормальный процесс.

3. Некоррелированные нормальные процессы — процессы независимые.

4. Линейные преобразования нормального процесса не меняют его характера.

5. Распределение вероятностей производной нормального стационарного процесса, описываемого непрерывной и дифференцируемой функцией, также нормально.

6. Нелинейное преобразование нарушает свойство нормальности процесса.

7. Нормальный процесс может быть получен из процесса, не подчиняющегося нормальному закону распределения вероятностей, при прохождении его через узкополосную линейную систему. Именно таким способом пользуются для нормализации процессов, не являющихся нормальными, при условии, что последние имеют гладкий спектр.

Корреляционная функция характеризует степень линейной связи между значениями случайного процесса в различные моменты времени. В общем случае она является функцией двух аргументов t_1 и t_2

$$K_X(t_1, t_2) = M\{[X(t_1) - m_X(t_1)][X(t_2) - m_X(t_2)]\}. \quad (4.77)$$

Индекс X в левой части выражения (4.77) указывает, к какой случайной функции относится корреляционная функция. Часто корреляционную функцию (4.77), для которой характерно усреднение по ансамблю реализаций, называют ковариацией, а корреляционной функцией называют временную корреляционную функцию, предполагающую усреднение одной реализации по времени. Формула такой функции имеет вид:

$$K_X(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T x(t) \overset{\circ}{x}(t + \tau) dt. \quad (4.78)$$

Здесь разность $x(t) = x(t) - m_X(t)$ называется центрированной случайной функцией, $\tau = t_2 - t_1$ — временной сдвиг.

При стационарных и эргодических случайных процессах временная корреляционная функция совпадает с ковариацией (4.77).

Корреляционная функция (4.78) характеризует связи между отдельными значениями одного случайного процесса. Поэтому ее иногда называют автокорреляционной функцией.

Для характеристики взаимосвязи между значениями двух случайных процессов $X(t)$ и $Y(t)$ служит взаимокорреляционная функция, определяемая выражением

$$K_{XY}(t_1, t_2) = M\{[X(t_1) - m_X(t_1)][Y(t_2) - m_Y(t_2)]\}. \quad (4.79)$$

Нормированные автокорреляционная и взаимокорреляционная функции имеют вид:

$$R_x(t_1, t_2) = \frac{K_x(t_1, t_2)}{\sqrt{K_x(t_1, t_1)K_x(t_2, t_2)}} \quad (4.80)$$

и

$$R_{xy}(t_1, t_2) = \frac{K_{xy}(t_1, t_2)}{\sqrt{K_x(t_1, t_1)K_y(t_2, t_2)}}. \quad (4.81)$$

Для стационарных эргодических процессов нормированные автокорреляционная и взаимокорреляционная функции имеют вид:

$$R_x(\tau) = \frac{K_x(\tau)}{\sigma_x^2}, \quad (4.82)$$

$$R_{xy}(\tau) = \frac{K_{xy}(\tau)}{\sigma_x \sigma_y}. \quad (4.83)$$

Функция автокорреляции стационарного эргодического случайного процесса обладает следующими свойствами (Новиков, 1971).

1. Функция автокорреляции является четной функцией:

$$K_x(\tau) = K_x(-\tau). \quad (4.84)$$

2. Значение $K_x(0)$ определяет дисперсию процесса, которая вследствие стационарности $x(t)$ не зависит от времени, т. е.

$$K_x(0) = \overline{x^2(t)} = \overline{x^2(t + \tau)}. \quad (4.85)$$

3. Любое значение $K_x(\tau)$ не может превышать значения этой функции при $\tau = 0$.

4. Для чисто случайного процесса:

$$K_x(\tau) \rightarrow 0 \text{ при } \tau \rightarrow \infty. \quad (4.86)$$

5. Нормированная функция корреляции

$$R_x(\tau) = \frac{K_x(\tau)}{K_x(0)} \quad (4.87)$$

обладает свойствами

$$R_x(0) = 1 \text{ и } -1 < R_x(\tau) < 1. \quad (4.88)$$

6. Корреляционная функция суммы (разности) независимых процессов равна сумме (разности) корреляционных функций слагаемых

$$R_{(\alpha+\gamma)}(\tau) = R_x(\tau) + R_y(\tau). \quad (4.89)$$

7. Корреляционная функция производной процесса равна взятой с обратным знаком второй производной корреляционной функции исходного процесса

$$K'_x(\tau) = -K''_x(\tau). \quad (4.90)$$

8. Функция автокорреляции может быть представлена в виде преобразования Фурье от спектральной функции $G(\omega)$, называемой спектральной плотностью мощности или энергетическим спектром (теорема Хинчина–Винера):

$$K_x(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G_x(\omega) e^{i\omega\tau} d\omega, \quad (4.91)$$

$$G_x(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} K_x(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau. \quad (4.92)$$

9. Интервалом, или временем корреляции, называется такое время t_0 , при превышении которого величины $x(t)$ и $x(t + \tau)$ можно практически считать некоррелированными. В зависимости от конкретного вида задачи применяют одно из следующих определений интервала корреляции:

интегральный интервал корреляции

$$\tau_{0u} = \int_0^{\infty} R_x(\tau) d\tau, \quad (4.93)$$

абсолютный интервал корреляции

$$\tau_{0a} = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} |R_x(\tau)| d\tau = \int_0^{\infty} |R_x(\tau)| d\tau, \quad (4.94)$$

квадратичный интервал корреляции

$$\tau_{0kv} = \int_0^{\infty} R_x^2(\tau) d\tau, \quad (4.95)$$

интервал корреляции на уровне ε ; если $\tau > \tau_0(\varepsilon)$, то

$$|R_x(\tau)| \ll \varepsilon. \quad (4.96)$$

Обычно принимают $\varepsilon = 1/e \cong 0.37$, что удобно при вычислениях, либо $\varepsilon = 0.1$. Выбор того или иного выражения для определения интервала корреляции производится из условия удобства и простоты вычислений.

Интервал корреляции связан с эффективной шириной спектра процесса общим соотношением

$$\Delta F \tau_0 = \eta = \text{const.}, \quad (4.97)$$

где часто принимают при оценках $\eta = 1$.

Еще одно определение интервала корреляции очень удобно при осциллирующей огибающей функции корреляции: за интервал корреляции принимается абсцисса τ_0 первого нуля огибающей функции корреляции.

10. Функция автокорреляции гармонического сигнала является гармонической функцией того же периода. Функция автокорреляции любого периодического процесса является также периодической функцией с периодом данного процесса.

11. При корреляционном анализе суммы периодического и шумового процессов зависимость функции автокорреляции от времени задержки будет представлять сумму функций корреляции каждого из двух процессов. Так как интервал корреляции шумового сигнала τ_0 ограничен и определяется шириной полосы и формой спектра этого сигнала, а интервал корреляции периодического процесса бесконечен, то для задержек, превышающих τ_0 , суммарная функция автокорреляции будет определяться только периодическим членом. Это можно видеть из рис. 4.24, где приведен образец записи абсолютного значения функции автокорреляции смешанного процесса в логарифмическом масштабе. Таким образом, коррелятор в данном случае играет роль фильтра с очень узкой полосой и позволяет выявить скрытые периодичности путем анализа только одной реализации процесса. В отличие от анализа с использованием реального узкополосного фильтра при корреляционном анализе нет необходимости в медленной перестройке фильтра при небольшом изменении частоты исследуемого сигнала.

На рис. 4.25 приведены примеры автокорреляционных функций некоторых шумовых процессов.

Функция взаимной корреляции стационарных эргодических случайных процессов обладает следующими свойствами.

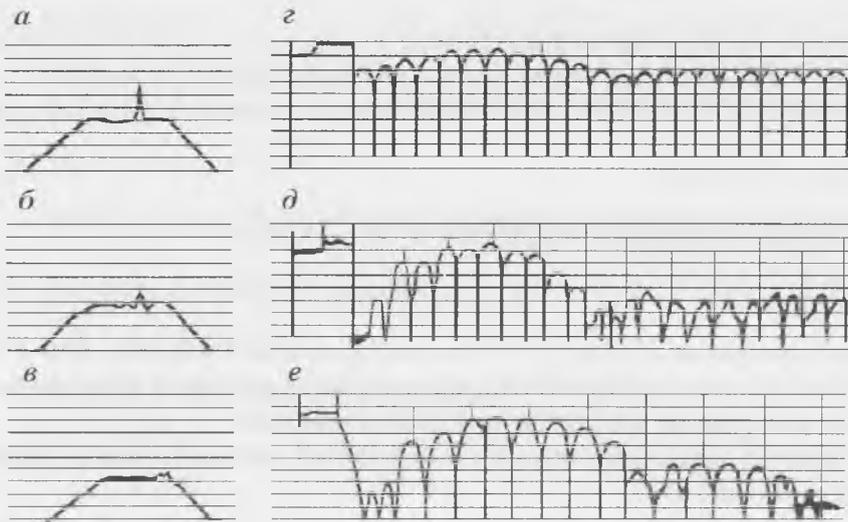


Рис. 4.24. Спектрограммы (а, б, в) и функции автокорреляции (г, д, е) смешанного процесса (гармонический сигнал с шумом) при отношении сигнал/шум, по мощности равных 1 (а, г); 0.1 (б, д) и 0.01 (в, е). Деление по вертикали — 5 дБ (по: Новиков, 1971).

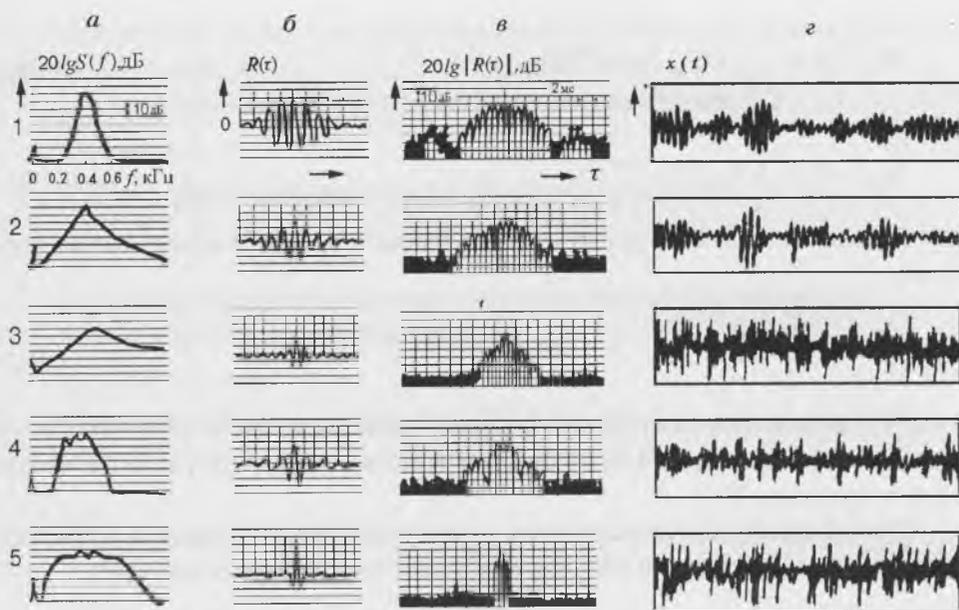


Рис. 4.25. Спектрограммы шумов в логарифмическом масштабе (а), кореллограммы, записанные в линейном (б) и логарифмическом (в) масштабах, и осциллограммы шумов (z) на выходе различных фильтров (по: Новиков, 1971). 1 — полосовой третьоктавный фильтр спектрометра Брюль и Кьер, тип 2112; 2 — полосовой третьоктавный фильтр (одно Г-образное звено); 3 — одноконтурный полуоктавный фильтр; 4 — полосовой октавный фильтр спектрометра Брюль и Кьер, тип 2112; 5 — полосовой фильтр с полосой от 200 до 800 Гц.

1. Не является четной, но обладает следующим свойством

$$K_{XY}(\tau) = K_{YX}(-\tau). \quad (4.98)$$

Практически это означает, что, если при измерении функции взаимной корреляции задержка по времени вводилась во второй канал, на который был подан сигнал Y , а затем в корреляторе поменяли местами входные сигналы X и Y , то для получения той же функции корреляции знак задержки следует изменить на обратный, т. е. задержку ввести в первый канал. В результате будет задержан тот же сигнал Y .

2. Модуль функции взаимной корреляции удовлетворяет соотношению

$$|K_{XY}(\tau)| \leq \sqrt{K_X(0)K_Y(0)}. \quad (4.99)$$

3. Статистическая связь двух процессов в частотной области определяется взаимным спектром, являющимся трансформантой Фурье функции взаимной корреляции

$$K_{XY}(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G_{XY}(\omega) e^{i\omega\tau} d\omega, \quad (4.100)$$

$$G_{XY}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} K_{XY}(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau. \quad (4.101)$$

Комплексный спектр реализации случайного процесса определяется формулой

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) e^{-i\omega t} dt. \quad (4.102)$$

Абсолютное значение $|S(\omega)|$ называют просто спектром. Функция $S(\omega)$, вычисленная по формуле (4.102), представляет спектр одной из реализаций случайного процесса $X(t)$.

При аппаратурном исследовании одной реализации случайного процесса, наблюдении за ее течением получают текущий спектр этой реализации

$$S(\omega, t) = \int_0^t x(t) e^{-i\omega t} dt, \quad (4.103)$$

который представляет собой случайную функцию.

Для характеристики случайного процесса в целом пользуются понятиями спектральной плотности мощности или спектра мощности — неслучайной функцией частоты.

Спектральная плотность мощности $G_X(\omega)$ стационарного эргодического случайного процесса $X(t)$ выражает среднюю мощность процесса, приходящуюся на единицу полосы частот. Распределение средней мощности процесса по частоте называют спектром мощности, или энергетическим спектром.

Спектр мощности $G(\omega)$ стационарного случайного процесса связан с корреляционной функцией $K_X(\tau)$ этого процесса парой преобразований Фурье (4.100) и (4.101). Он может быть выражен через текущий спектр

$$G(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} M[S^2(\omega, T)]. \quad (4.104)$$

Применяется также понятие мгновенного спектра мощности

$$\lambda(\omega, t) = \frac{\partial}{\partial t} S^2(\omega, t), \quad (4.105)$$

где $S(\omega, t)$ — модуль текущего спектра.

Спектральная плотность мощности связана с мгновенным спектром мощности соотношением

$$G_X(\omega) = M[\lambda(\omega, t)]. \quad (4.106)$$

Основные свойства спектральной плотности мощности стационарного случайного процесса:

1. Спектральная плотность мощности неотрицательна, т. е.

$$G_X(\omega) \geq 0. \quad (4.107)$$

2. При ограниченной дисперсии случайного процесса

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} G_X(\omega) = 0. \quad (4.108)$$

3. Спектральная плотность является вещественной функцией ω .

4. Она является четной функцией

$$G_X(\omega) = G_X(-\omega). \quad (4.109)$$

5. Интеграл от спектральной плотности мощности равен дисперсии (средней мощности) стационарного случайного процесса

$$\int_{-\infty}^{\infty} G_X(\omega) d\omega = D[X(t)]. \quad (4.110)$$

6. Изменение масштаба m аргумента τ корреляционной функции вызывает обратное изменение масштаба частоты ω и величины спектральной плотности $G_X(\omega)$, т. е. если $K_2(\tau) = K_1(m\tau)$, то соответственно

$$G_2(\omega) = \frac{1}{m} G_1\left(\frac{\omega}{m}\right). \quad (4.111)$$

7. Спектральная плотность мощности процесса на выходе линейной системы с постоянными параметрами $G_Y(\omega)$ связана со спектральной плотностью мощности стационарного случайного процесса на входе системы $G_X(\omega)$ выражением

$$G_Y(\omega) = W^2(\omega) G_X(\omega), \quad (4.112)$$

где $W(\omega)$ — модуль передаточной функции системы.

Взаимной спектральной плотностью стационарных эргодических случайных процессов $X(t)$ и $Y(t)$ называют преобразование Фурье от взаимной корреляционной функции этих процессов. Ее свойства:

1. В общем случае она является величиной комплексной:

$$G_{XY}(\omega) = Q_{XY}(\omega) - i\rho_{XY}(\omega). \quad (4.113)$$

Ее вещественная часть $Q_{XY}(\omega)$ является четной функцией ω , а мнимая часть $\rho_{XY}(\omega)$ — функцией нечетной:

$$Q_{XY}(\omega) = \operatorname{Re}[G_{XY}(\omega)] = \int_{-\infty}^{\infty} K_{XY}(\tau) \cos \omega \tau d\tau, \quad (4.114)$$

$$\rho_{XY}(\omega) = \operatorname{Im}[G_{XY}(\omega)] = \int_{-\infty}^{\infty} K_{XY}(\tau) \sin \omega \tau d\tau, \quad (4.115)$$

2. Интеграл от взаимной спектральной плотности $G_{XY}(\omega)$ в бесконечных пределах аргумента ω дает взаимную дисперсию случайных процессов:

$$\int_{-\infty}^{\infty} G_{XY}(\omega) d\omega = D[X(t), Y(t)] = K_{XY}(0). \quad (4.116)$$

3. Изменение масштаба аргумента τ взаимной корреляционной функции $K_{XY}(\tau)$ вызывает такие же изменения взаимной спектральной плотности $G_{XY}(\omega)$, что и изменения масштаба τ функции автокорреляции $K_X(\tau)$ у спектральной плотности мощности $G_{XX}(\omega)$.

4. Взаимные спектральные плотности $G_{XY}(\omega)$ и $G_{YX}(\omega)$ являются комплексно сопряженными величинами и связаны соотношениями:

$$G_{YX}(\omega) = G_{XY}(-\omega), \quad (4.117)$$

$$G_{XY}(\omega) = G_{YX}(-\omega). \quad (4.118)$$

Описанные выше вероятностные характеристики, представляющие собой неслучайные числа или функции, определяются по ансамблю бесконечно большого числа реализаций или по одной реализации бесконечной длительности, если случайный процесс стационарный и эргодический. Практически число реализаций либо длительность одной реализации случайного процесса всегда ограничены. Поэтому реально всякая статистическая характеристика, полученная аппаратным путем, отличается от вероятностной характеристики, являющейся объектом измерений. Измеренную вероятностную характеристику принимают за искомую и называют оценкой истинной вероятностной характеристики.

В зависимости от метода, положенного в основу аппаратного анализа, возможны различные виды оценок (Мирский, 1972).

1. Несмещенная оценка — оценка, математическое ожидание которой совпадает с истинным значением определяемой характеристики. Так, если $F^*(x)$ — оценка функции распределения, а $F(x)$ — истинная функция распределения, то при выполнении условия:

$$M [F^*(x)] = F(x), \quad (4.119)$$

оценка $F^*(x)$ будет несмещенной. Разность

$$\Delta F(x) = M [F^*(x)] - F(x) \quad (4.120)$$

называют смещением оценки. Если эта разность отлична от нуля, то оценка называется смещенной.

2. Эффективная оценка — оценка, дисперсия которой минимальна, т. е. меньше дисперсии любой другой оценки при фиксированном количестве реализаций (фиксированной продолжительности анализа).

3. Достаточная оценка — это оценка, при определении которой используется вся информация, содержащаяся в опытах относительно определяемой вероятностной характеристики.

4. Состоятельная оценка — оценка, которая сходится по вероятности к оцениваемой характеристике при бесконечном увеличении числа опытов (продолжительности измерений).

Оценку определенного параметра, выраженную одним числом, называют “точечной оценкой”. По аналогии такое же название распространяют и на случай, когда оценка вероятностной характеристики представлена одной кривой. На практике нередко точечную оценку принимают за истинную в вероятностном смысле величину. Например, полученную при аппаратурном анализе математического ожидания оценку m_x^* полагают равной истинной величине m_x . Это сопровождается неизбежной погрешностью:

$$\Delta m_x = m_x^* - m_x \quad (4.121)$$

Поэтому возникает вопрос о точности и надежности полученной оценки. Мерой надежности служит так называемая доверительная вероятность β — вероятность того, что абсолютная величина отклонения Δm_x — будет оставаться меньше некоторой величины v , определяющей точность оценки:

$$P[|\Delta m_x| < v] = \beta \quad (4.122)$$

Равенство (4.122), записанное в форме

$$P[m_x^* - v < m_x < m_x^* + v] = \beta, \quad (4.123)$$

говорит о том, что истинное в вероятностном смысле значение заключено в интервале от $m_x^* - v$ до $m_x^* + v$ с вероятностью β . Этот интервал называют доверительным интервалом, а его границы — доверительными границами.

В теории случайных процессов в качестве показателей точности часто применяют дисперсии или среднеквадратичные отклонения оценки, представляющие собой абсолютные погрешности. Иногда используются также нормированные среднеквадратичные погрешности, определяемые отношением среднеквадратичного отклонения оценки к истинному значению измеряемой вероятностной характеристики. Иногда применяется и приведенная погрешность — отношение абсолютной среднеквадратичной погрешности к максимальному значению определяемой характеристики.

Рассмотрим некоторые методы измерения среднего значения, дисперсии, среднеквадратичного отклонения, спектра и корреляционных функций стационарного эргодического случайного процесса.

Среднее значение (математическое ожидание) удобно определять по одной реализации, помня, что для эргодического процесса среднее по ансамблю равно среднему по времени одной реализации, т. е.

$$M[X(t)] = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T x(t) dt, \quad (4.124)$$

если этот предел существует. Предполагается, что реализация имеет бесконечную длительность. Практически же реализация ограничена во времени, и измерения основаны на использовании формулы

$$m_x^* = \frac{1}{T} \int_0^T x(t) dt, \quad (4.125)$$

дающей оценку математического ожидания.

Усредняющее аналоговое устройство, выполняющее свои функции согласно формуле (4.125), называют идеальным интегратором. В качестве идеального интегратора может быть использовано интегрирующее звено, построенное на основе усилителя постоянного тока с глубокой отрицательной обратной связью. Другую разновидность усредняющего устройства представляет собой пассивный фильтр нижних частот.

Сравнение интегратора и фильтра позволяет констатировать следующее (Мирский, 1972).

1. Интегратор более эффективен как усредняющее устройство, потому что вся информация, получаемая с его помощью за интервал измерения, оказывается полезной, в то время как фильтр низких частот “забывает” информацию по истечении интервала, равного нескольким постоянным времени фильтра. Следовательно, точность интегратора ограничивается только истинным временем измерения, а точность фильтра низких частот — его постоянной времени. Продолжительность измерения T_ϕ при усреднении фильтром низких частот и продолжительность интегрирования интегратором T_u находятся в соотношении:

$$T_\phi > 2T_u. \quad (4.126)$$

Последнее обстоятельство становится особенно существенным, как будет видно в дальнейшем, при анализе периодически нестационарных процессов с периодом нестационарности, измеряемым десятками долями секунды.

2. При увеличении постоянной времени фильтра (сужении полосы пропускания) и большой продолжительности измерения (если это возможно) ошибка усреднения фильтром уменьшается почти до величины ошибки интегрирования за длительный интервал.

3. Интегратор всегда дает несмещенную оценку. С помощью фильтра низких частот практически несмещенная оценка получается при выполнении условия $\alpha T > 4$, где α — величина, обратная постоянной времени фильтра (Мирский, 1972).

4. Аппаратурно фильтр низких частот проще интегратора.

Помимо аналоговых методов усреднения существуют дискретные методы, основанные на усреднении суммы дискретных значений реализации, взятых через определенный интервал, по числу выборок.

Средняя мощность случайного процесса определяется выражением

$$P_x = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T x^2(t) dt, \quad (4.127)$$

если предел существует. Измерение этой характеристики отличается от измерения среднего значения тем, что усредняется не величина $x(t)$, а его квадрат. Поэтому для измерения средней мощности необходимо возвести в квадрат величину, характеризующую исследуемый случайный процесс, и затем выполнить усреднение. Реально измерение проводят в течение конечного интервала времени.

Практически всегда устройство, регистрирующее случайный процесс, выдает на выходе электрическое напряжение, повторяющее по форме случайный процесс. Поэтому в дальнейшем для краткости мы будем говорить о напряжении реализации, как о величине, характеризующей случайный процесс.

Среднеквадратичное значение напряжения реализации измеряется по формуле

$$\sqrt{x^2(t)} = \sqrt{\frac{1}{2} \int_0^T x^2(t) dt}. \quad (4.128)$$

В отличие от измерения средней мощности в данном случае должна быть предусмотрена процедура извлечения корня. Часто эта операция закладывается в градуировку шкалы индикатора.

Измерение дисперсии, определяемой выражением

$$D[X(t)] = \overline{x^2(t)} - [\overline{x(t)}]^2, \quad (4.129)$$

сводится к измерению средней мощности центрированного процесса, т. е. средней мощности переменной составляющей. Поэтому для устройства, измеряющего дисперсию или среднеквадратичное отклонение, характерно наличие элемента, центрирующего реализацию исследуемого процесса (фильтра верхних частот). В остальном функциональная схема не отличается от схемы измерения полной средней мощности процесса.

При анализе шумов в отличие от анализа периодических процессов мгновенный спектр, представляемый физически “амплитудой” напряжения на выходе реального фильтра, является случайной функцией, состоящей из детерминированной части и флуктуационного процесса, каким бы большим (но конечным) ни выбиралось время анализа.

Вместо спектра амплитуд случайный процесс необходимо характеризовать спектром мощности, так как лишь эта характеристика и корреляционная функция имеют физический смысл для случайных процессов и могут быть вычислены теоретически.

Аппаратурно спектр определяют с помощью прибора, получившего название анализатора спектра. Существует несколько методов анализа.

Первый метод и наиболее известный, называемый методом фильтрации, заключается в выделении узких участков спектра исследуемого процесса с помощью устройства с избирательной амплитудно-частотной характеристикой. Основным элементом анализатора служит полосовой фильтр с узкой по сравнению с шириной спектра полосой пропускания.

Второй метод сводится к определению спектральной плотности мощности по Фурье-преобразованию реализации случайного процесса.

Третий метод предполагает определение спектральной плотности мощности по измеренной корреляционной функции в соответствии с теоремой Хинчина–Винера.

Четвертый метод связан с использованием знаковых функций.

Пятый метод базируется на аппаратурном применении ортогональных функций.

Мы остановимся более подробно на первом методе. С остальными методами можно познакомиться в книге Мирского (1972).

Функциональная схема измерителя спектральной плотности мощности по первому методу показана на рис. 4.26.

Проводя аппаратурный анализ, следует учитывать принцип неопределенности, который выражается соотношением

$$\Delta f \cdot T = \text{const.} \quad (4.130)$$

Здесь Δf — полоса фильтра, T — время анализа. Это означает, что сужение полосы фильтра требует соответствующего увеличения длительности измерения.

Возможны три способа аппаратурного анализа спектра с помощью полосовых фильтров: одновременный (параллельный), последовательный и комбинированный.

Одновременный анализ осуществляется с помощью набора узкополосных фильтров, каждый из которых настроен на определенную частоту. При одновременном воздействии исследуемого сигнала на все фильтры каждый из них выделяет соответствующий его настройке участок спектра.

Последовательный анализ производится посредством одного узкополосного фильтра, резонансная частота которого может перестраиваться в широком диапазоне частот.

Комбинированный анализ, при котором в одном устройстве сочетают одновременный и последовательный способы. Применяя небольшое число каналов, разбивают исследуемый спектр на ряд участков, поддиапазонов, внутри которых ведется последовательный анализ.

В практике экспериментальных гидродинамических исследований чаще всего измеряют не спектральную плотность мощности, а спектр среднеквадратичных значений. В этом случае в анализаторе применяют линейный детектор среднеквадратичных значений. Удовлетворительные результаты могут быть по-

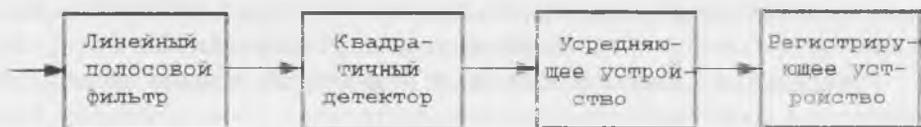


Рис. 4.26. Функциональная схема измерителя спектральной плотности мощности случайного процесса (по: Мирский, 1972).

лучены и при применении детектора средних значений (детектора огибающей), показания которого для синусоидального сигнала и шума отличаются всего на 1 дБ. Это значит, что устройство с таким детектором может быть отградуировано на синусоидальном сигнале, а применяться для измерения спектра среднеквадратичных значений шума. Третий тип детектора — пиковый детектор — непригоден для использования в анализаторе, так как его выходное напряжение в сильной степени зависит от характера детектируемого процесса.

Таким образом, анализатор, позволяющий определять спектры как периодических, так и случайных процессов, должен содержать узкополосный фильтр с полосой Δf , линейный детектор среднеквадратичных (или средних) значений, интегратор с временем интегрирования и регистрирующий прибор, отличаясь от обычного анализатора гармоник лишь наличием интегратора. Практически детектор, интегратор и индикатор могут входить в состав самописца, подключаемого к выходу собственно анализатора — перестраивающегося по частоте фильтра. Запись спектра производится, как правило, логарифмическим самописцем уровня, что непосредственно дает уровни спектра мощности, так как

$$20 \lg S(\omega) = 10 \lg G(\omega), \quad (4.131)$$

где $S(\omega)$ — спектр среднеквадратичных значений, $G(\omega)$ — спектр мощности.

Необходимо, далее, обратить внимание на особенности обработки результатов измерений спектров реальных процессов, обычно представляющих собой сумму периодических и случайных процессов. При дискретном спектре величина измеренных уровней максимумов дискретных составляющих не зависит от полосы анализатора Δf . При анализе сплошного спектра показания того же анализатора среднеквадратичных значений пропорциональны $\sqrt{\Delta f}$. Соответственно ординаты дискретных составляющих и сплошного спектра имеют различную размерность: ординаты дискретных составляющих имеют размерность измеряемой величины (Нм^{-2} для давления или мс^{-1} для скорости), а ординаты сплошного спектра имеют размерность измеряемой величины, деленной на $(\text{Гц})^{1/2}$.

Различия свойств дискретного и сплошного спектра, формально отраженные в их различной размерности, практически проявляют себя при сопоставлении двух спектрограмм одного процесса, измеренных различными анализаторами с различными полосами анализа, когда уровни дискретных составляющих спектра одинаковы на обеих спектрограммах, а сплошная часть спектра изменяется в соответствии с $\sqrt{\Delta f}$.

Это же различие следует учитывать и при пересчете уровней спектра к полосе 1 Гц (вычитание $20 \lg \sqrt{\Delta f}$) к которому приходится прибегать при необходимости сопоставления спектров процессов, измеренных различной аппаратурой. Пересчету подлежат лишь уровни сплошного спектра, которые легко выделяются на спектрограмме, измеренной достаточно узкополосным анализатором. Однако при широкой полосе анализа (октава, пол-октавы) пересчет к полосе 1 Гц может привести к ошибкам, если в спектре окажутся дискретные составляющие, которые при такой полосе анализа трудно, а часто и невозможно обнаружить.

4.2.2. Особенности анализа нестационарных процессов

До сих пор мы рассматривали стационарный и эргодический случайный процесс. Напомним, что стационарный случайный процесс — это процесс, среднее значение и дисперсия которого не зависят от времени, а корреляционная функция зависит лишь от разности времен τ . Признаком эргодичности может служить стремление к нулю абсолютного значения корреляционной функции при неограниченном увеличении сдвига времени τ .

Реальные процессы, строго говоря, не бывают точно стационарными и эргодическими. Однако в рамках приемлемых допущений исследуемые процессы полагают такими, если они отвечают определенным критериям. Грубую оценку стационарности по одной реализации $x(t)$ случайного процесса $X(t)$ можно получить, применяя следующую методику. Реализацию $x(t)$ разбивают на n участков. Определяют оценки среднего значения по каждому участку: $m_{x1}^*, m_{x2}^*, \dots, m_{xm}^*$. Затем находят среднее значение m_x^* по всей реализации и вычисляют дисперсию оценки $D[m_x^*]$. Для принятия гипотезы стационарности необходимо, чтобы относительное среднеквадратичное значение дисперсии оценки было меньше допустимой величины α , т. е. чтобы выполнялся критерий стационарности

$$\frac{\sqrt{D[m_x^*]}}{m_x^*} < \alpha. \quad (4.132)$$

Кроме того, нужно определить дисперсии (среднеквадратичные отклонения) процесса на различных участках реализации или при многократном изменении точки начала отсчета. Найденное среднеквадратичное отклонение дисперсии процесса не должно превосходить заданной величины.

Для суждения о приемлемости гипотезы эргодичности процесса целесообразно получить каким-либо сравнительно несложным способом изображение графика автокорреляционной функции и проверить, сходится ли к нулю ее абсолютное значение при увеличении временного сдвига. Если исследуемый процесс не отвечает указанным критериям, то такой процесс должен быть отнесен к классу нестационарных и неэргодических. Он должен анализироваться методами, разработанными для такого класса процессов. Теория и практика анализа нестационарных процессов еще далеки от совершенства, однако уже многое сделано в этом направлении.

Нестационарные случайные процессы — наиболее широкий класс процессов, встречающихся в различных исследованиях. Даже любой стационарный процесс, ограниченный по времени, уже является, строго говоря, нестационарным. Кроме того, любой модулированный случайный процесс также является нестационарным.

Существует большое многообразие типов нестационарных процессов. Мы остановимся лишь на некоторых из них, чаще всего встречающихся в практике биогидродинамических исследований.

1. Аддитивный нестационарный процесс

$$y(t) = x(t) + f(t), \quad (4.133)$$

где $x(t)$ — стационарный случайный процесс, $f(t)$ — детерминированная функция. Если $f(t)$ — периодическая функция, то экспериментальное исследование такого процесса не встречает затруднений, так как процессы $x(t)$ и $f(t)$ легко разделяются как при спектральном, так и при корреляционном анализе. В практике такие процессы встречаются на выходе измерительных систем (моночастотный сигнал на фоне шумовой помехи).

2. Мультипликативный нестационарный процесс

$$y_1(t) = x(t)f(t), \quad (4.134)$$

или

$$y_2(t) = x(t)z(t), \quad (4.135)$$

где $x(t)$, $z(t)$ — стационарные случайные процессы, $f(t)$ — детерминированная функция. Наиболее часто встречаются шумы, модулированные периодическим процессом, например кавитационный шум гребного винта модулирован периодическими колебаниями, основная частота которых определяется числом оборотов винта.

Другим наглядным примером мультипликативного нестационарного процесса может служить шум, излучаемый движущимся источником (в частности, гидродинамический шум движущегося подводного корабля, рыбы, дельфина и т.п.) и принимаемый неподвижным гидрофоном. Звуковое давление на гидрофоне в этом случае может быть представлено в виде

$$P(t) = P_0(t) \frac{h}{\sqrt{h^2 - (vt)^2}}, \quad (4.136)$$

где h — расстояние от источника звука до гидрофона, v — скорость движения источника, t — время (принимается $t = 0$, когда источник находится точно напротив гидрофона), $P_0(t)$ — стационарный излучаемый сигнал. В этом случае нестационарность может быть устранена применением автоматической регулировки уровня принимаемого сигнала (АРУ).

3. Квазистационарный процесс (почти стационарный). Все стационарные случайные процессы, заданные на конечном временном интервале, являются квазистационарными. Такой процесс анализируется методами, разработанными для стационарных процессов, если интервал фактического существования процесса больше интервала корреляции, и чем больше это соотношение, тем ближе такой процесс к стационарному.

4. Периодические и почти периодические нестационарные случайные процессы. Это процессы, статистические характеристики которых меняются периодически или почти периодически. Именно к таким процессам, по-видимому,



Рис. 4.27. Пульсации давления в пограничном слое дельфина при его активном плавании.

могут быть отнесены процессы, развивающиеся в пограничном слое активно движущихся подводных биологических объектов (рыб, дельфинов, кальмаров, ластоногих). Пульсации давления и скорости в пограничном слое этих животных не просто модулируются по амплитуде колебаниями (ундуляцией) тела при активном плавании. При этом периодически изменяется спектр пульсаций в зависимости от фазы колебаний тела. Осциллограмма такого процесса приведена на рис. 4.27, где изображена картина пульсаций давления в пограничном слое дельфина при его активном плавании.

Анализ таких процессов весьма затруднен, если период нестационарности (периодичности процесса) сравним с интервалом корреляции. В этом случае определение статистических характеристик процесса возможно только по ансамблю реализаций при точном согласовании начал отсчета времени в каждой реализации. Если же период нестационарности значительно превышает интервал корреляции (на полтора–два порядка), процесс можно считать квазистационарным на интервале, который значительно меньше периода нестационарности, но значительно больше интервала корреляции. В этом случае можно применять методы анализа, разработанные для стационарных и эргодических процессов. При этом в интервале анализа процесс в первом приближении можно априорно считать и эргодическим или проверить эргодичность описанным выше способом. По счастью, период нестационарности случайных процессов, развивающихся в пограничном слое морских животных, значительно превышает интервал корреляции. (Период нестационарности — 200–300 мс, интервал корреляции — 3–4 мс). Это позволяет проводить анализ экспериментальных данных по одной реализации, считая процесс квазистационарным.

При анализе нестационарных процессов особое значение приобретает оптимизация процедуры статистических измерений (Ольшевский, 1973), направленная на минимизацию суммарной ошибки измерений. Ошибки статистических измерений могут быть классифицированы по их проявлениям или специфическому характеру, который они носят. При этом следует различать флуктуационные ошибки и ошибки смещенности статистических оценок.

Флуктуационные ошибки носят случайный характер, их значения изменяются при переходе от одного цикла измерений к другому. Ошибки за счет смещенности статистических оценок или, как их кратко называют, смещенность оценки, имеют систематический характер и повторяются в различных циклах измерений. Это, конечно, не значит, что смещенность оценки может считаться известной и ее можно тем или иным образом скомпенсировать, сводя к нулю.

Суммарная ошибка статистических измерений имеет минимум при определенном значении интервала сглаживания (усреднения), равного выбранному временному интервалу реализации нестационарного случайного процесса, меньшему периода нестационарности и большему интервала корреляции. При увеличении интервала сглаживания уменьшается флуктуационная ошибка, но увеличивается смещенность оценки, так как процесс все более отличается от квазистационарного. При уменьшении интервала сглаживания уменьшается смещенность оценки, но растет флуктуационная ошибка. Практически необходимо несколько раз провести измерение нужной статистической характеристики (например, корреляционной функции) при различных интервалах сглаживания и остановиться на той, которая имеет наименьшую ошибку.

Здесь изложено лишь понятие об оптимизации процесса статистических измерений. Практическое осуществление процесса оптимизации (особенно адаптивной оптимизации) — весьма трудоемкое дело и сводится к многоступенчатой обработке исследуемого процесса.

Для анализа случайных процессов служат специальные приборы. Однако в процессе научных исследований часто возникает необходимо экспресс — оценки коэффициента взаимной корреляции двух процессов. Это можно очень быстро сделать с помощью обычного осциллографа. Для этого можно подать один из исследуемых сигналов на вертикальные, а другой — горизонтальные пластины электронно-лучевой трубки осциллографа. При этом отклонение светового пятна на экране трубки, соответствующее одному сигналу, будет перпендикулярно к отклонению светового пятна, соответствующего другому сигналу. В результате световое пятно описывает на экране так называемые фигуры Лиссажу. Фотография этого изображения, произведенная с длительной экспозицией, дает некоторый эллипс, который является корреляционным (рис. 4.28). Если a и b означают соответственно большую и малую оси этого эллипса, то коэффициент корреляции будет определяться выражением

$$R \approx \frac{a^2 - b^2}{a^2 + b^2}. \quad (4.137)$$

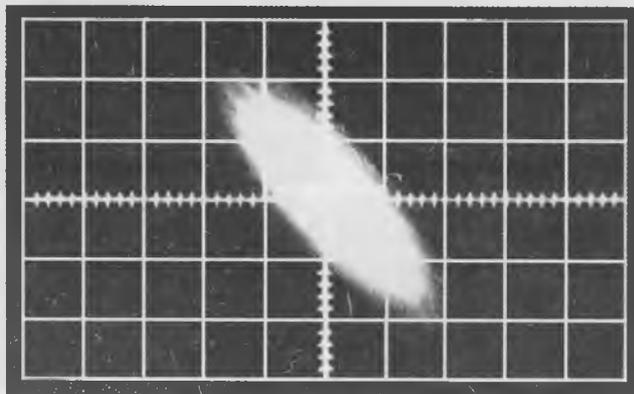


Рис. 4.28. Корреляционный эллипс двух случайных процессов.

Когда коэффициент корреляции близок к нулю, то отклонение эллипса от окружности очень мало (рис. 4.29). В этом случае точное измерение величин a и b , а значит и малых значений коэффициента корреляции, очень затруднительно. Такие же затруднения возникают и в том случае, когда коэффициент корреляции близок к единице. При этом эллипс вырождается в почти прямую линию переменной толщины (рис. 4.30).

Краткие выводы

Эта глава не имеет непосредственного отношения к исследованию гидродинамики рыб и дельфинов. Она предназначена для того, чтобы дать начальные сведения о статистической гидродинамике тем исследователям, которые еще будут заниматься проблемой изучения тонкой структуры пограничного слоя на рыбах и дельфинах. А о том, что этой проблемой необходимо заниматься, убедительно свидетельствуют немногочисленные экспериментальные работы в этой области, представленные в Главе 6.

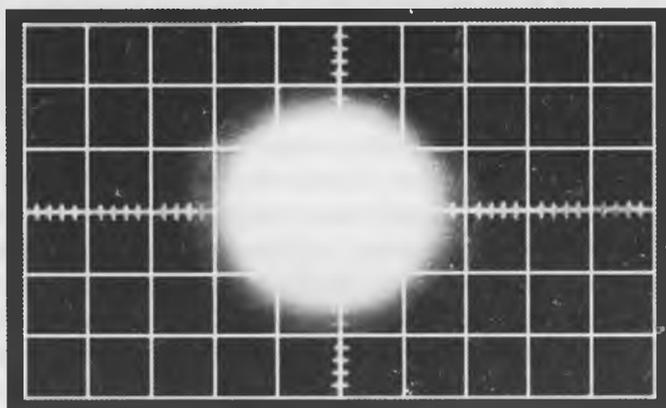


Рис. 4.29. Корреляционный эллипс при корреляции, близкой к нулю.

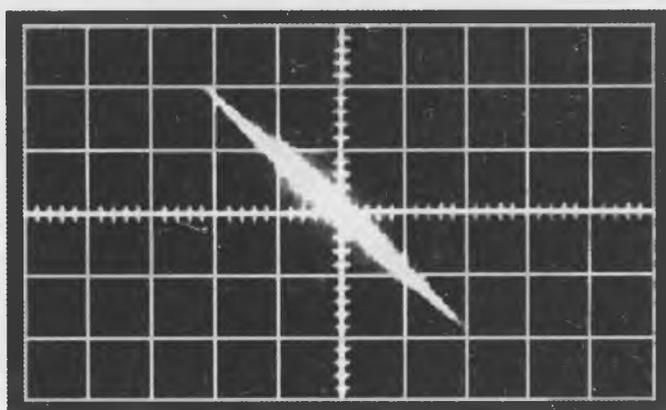


Рис. 4.30. Корреляционный эллипс при корреляции, близкой к единице.

Глава 5. Методы и приборы для экспериментальных исследований кинематики и гидродинамики дельфинов

Гидродинамика быстроплавающих 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 морфо-функциональных исследований, визуализации потоков, обтекающих тело животного, расчеты тяги и сопротивления по кинограммам. Такие методы дают лишь качественное представление об изучаемом явлении. Количественные данные могут быть получены только с помощью прямых инструментальных измерений исследуемых процессов. В частности, характер обтекания животного, например, следует изучать путем прямых измерений структуры пограничного слоя. В настоящем разделе будут описаны некоторые приборы и методы, с помощью которых можно проводить подобные измерения.

5.1. Приборы и методы для биогидродинамических исследований

5.1.1. Приемники пульсаций давления, предназначенные для работы на дельфинах

Методика исследований пульсаций давления в пограничном слое дельфина принципиально отличается от методики соответствующих исследований, проводимых на жестких моделях. В таких случаях приемники пульсаций давления обычно монтируют заподлицо с обтекаемой поверхностью тела. При этом все конструктивные элементы приемника находятся внутри обтекаемого тела. На дельфине невозможно смонтировать приемник пульсаций заподлицо с кожей. В лучшем случае можно вживить его целиком под кожу, но тогда чувствительный элемент приемника будет отделен от пограничного слоя слоем кожи,

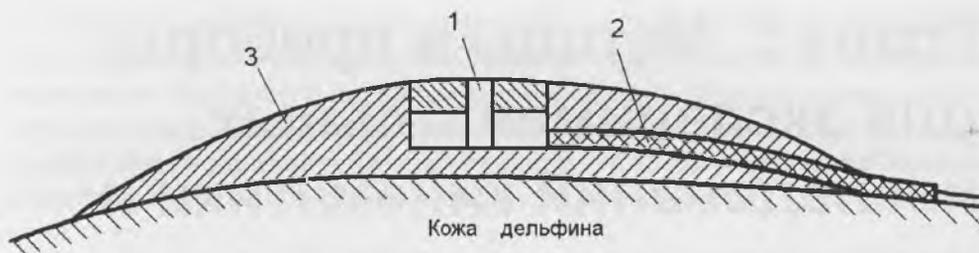


Рис. 5.1. Приемник пульсаций давления (первый вариант). 1 — приемник, 2 — кабель, 3 — обтекатель.

пусть даже и тонким. Это, без сомнения, значительно снизит чувствительность приемника и изменит эффективный поперечник его приемной поверхности неконтролируемым образом. Остается ориентироваться на приемники пульсаций давления, которые тем или иным способом накладываются на поверхность кожи дельфина. Несколько вариантов таких приемников пульсаций давления были разработаны и применялись при исследовании гидродинамики дельфинов (Романенко, 1971а, б; 1976а).

Первый вариант приемника представляет собой приемник пульсаций, смонтированный заподлицо с некоторой обтекаемой накладкой, приклеиваемой (или прикрепляемой иным способом) к коже дельфина в месте измерения. В этом случае все конструктивные элементы приемника смонтированы в теле накладки. Схематически такой приемник с накладкой, закрепленный на коже дельфина, показан на рис. 5.1. Этот вариант обладает всеми положительными качествами, присущими обычным приемникам пульсаций, используемым на жестких телах: его приемная поверхность может быть сделана достаточно малой, расположена она заподлицо с обтекаемой поверхностью и т. п. Однако использование таких приемников на дельфинах сопряжено с целым рядом трудностей. Прежде всего обтекаемая накладка имеет входную кромку, возможное влияние которой на характер обтекания в точке расположения собственно приемника пульсаций давления может оказаться неконтролируемым. Кроме того, площадь соприкосновения накладки с кожей должна быть достаточно большой, чтобы сохранилась хорошая ее обтекаемость. Это приведет к тому, что в окрестности чувствительного элемента на значительной площади взаимодействовать с потоком будет не кожа, а накладка, т. е. жесткое тело, условия обтекания которого иные, чем кожи. Далее, наличие накладки заметных размеров может препятствовать изгибам тела (кожи) в месте ее расположения.

Тем не менее такой вариант приемника пульсаций был разработан и рассматривался наряду с другими вариантами как один из возможных для использования на дельфинах. На рис. 5.2 показано устройство такого приемника пульсаций. В этой конструкции использовался принцип трансформации давления с целью увеличения чувствительности. Приемник устроен следующим образом. Между двумя половинками металлического корпуса 1 заземлена пластина 3 из

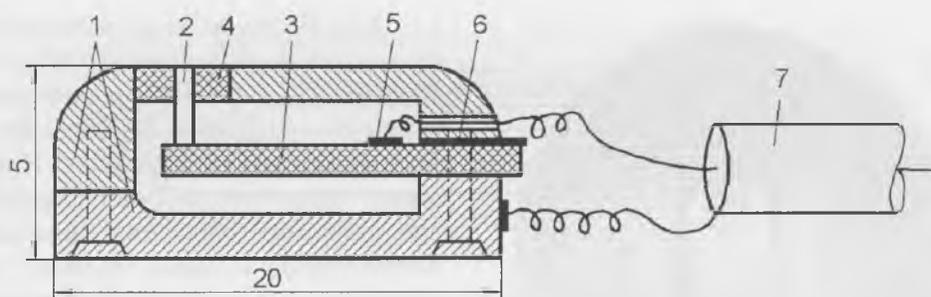


Рис. 5.2. Схема устройства приемника. 1 — корпус приемника, 2 — стержень, 3 — пьезоэлектрическая пластинка, 4 — герметизирующий состав, 5, 6 — электроды, 7 — кабель.

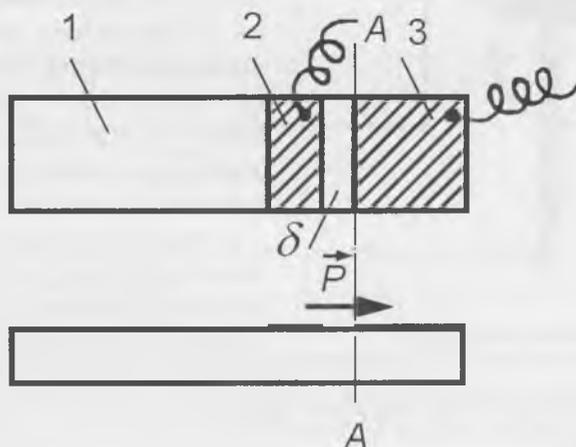


Рис. 5.3. Чувствительный элемент приемника. 3 — пьезоэлектрическая пластинка, 5, 6 — электроды, δ — зазор.

пьезокерамики. Стержень 2 упирается нижним концом в конец пластины 3, а другой его конец проходит сквозь слой герметизирующего состава 4 и посредством шлифовки подогнан заподлицо с верхней обтекаемой поверхностью корпуса 1. Этот торец стержня 2 служит приемной поверхностью приемника пульсаций. На рис. 5.3 отдельно показана пьезокерамическая пластина 3, которая является чувствительным элементом. Пластина имеет электроды 5 и 6. Поляризация пластины производится по поверхности таким способом, чтобы вектор поляризации \vec{P} в зазоре δ между электродами был направлен так, как показано на рисунке.

Один электрод (рис. 5.2) находится в непосредственном электрическом контакте с корпусом. Электрод 5 соединен с центральным проводником коаксиального кабеля 7, соединяющего приемник пульсаций с измерительным прибором. Экран кабеля соединен непосредственно с корпусом.



Рис. 5.4. Фотография приемника.

На рис. 5.4 показана фотография приемника пульсаций давления в натуральную величину.

Второй вариант приемника пульсаций давления отличается от описанного выше. Предыдущий вариант обладает одним существенным недостатком. Он может регистрировать пульсации давления только на обтекаемой поверхности. С его помощью нельзя, например, измерить пульсации давления в любой точке пограничного слоя или за его пределами, что может оказаться очень важным при исследовании характера обтекания дельфинов. Это обстоятельство и заставило разработать иную конструкцию приемника пульсаций давления, которая показана на рис. 5.5. Здесь 1 — чувствительный элемент в виде тонкого стержня круглого сечения из пьезокерамики. На рис. 5.6 отдельно показан чувствительный элемент, имеющий следующие размеры: диаметр 1.5 мм, длину 7 мм. На стержне нанесены два кольцевых электрода 2, в зазоре между которыми произведена поверхностная поляризация пьезокерамики (вектор \vec{P}). Стержень зажимается по площади большего электрода между двумя половинками 3 обтекаемого латунного корпуса, имеющего размеры: длину 5 см, диаметр 0.5 см. При этом большой электрод изолирован от корпуса с помощью тефлоновой прокладки 7. Меньший электрод соединяется с корпусом, а большой со входом полевого транзистора 10 в бескорпусном исполнении, на котором собрана входная согласую-

В собранном виде приемник пульсаций заполимеризовывается в эпоксидную смолу так, как показано на рис. 5.1. Здесь 3 — накладка (обтекатель) из эпоксидной смолы. Приемник пульсаций работает следующим образом. Пульсации давления воздействуют на торец стержня 2 и передаются через него концу пластины 3, которая изгибается под их действием. Так как пластина 3 закреплена одним концом, то воздействие силы на ее свободный конец приведет к возникновению внутри пластины механических напряжений, максимальных вблизи точки заземления (в том месте, где расположен зазор между электродами). В результате на электродах появится электрический потенциал, передаваемый по кабелю 7 к измерительному прибору. Чувствительность такого приемника пульсаций зависит от типа использованной пьезокерамики и может составлять десятки мкВ/Па.

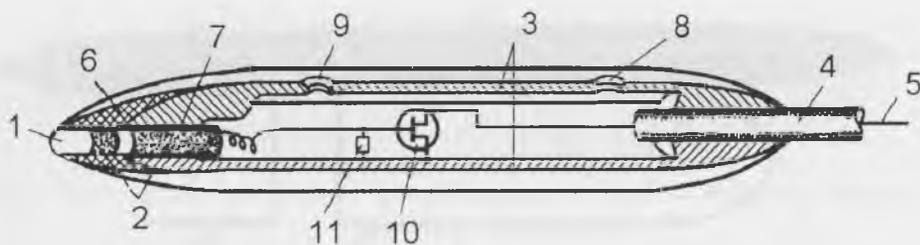


Рис. 5.5. Приемник пульсаций давления (второй вариант). Обозначения в тексте.

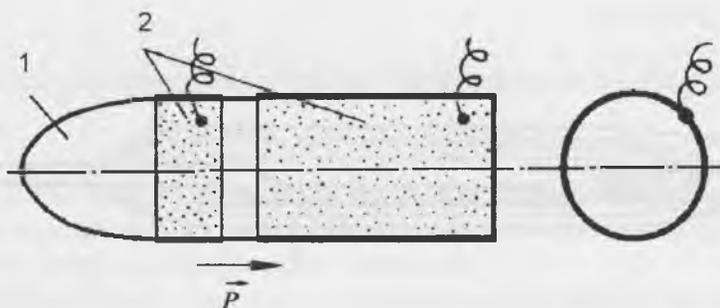


Рис. 5.6. Чувствительный элемент второго варианта приемника. 1 — чувствительный элемент, 2 — электроды.

щая схема, вмонтированная в корпус приемника. Сток транзистора соединяется с центральной жилой 5 кабеля 4 и далее с нагрузочным сопротивлением и остальными элементами измерительной схемы. Входное сопротивление 11 усилителя порядка 100 Мом так же, как и транзистор, монтируется в корпусе приемника. Обе половинки корпуса при сборке скрепляются винтами 8 и 9. Внутренняя полость корпуса заполняется герметизирующим составом, представляющим собой сплав воска и канифоли в пропорции 1:1. Тем же составом покрывается место заземления 6 стержня корпусом. Этот участок шлифован так, чтобы форма носика была обтекаемой. Самый конец стержня 1 остается непокрытым герметизирующим составом. Размер этого участка составляет приблизительно 1.5 мм и может считаться размером приемной поверхности.

Такой приемник пульсаций может быть установлен в любой точке пограничного слоя и даже за его пределами, причем чувствительный конец стержня 1 должен быть направлен навстречу потоку.

Чувствительный элемент второго варианта приемника пульсаций давления может быть выполнен в виде стержня не круглого, а квадратного сечения (рис. 5.7) с закругленным приемным концом. В этом случае электроды нанесены на две противоположные продольные грани стержня. Поляризация осуществляется по толщине стержня. Такой чувствительный элемент значительно легче изготовить, чем элемент круглого сечения с кольцевыми электродами.

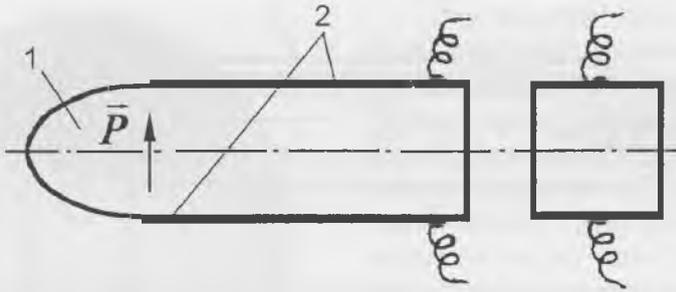


Рис. 5.7. Чувствительный элемент квадратного сечения. 1 — чувствительный элемент, 2 — электроды.

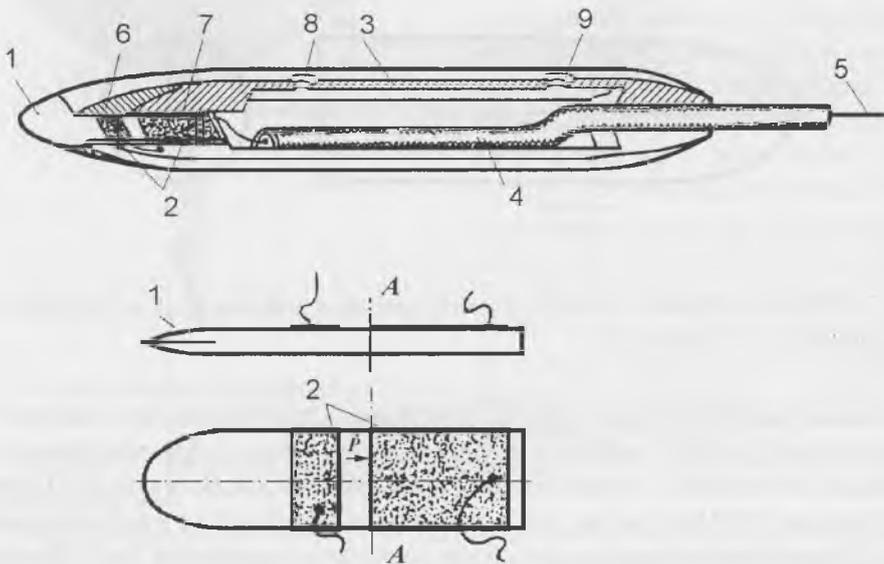


Рис. 5.8. Приемник пульсаций давления и его чувствительный элемент (третий вариант).

Описываемый приемник пульсаций может работать и без встроенной входной согласующей радиосхемы. В этом случае большой электрод чувствительного элемента соединяют непосредственно с центральным проводом кабеля, что приводит к значительному (в 2–3 раза) уменьшению чувствительности, но зато технология изготовления приемника значительно упрощается.

Третий вариант приемника пульсаций давления (рис. 5.8) конструктивно выполнен так же, как и второй вариант. Разница заключается в форме чувствительного элемента, который выполнен в виде тонкой пластинки 1 из пьезокерамики с двумя электродами 2 (как и в первом варианте). Поляризация пьезокерамики осуществляется по поверхности в зазоре между электродами (\bar{P}). Пластика заземляется в обтекаемом корпусе 3 на уровне зазора между электродами (по линии AA) и работает на изгиб. Выступающий конец пластинки закруг-



Рис. 5.9. Фотография приемника с чувствительным элементом круглого сечения.



Рис. 5.10. Фотография приемника с чувствительным элементом в виде тонкой пластинки.

ляют, в остальном технология изготовления этого приемника совпадает с технологией изготовления второго варианта приемника. Большой электрод, пластинки соединен с центральным проводом 5 кабеля 4.

Применение тонкой пластинки в качестве чувствительного элемента приводит к существенному (более, чем на порядок) увеличению чувствительности приемника, так как при этом используется трансформация механических напряжений. Размеры пластинки, используемой в качестве чувствительного элемента, следующие: толщина 0,5 мм, ширина 2 мм и длина от приемного конца до зазора 3 мм. Общая длина пластинки 7 мм.

Третий вариант приемника пульсаций давления подобно второму варианту может быть изготовлен как со встроенной согласующей электронной схемой, так и без нее.

Держатели (корпуса) приемников довольно сложны по конструкции и имеют наружный диаметр 5 мм. Это обусловлено требованиями монтажа в таком корпусе входной согласующей радиосхемы. Однако в том случае, когда допустима работа приемника без встроенной схемы (уровень пульсаций давления достаточно высок), сам приемник может быть изготовлен по упрощенной технологии. При этом держатель (корпус) приемника имеет наружный диаметр всего 2 мм и представляет собой трубку. Такой приемник позволяет более детально исследовать структуру пограничного слоя.

На рис. 5.9 показана фотография приемника пульсаций с чувствительным элементом в виде стержня круглого сечения, на рис. 5.10 — приемника с чувствительным элементом в виде пластинки. Оба показаны в натуральную величину.

Устройство приемников пульсаций давления позволяет легко изолировать их от пульсаций давления с помощью колпачка, заполненного воздухом и надеваемого на приемник. В этом случае будут регистрироваться лишь всякого рода помехи (вибрации, микрофонный эффект кабеля, радиопомехи, турбулентный шум на неровностях корпуса приемника пульсаций, электрическая активность

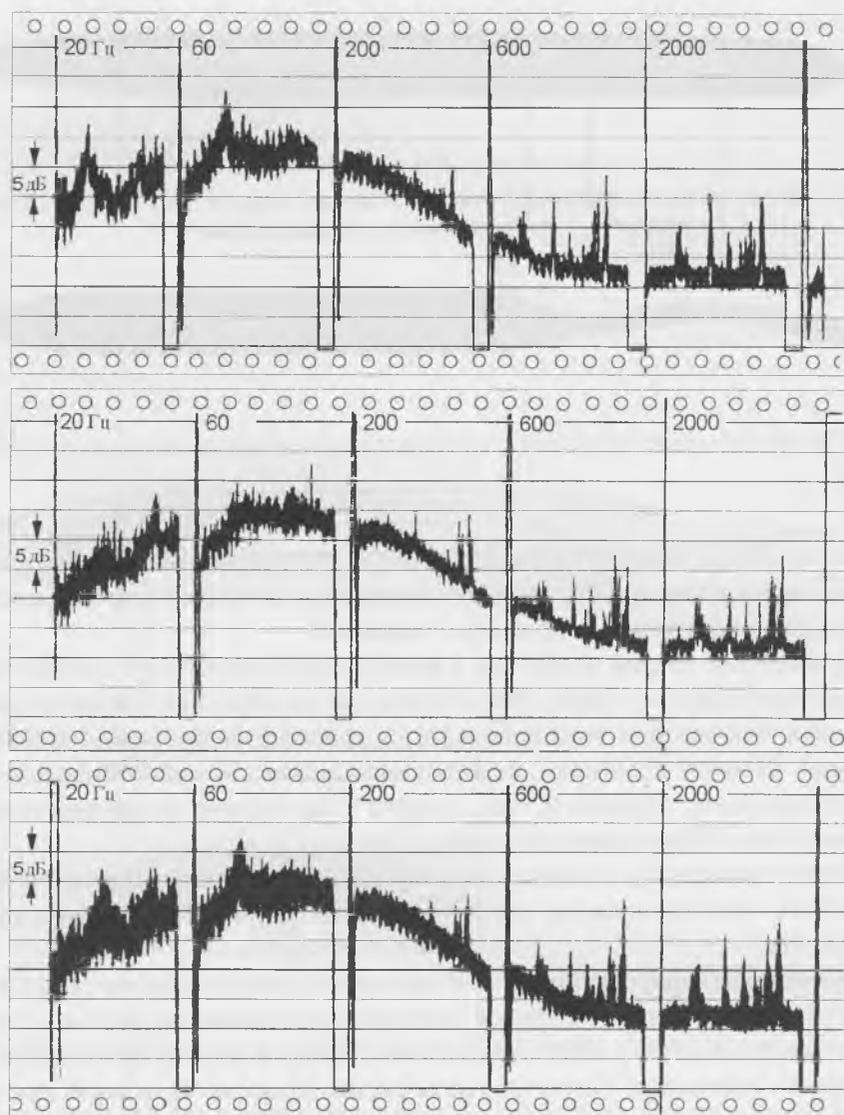


Рис. 5.11. Спектры турбулентности.

мышц и т. п.) Таким образом, может быть оценен общий уровень всевозможных помех и сравним с уровнем пульсаций давления. Это обстоятельство очень важно с метрологической точки зрения.

Если приемники пульсаций изолировать с помощью колпачка, заполненного водой, то в этом случае они будут регистрировать общий уровень помехи с примесью акустического шума, генерируемого пограничным слоем. Исключив помеху в процессе анализа, можно получить представление об акустической компоненте турбулентного шума. Это может оказаться важным при изучении

шумности движительного комплекса биологического объекта. Однако эта возможность существует лишь в том случае, если приемник пульсаций достаточно чувствителен к звуку.

В качестве иллюстрации работоспособности описанных приемников пульсаций давления на рис. 5.11 приведены три спектра пульсаций давления. Верхняя спектрограмма получена с помощью традиционного приемника пульсаций, смонтированного заподлицо с обтекаемой поверхностью. Средняя — с помощью приемника пульсаций с чувствительным элементом в виде пластинки из пьезокерамики. Нижняя представляет собой совмещенные спектры. Видно, что спектры практически совпадают. При этом параметры потока при измерениях оставались неизменными.

На рис. 4.27 показана осциллограмма пульсаций давления, зарегистрированных в пограничном слое дельфина с помощью приемника пульсаций давления с чувствительным элементом в виде пластинки.

5.1.2. Приемники пульсаций скорости

В настоящее время наиболее распространенным способом измерения турбулентных пульсаций скорости пока еще остается способ термоанемометра (Хинце, 1963).

Термоанемометр представляет собой устройство, чувствительным элементом которого является нагреваемая электрическим током тонкая платиновая проволока, которую помещают в набегающий поток газа или жидкости. Ввиду того, что температура проволоки выше температуры потока, поток охлаждает проволоку. Степень охлаждения зависит от скорости потока, а также от физических свойств проволоки и окружающей среды. Изменяя тем или иным способом степень охлаждения и зная физические свойства среды и нагреваемого элемента, можно с достаточной точностью определить скорость потока.

Измерение степени охлаждения можно осуществлять двумя способами: непосредственно с помощью термопары или термистора и путем измерения сопротивления проволоки, величина которого однозначно связана с температурой.

Термоанемометры применяют для измерения как постоянных, так и переменных (пульсирующих) потоков. Однако термоанемометры имеют очень серьезные ограничения. Прежде всего, работа термоанемометра связана с применением сложной схемы подогрева проволоки. Кроме того, проволока должна быть очень тонкой (диаметр проволоки порядка 5 мкм) и короткой (длина проволоки 0.5–1 мм). Толщина проволоки определяет ее тепловую инерцию, которая должна быть возможно меньшей, а длина — диапазон частот пульсаций, которые могут быть измерены с ее помощью. Это чисто технические трудности. Но есть ограничения принципиального характера. К ним относится нелинейный характер зависимости теплоотдачи от скорости и температуры. Кроме того, существенные ограничения накладывает тепловая инерция проволоки, приводящая к ухудшению характеристик термоанемометра в области высоких частот пуль-

саций скорости потока. Обычно термоанемометром пользуются при измерениях турбулентности в газах.

Для измерений в капельных жидкостях термоанемометр оказывается менее подходящим. Дело в том, что рабочая температура проволоки из-за возможности испарения и образования окалины в этом случае должна быть очень низкой. Может также происходить электролиз, а это явление повлечет за собой много неприятностей. Силовое воздействие потока жидкости на проволоку значительно больше, чем газового потока. Поэтому проволока должна быть достаточно прочной (следовательно, иметь больший, чем в газе, диаметр), а это приведет к увеличению тепловой инерции.

Тем не менее термоанемометр с успехом был применен для измерения пульсаций скорости в пограничном слое дельфина (Козлов, Шакало, 1970; Шакало, 1969, 1972). Были приняты специальные меры для предотвращения электролиза воды (пониженное напряжение на проволоке) и осуществлялась периодическая чистка проволоки от загрязнений с помощью ультразвука.

Помимо проволочных термоанемометров иногда применяют пленочные. В качестве чувствительного элемента при этом используют нагретую очень тонкую платиновую пленку. Эту пленку длиной 1 мм и шириной 0.22 мм наплавляют на стеклянную или керамическую подложку, имеющую форму клина. В биогидродинамике такие термоанемометры пока не нашли применения, но, по-видимому, перспективы их использования не меньше, чем проволочных.

Несмотря на имеющийся положительный опыт применения проволочного термоанемометра в биогидродинамических измерениях, перечисленные выше ограничения термоанемометров и трудности работы с ними заставляют искать новые методы измерения турбулентности в жидкостях.

Заслуживает внимания метод электромагнитной индукции, уже нашедший практическое применение при измерении турбулентных пульсаций скорости в проводящих жидкостях (Хинце, 1963). Метод основан на явлении индуцирования электрического поля в проводящей жидкости, текущей в электромагнитном (или магнитном) поле. Напряженность этого индуцированного поля однозначно определяется компонентой скорости, перпендикулярной к электромагнитному полю, и оказывается прямо пропорциональной этой компоненте и напряженности электромагнитного поля

$$V = \frac{\mu}{c} H U, \quad (5.1)$$

где μ — относительная магнитная проницаемость жидкости, c — скорость света, H — напряженность электромагнитного поля, U — компонента скорости, перпендикулярная к электромагнитному полю.

Направление индуцированного поля перпендикулярно как к компоненте скорости, так и к магнитному полю. Оно может быть определено по известному правилу левой руки.

Для измерения величины индуцированного электрического поля необходимо ввести в жидкость два электрода так, чтобы линия, соединяющая электроды, была перпендикулярна одновременно направлению измеряемых пульсаций скорости и магнитным силовым линиям. В этом случае разность потенциалов на электродах определится как

$$E = V_s = \frac{\mu}{c} H U_s, \quad (5.2)$$

где s — величина зазора между электродами.

Главными достоинствами метода являются: линейная зависимость от величины пульсаций скорости, полная независимость от свойств жидкости (плотности, вязкости, температуры, электропроводности, состава).

Электроды следует изготавливать из материалов, которые не подвержены химическому действию жидкости и не поляризуются. Если есть опасность поляризации электродов, должно применяться переменное электромагнитное поле. Однако при этом возникает опасность электромагнитной помехи при измерениях слабых потенциалов. Электромагнитному воздействию можно подвергать либо все поле течения, либо только тот участок его, в котором проводятся измерения. Первый способ воздействия электромагнитным полем удобен при измерениях в потоках, которые равномерны во всем поле течения. При измерениях в неравномерных потоках (в пограничных слоях) предпочтительнее второй способ воздействия. В этом случае исключается необходимость учитывать влияние локально индуцированных токов, обусловленных неравномерностью потока.

Измерители пульсаций скорости, основанные на методе электромагнитной индукции, трудно изготовить достаточно миниатюрными — в этом основной недостаток метода. Тем не менее Варичем (1969, 1970а, б, 1971) разработан и применен при анализе обтекания живых катранов измеритель пульсаций скорости, в основу которого положено явление электромагнитной индукции. Измеритель представлял собой квадратный постоянный магнит толщиной 1 мм и шириной 5 мм, в поле которого расположены платиновые электроды толщиной 0.1 мм. Расстояние между электродами выбрано равным 4 мм. Такой измеритель позволял регистрировать без искажений пульсации скорости, масштаб которых значительно превышает 4 мм. С помощью такого измерителя едва ли можно получить достаточно верное представление о характере обтекания живого объекта. Такой измеритель предпочтительнее использовать, по-видимому, для измерения усредненной скорости потока. При измерениях же пульсаций скорости расстояние между электродами и размер самих электродов не должен превышать 0.5–1 мм.

Остроумный метод измерения пульсаций скорости в проводящей жидкости предложил S. Eskinasi (1958). Сущность его метода состоит в том, что для измерения пульсаций применяют два электрода, помещенные в поток проводящей жидкости, к которым прикладывают небольшую разность потенциалов. Последняя должна обеспечить протекание тока между электродами величиной

не более 10–30 мкА. При этом токе на электродах еще не образуются пузырьки водорода (отсутствует электролиз). Пульсации скорости в потоке приводят к появлению флуктуаций проводимости электролита в зазоре между электродами и, следовательно, к флуктуациям протекающего тока, которые и измеряются. При конкретной геометрии электродов и зазоре между ними ток через зазор есть функция приложенного потенциала и скорости переноса проводящей среды.

Нами (Романенко, 1974б, 1976а) также разработан электрохимический метод измерения пульсаций скорости, который представляется нам весьма перспективным не только для гидродинамических, но и в особенности для биогидродинамических исследований.

Метод основан на эффекте Дебая (Debye, 1933), заключающемся в существовании разницы динамических реакций сольватированных ионов электролита на движение частиц среды. Анионы и катионы имеют разные эффективные массы и коэффициенты трения. В результате наличие в среде пульсаций скорости приводит к появлению разности потенциалов (так называемый вибрационный потенциал) между двумя точками, разделенными на конечное расстояние в направлении действия пульсаций. Эта разность потенциалов может быть зарегистрирована с помощью двух электродов, помещенных в поле пульсаций скорости.

Теория эффекта дана самим Дебаем. Однако теоретические выводы Дебая находятся в некотором противоречии с экспериментом. Дело в том, что по Дебаю эффект должен отсутствовать в чистых жидкостях, тогда как эксперимент показывает, что в чистых жидкостях эффект проявляется даже лучше, чем в электролитах.

Объяснение этому противоречию попытался дать Вайнман (Weinmann, 1950, 1960). Он предложил феноменологическую теорию эффекта, предположив, что помимо эффекта Дебая существует еще один эффект, связанный с появлением градиента плотности жидкости в поле пульсаций скорости. Вайнман предложил свою теорию применительно к звуковому полю. Однако его теория, по-видимому, приложима и к случаю гидродинамических пульсаций скорости, в поле которых не исключено существование градиентов плотности.

Вайнман дает общую формулу для эффекта в виде

$$|\Phi_{\max}| = \frac{a_0 \left[(ScvM_H / e)^2 + (\Phi_{\infty} / a_0)^2 \right]^{1/2}}{[1 + S^2]^{1/2}}, \quad (5.3)$$

где

$$S = \frac{4\pi L}{\epsilon\omega} \quad (5.4)$$

и

$$L = \sum_j \left(\frac{e_j^2 n_j}{\rho_j} \right), \quad (5.5)$$



Рис. 5.12. Измеритель пульсаций скорости. 1 — платиновый чувствительный элемент; 2 — латунный держатель; 3 — соединительный провод; 4 — экранированный провод.

e_j — заряды ионов, n_j — равновесная концентрация (ионов/см³), ρ_j — коэффициент трения, M_H — масса водородного атома, e — заряд электрона, L — приблизительно равно удельной проводимости электролита, $v \approx 12$ — количественная характеристика чистого эффекта Дебая, Φ_∞ — пиковый потенциал при бесконечном разбавлении электролита, a_0 — колебательная скорость частиц жидкости, $\omega = 2\pi\phi$, ϕ — частота колебаний, c — скорость звука.

Формула (5.3) отличается от формулы Дебая с поправкой Германса (Hermans, 1938) лишь членом $(\Phi_\infty/a_0)^2$. Эксперименты дают для величины Φ_∞/a_0 в воде 15 мкВ/см/с. С ростом концентрации электролита расчетная величина $|\Phi_{\max}|$ изменяется в хорошем соответствии с экспериментом. Таким образом, феноменологическая теория Вайнмана неплохо объясняет результаты экспериментов и дает однозначную зависимость величины вибрационного потенциала от колебательной скорости. При этом для чистой воды, как уже указывалось выше, вибрационный потенциал составляет 15 мкВ/см/с. Для электролитов эта величина будет меньше.

Если теория Вайнмана справедлива не только для акустических, но и для гидродинамических явлений, это открывает определенные возможности. Дело в том, что уровень пульсаций скорости в турбулентном потоке жидкости составляет 5–10% средней скорости потока. Например, при скорости потока 10 мс⁻¹ пульсации скорости могут достигать величины порядка 1 мс⁻¹ и величина вибрационного потенциала оказывается вполне измеримой.

Измерение вибрационного потенциала, как уже отмечалось, можно производить с помощью двух электродов, помещаемых в поле пульсаций скорости и присоединяемых к обычному усилителю и регистрирующему прибору. Но можно измерять вибрационный потенциал и в одной точке относительно окружающей жидкости с помощью только одного электрода, помещаемого в точку измерения. Вторым электродом может служить металлический держатель измерительного электрода, изолированный от него, но находящийся в электрическом контакте с окружающей жидкостью и усредняющий ее потенциал на своей поверхности.

Именно в таком виде разработан и изготовлен измеритель пульсаций скорости, предлагаемый в настоящей работе и показанный на рис. 5.12.

Центральный электрод 1, служащий чувствительным элементом измерителя, представляет собой торец платиновой проволоки диаметром 0,3 мм, выступающий из латунного держателя 2 с внешним диаметром 3 мм и изолированный от него. Чувствительный элемент соединен проводником 3 с центральным проводом экранированного кабеля 4, посредством которого измеритель соединен с регистрирующим устройством.

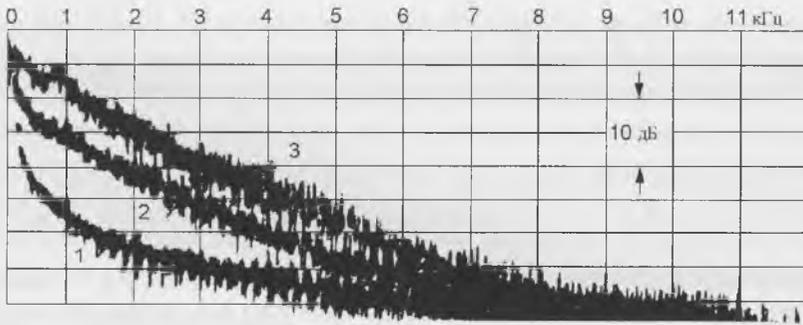


Рис. 5.13. Спектры пульсаций скорости в пограничном слое на полужилиндрической модели. Скорость потока (в мс^{-1}): 1 — 5; 2 — 15; 3 — 25.

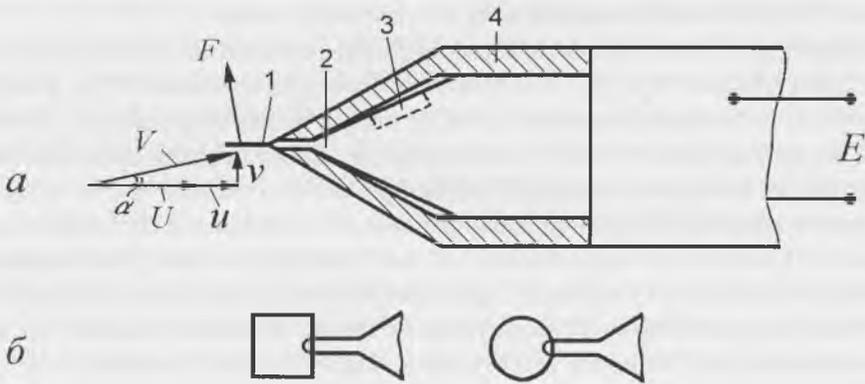


Рис. 5.14. Пьезоэлектрический анемометр. Обозначения в тексте.

Измеритель пульсаций устанавливается в потоке так, чтобы чувствительный электрод был направлен навстречу набегающему потоку. В этом случае возмущающее влияние держателя на поток жидкости в окрестности чувствительного электрода будет наименьшим.

На рис. 5.13 показаны спектры пульсаций скорости, зарегистрированные описанным измерителем в пограничном слое на полужилиндрическом обтекаемом теле в гидродинамической трубе при скоростях обтекания 5, 15 и 25 мс^{-1} . Измеритель был установлен так, что чувствительный электрод располагался в 1.5 мм от обтекаемой поверхности при толщине пограничного слоя 6–8 мм.

Этот измеритель обладает рядом преимуществ перед термоанемометром. Он исключительно прост в изготовлении, прочен и не требует сложной электрической схемы. В процессе измерений он подключается ко входу обычного широкополосного усилителя. Его внутреннее сопротивление определяется проводимостью жидкости, а чувствительность порядка единиц $\text{мкВ}/\text{см}/\text{с}$. Диапазон рабочих частот его практически неограничен, поскольку измеритель в принципе не обладает тепловой инерцией, а размер чувствительного элемента может быть сделан существенно меньше, чем длина нити термоанемометра.

В работе (Сиддон, Рибнер, 1965) описано устройство, которое авторы называют пьезоэлектрическим анемометром и считают, что он реагирует на поперечные пульсации скорости. Анемометр предназначен для измерения пульсаций скорости в газовых потоках, но, по-видимому, будучи герметизированным, мог бы использоваться и в жидкостях. На рис. 5.14 показана схема его устройства. Приемным элементом является лепесток фольги 1 (а) прямоугольной или круглой формы (б), укрепленный на суживающемся к концу держателе 2, на котором смонтирован (включен) пьезоэлектрический чувствительный элемент 3. На держатель надевается предохранительный колпачок 4. Элементарная теория устройства сводится к следующему: пусть на элемент из фольги набегаёт поток со скоростью V под углом атаки α (u и v — продольная и поперечная пульсации скорости, соответственно). В турбулентном потоке V и α изменяются случайным образом. Предполагая, что частота не очень велика, можно считать, что в любой момент времени справедливо квазистационарное линейное приближение для подъемной силы:

$$F = \frac{1}{2} \rho V^2 S \frac{dC_F}{d\alpha} \alpha, \quad (5.6)$$

где ρ — плотность среды, V — скорость потока, S — площадь лепестка, $\frac{dC_F}{d\alpha}$ — изменение коэффициента подъемной силы с углом атаки. Далее, следуя принятому приближению, α можно заменить на v/U , а V на U . Получим:

$$F = \frac{1}{2} \rho U S \left[\frac{dC_F}{d\alpha} \right] v = kE. \quad (5.7)$$

Таким образом, в области, где общий сигнал датчика линеен относительно подъемной силы, напряжение E пропорционально v , причем коэффициент пропорциональности зависит от местной скорости течения U .

В реальной конструкции приемный элемент был изготовлен в виде диска диаметром около 1.8 мм. Держатель имел коническую форму и изготовлен из алюминия.

Пьезоэлектрический анемометр авторы испытывали в круглой струе воздуха и его показания сравнивали с показаниями термоанемометра. Спектры, зарегистрированные пьезоэлектрическим анемометром и термоанемометром, совпали в диапазоне частот от 40 до 4000 Гц. На этом основании считается, что пьезоэлектрический анемометр действительно регистрирует поперечные пульсации скорости в потоке.

5.1.3. Оценка эффективного размера чувствительного элемента приемников пульсаций скорости и давления

Размер приемного элемента измерителя пульсаций скорости и давления является одним из наиболее важных его параметров. Так же, как в акустике, неискаженный прием звукового сигнала, имеющего сложный частотный спектр, возможен лишь с помощью приемника звука, размеры которого малы по сравне-

нию с длиной волны самой высокочастотной компоненты спектра, при гидродинамических измерениях размер чувствительного элемента измерителя пульсаций должен быть меньше минимального масштаба турбулентности, который необходимо регистрировать. Точнее размер чувствительного элемента приемника должен быть меньше половины измеряемого масштаба турбулентности. При соблюдении этого условия воздействие пульсаций скорости или давления не меняет знака по всей поверхности приемного элемента и чувствительность приемника имеет максимальное значение. Поэтому размер приемника нужно выбирать таким, чтобы удовлетворить неравенство

$$d \ll \frac{1}{2} \frac{U}{f}, \quad (5.8)$$

где U — скорость набегающего потока, f — частота измеряемых пульсаций. Для частот

$$f \gg \frac{U}{2d} \quad (5.9)$$

в пределах максимального размера приемника укладывается несколько характерных масштабов турбулентности, и чувствительность его к пульсациям падает, поскольку действующие пульсации меняют знак в пределах приемного элемента. При этом приемник будет усреднять воздействие всех масштабов турбулентности, а суммарное напряжение на его выходе от этого может только понизиться. Таким образом, очень важно уметь оценивать эффективный размер чувствительного элемента приемника, чтобы обезопасить себя от грубых ошибок измерения.

В случае термоанемометра и описанного выше электрохимического приемника пульсаций скорости эффективный размер практически совпадает с длиной платиновой проволоки, непосредственно контактирующей со средой.

У приемника пульсаций скорости, основанного на явлении электромагнитной индукции, эффективный размер определяется расстоянием между электродами и размером самих электродов.

У пьезоэлектрического анемометра Сиддона и Рибнера (1965) эффективный размер определяется размером лепестка фольги.

У описанного выше пьезоэлектрического приемника пульсаций давления (второй вариант) эффективный размер практически совпадает с размером поперечного сечения пьезокерамического стерженька, являющегося чувствительным элементом независимо от его формы (квадратная или круглая).

У пьезоэлектрического приемника пульсаций (первый и третий варианты) определить эффективные размеры не так просто. Попробуем это сделать (Романенко, 1971б, 1976а). Начнем с первого варианта приемника. Приемным элементом служит стерженек 2 (см. рис. 5.2), упирающийся одним торцом в пьезокерамическую пластинку 3, а другим вклеен в герметизирующий состав 4 заподлицо с обтекаемой поверхностью корпуса 1. На первый взгляд кажется, что размер приемного элемента должен совпадать с диаметром стерженька. В дей-

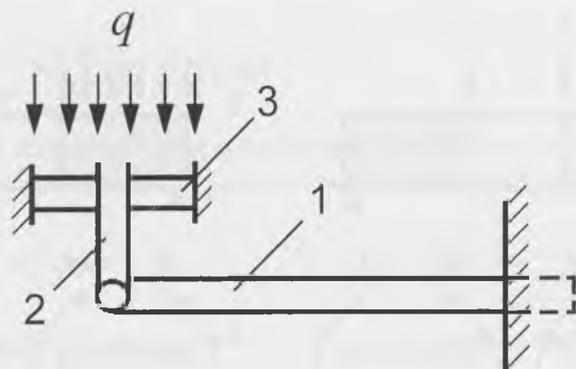


Рис. 5.15. ОБЩАЯ СХЕМА ПРИЕМНИКА.

a

b

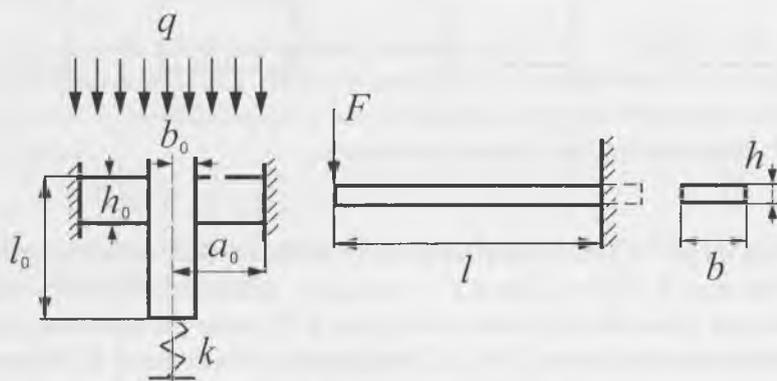
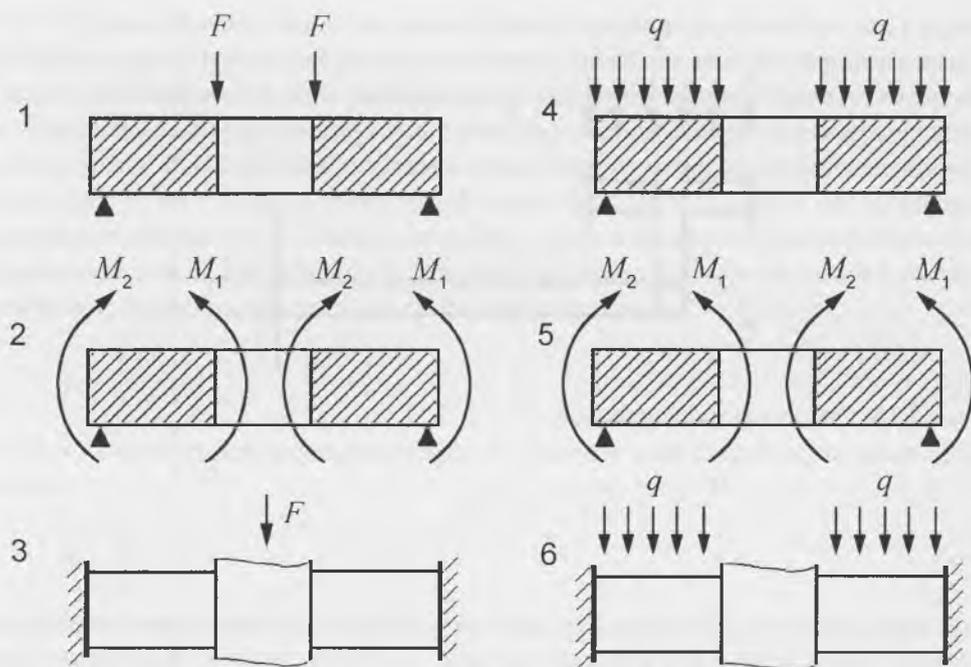


Рис. 5.16. Части схемы приемника. h_0 — толщина герметика, l_0 — длина стержня, b_0 — радиус стержня, a_0 — радиус герметика, k — жесткость пружины, F — сила, l — длина пластинки, h — толщина пластинки, b — ширина пластинки.

ствительности же оказывается, что эффективный размер приемного элемента в этом случае заметно больше и определяется не только диаметром стерженька, но и диаметром герметизирующего состава.

Схематически такой приемник может быть представлен так, как показано на рис. 5.15. Если пользоваться терминологией теории упругости, то можно сказать, что пьезокерамическая пластинка 1 защемлена одним концом, а другой конец шарнирно скреплен со стержнем 2, который жестко закреплен по контуру с внутренним контуром герметика 3. (Такое закрепление эквивалентно защемлению внутреннего контура пластинки герметика 3.) Внешний контур пластинки герметика 3 также защемлен (q — действующее на пластинку внешнее давление). Схему на рис. 5.15 целесообразно разбить на две части, как показано на рис. 5.16а, б.

Рис. 5.17. Элементы части *a* схемы приемника.

Схему на рис. 5.16*a*, в свою очередь, полезно разбить на элементы так, как показано на рис. 5.17 (1–6). Здесь F — сила, q — давление, M_1 и M_2 — изгибающие моменты. Каждый из элементов на рис. 5.17 легко рассчитывается (ТимOSHенко, Войновский-Кригер, 1963). Схема расчета следующая. В общем случае уравнение равновесия пластины, изгибаемой действующими на нее внешними силами, записывается в виде (Ландау, Лифшиц, 1965):

$$\Delta^2 w - \frac{q}{D} = 0, \quad (5.10)$$

D — цилиндрическая жесткость пластинки, определяемая выражением:

$$D = \frac{Eh_0^3}{12(1-\sigma^2)}, \quad (5.11)$$

где σ — коэффициент Пуассона, E — модуль Юнга, h_0 — толщина пластинки.

Уравнение (5.10) в полярных координатах можно записать в виде:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d}{dr} \left[\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dw}{dr} \right) \right] \right) = \frac{q}{D}. \quad (5.12)$$

Однократное интегрирование по r от 0 до r дает:

$$r \frac{d}{dr} \left[\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dw}{dr} \right) \right] = \frac{1}{D} \int_0^r q r dr. \quad (5.13)$$

Интеграл в правой части представляет собой величину, пропорциональную перерезывающей силе Q , умноженной на длину окружности радиуса r :

$$2\pi r Q = 2\pi \int_0^r q r dr. \quad (5.14)$$

Учитывая (5.14), выражение (5.13) можно записать так:

$$\frac{d}{dr} \left[\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dw}{dr} \right) \right] = \frac{Q}{D}. \quad (5.15)$$

Для элемента № 1, на рис. 5.17:

$$Q = \frac{F}{2\pi r}. \quad (5.16)$$

Трехкратное интегрирование уравнения (5.15) с учетом (5.16) позволяет получить форму прогиба опертой пластинки с отверстием в центре под действием силы F , приложенной к внутреннему контуру. Решение в общем виде запишем так:

$$w_1 = \varphi_1(r, F, C_1, C_2, C_3). \quad (5.17)$$

Постоянные интегрирования определяются через a_0 и b_0 из граничных условий на внешнем контуре:

$$(w_1)_{r=a_0} = 0 \quad (5.18)$$

и

$$-D \left(\frac{d^2 w}{dr^2} + \frac{\sigma}{r} \frac{dw_1}{dr} \right)_{r=a_0} = 0, \quad (5.19)$$

а также на внутреннем:

$$-D \left(\frac{d^2 w}{dr^2} + \frac{\sigma}{r} \frac{dw_1}{dr} \right)_{r=b_0} = 0. \quad (5.20)$$

Тогда прогиб может быть представлен в виде

$$w_1 = \varphi_1(r, F, a_0, b_0). \quad (5.21)$$

Для случая 2 на рис. 5.17 перерезывающая сила $Q = 0$, и уравнение (5.15) упрощается:

$$\frac{d}{dr} \left[\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dw_2}{dr} \right) \right] = 0. \quad (5.22)$$

Интегрирование его позволяет получить прогиб под действием изгибающих моментов M_1 и M_2 :

$$w_2 = \varphi_2(r_1, C_1, C_2, C_3). \quad (5.23)$$

Из условий на внешнем и внутреннем контуре находим C_1, C_2 и C_3 через M_1, M_2, a_0 и b_0 , тогда:

$$w_2 = \varphi_2(r_1, M_1, M_2, a_0, b_0). \quad (5.24)$$

Величину прогиба в случае 3 на рис. 5.17 получаем как сумму прогибов w_1 и w_2 :

$$w_3 = w_1 + w_2, \quad (5.25)$$

при этом M_1 и M_2 определяем из условий:

$$\left(\frac{dw_2}{dr}\right)_{r=a_0} = -\left(\frac{dw_1}{dr}\right)_{r=a_0} \quad (5.26)$$

и

$$\left(\frac{dw_2}{dr}\right)_{r=b_0} = -\left(\frac{dw_1}{dr}\right)_{r=b_0}. \quad (5.27)$$

Нас интересует только w_3 при $r = b_0$; после ряда преобразований прогиб w_3 может быть представлен в виде:

$$(w_3)_{r=b_0} = K_p \frac{Fa_0^2}{Eh_0^3}, \quad (5.28)$$

где

$$K_p = \frac{3(1-\sigma^2)}{\pi} \left[\frac{\alpha^2 - 1}{4\alpha^2} - \frac{1}{\alpha^2 - 1} (\ln \alpha)^2 \right] \quad (5.29)$$

и

$$\alpha = \frac{a_0}{b_0}. \quad (5.30)$$

Аналогичная схема решения применяется и для случаев 4, 5 и 6 на рис. 5.17. Прогиб в случае 6 имеет вид:

$$(w_6)_{r=b_0} = K_q \frac{qa_0^4}{Eh_0^3}, \quad (5.31)$$

где

$$K_q = \frac{3(1-\sigma^2)}{16} \left[-3 + \frac{4}{\alpha^2} (1 - \ln \alpha) - \frac{1}{\alpha^4} + \frac{16}{\alpha^2 - 1} (\ln \alpha)^2 \right]. \quad (5.32)$$

Возвращаясь к рис. 5.16а, можно сказать, что действие распределенной силы и реакции со стороны опоры на нижний конец центрального стержня эквивалентно суперпозиции действия сил в случаях 3 и 6 на рис. 5.17. Тогда можно записать, что прогиб в случае рис. 5.16а равен:

$$w_{r=b} = w_6 - w_3. \quad (5.33)$$

Этот прогиб при $r = b_0$ равен по величине сокращению стержня и пружины:

$$w = AF_0, \quad (5.34)$$

где F_0 — результирующая сила, осуществляющая сокращение системы стержень — пружина:

$$A = \frac{l_0}{E_0 S_0} + \frac{1}{k}, \quad (5.35)$$

l_0 , S_0 , E_0 — соответственно длина, сечение и модуль Юнга стержня, k — жесткость пружины.

Сила F_0 может быть представлена как:

$$F_0 = qS_0 + F. \quad (5.36)$$

Приравняем правые части (5.33) и (5.34) и получим:

$$\frac{qa_0^4}{Eh_0^3} K_q - \frac{Fa_0^2}{Eh_0^3} K_p = AqS_0 + AF. \quad (5.37)$$

Отсюда найдем F :

$$F = q \frac{\frac{a_0^4}{Eh_0^3} K_q - AS_0}{\frac{a_0^2}{Eh_0^3} K_p + A}. \quad (5.38)$$

Возвратимся к соотношению (5.36). Сила F_0 , действующая на систему стержень—пружина и обуславливающая их сокращение, складывается из силы qS_0 , действующей на площадь торца стержня, и силы F , с которой внутренний контур пластины, воспринимающей давление q всей своей поверхностью, действует на стержень. Таким образом, первопричиной появления силы F_0 является давление q и поэтому полезно было бы представить силу F_0 как произведение q на некоторую эффективную круговую поверхность:

$$S = \pi a_{\text{эф}}^2 \quad (5.39)$$

со свободным внешним контуром (в отличие от реальной поверхности πa_0^2 с заземленным внешним контуром). Тогда

$$F_0 = F + qS_0 = q\pi a_{\text{эф}}^2. \quad (5.40)$$

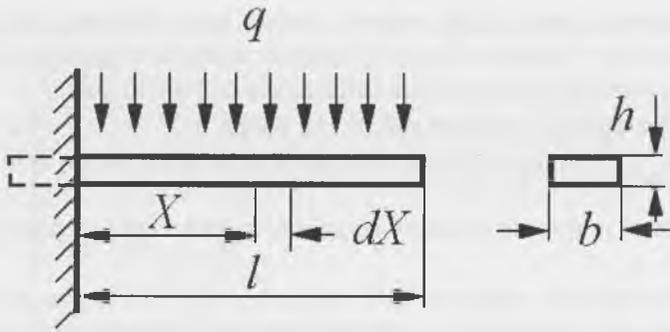


Рис. 5.18. СХЕМА КРЕПЛЕНИЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА.

Отсюда мы можем вычислить $a_{эф}$

$$a_{эф} = \frac{a_0}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{a_0^2 K_q + S_0 K_p}{a_0^2 K_p + E h_0^3 A}} \quad (5.41)$$

Величина $a_{эф}$ это не что иное, как реальный радиус чувствительной приемной поверхности приемника пульсаций давления, который не совпадает ни с радиусом стержня, ни с радиусом герметика, игравшего роль пластинки с отверстием в центре в нашем расчете. Пренебрежение этим фактом может привести к серьезным погрешностям при измерениях спектров пульсаций давления.

Мы уделили много внимания расчету узла, изображенного на рис. 5.17, потому что этот расчет имеет общий (в некотором смысле универсальный) характер ввиду того, что такой узел встречается практически во всех пьезоэлектрических приемниках пульсаций давления, заделываемых заподлицо с обтекаемой поверхностью.

Теперь перейдем к расчету эффективного размера приемной поверхности третьего варианта приемника пульсаций. Схематически крепление чувствительного элемента такого приемника может быть представлено так, как показано на рис. 5.18. Здесь l , b и h — соответственно длина, ширина и толщина пьезокерамической пластинки, q — давление, действующее на площадь пластинки, X — координата. На первый взгляд кажется, что приемной поверхностью является вся площадь, равная lb . На самом же деле давление эффективно действует лишь на свободный конец пластинки и на участки, прилегающие к свободному концу. Покажем это.

Чувствительным элементом описываемого приемника пульсаций давления является поляризованный по поверхности участок пьезокерамики в зазоре между электродами (см. рис. 5.8). Защемление пьезокерамической пластинки производится по линии AA , таким образом поляризованный участок примыкает непосредственно к линии защемления. Известно, что при чистом изгибе защемленной пластинки механическое напряжение в точке защемления максимально на поверхности пластинки и определяется выражением

$$Y_{\max} = \frac{Mh}{2I}, \quad (5.42)$$

где M — момент изгибающей силы, приложенной к пластинке, $I = bh^3/12$ — момент инерции относительно оси пластинки в случае ее прямоугольного сечения. Элементарный момент силы давления на участке dX можно записать в виде:

$$dM = qbXdX. \quad (5.43)$$

Момент полной силы давления на всю пластинку получим интегрированием выражения (5.43) в пределах от 0 до l :

$$M = qb \int_0^l X dX = \frac{qbl^2}{2}. \quad (5.44)$$

Видно, что момент силы квадратично зависит от координаты. Это значит, что вклад в общий момент силы участков пластинки, примыкающих к точке защемления (малые значения X), меньше, чем участков, координаты которых близки к l . Легко показать, что 75% вклада в общий момент вносит сила давления на половину пластинки, прилегающую к свободному концу, и только 25% — половина пластинки, примыкающая к точке защемления. Задавшись определенной степенью точности, можно определить ту долю длины пластинки, которая эффективно участвует в приеме пульсаций. Если задаться точностью в 10%, то можно считать, что эффективный размер пластинки составляет примерно 2/3 ее длины. В этом случае при конструировании такого приемника пульсаций целесообразно выбирать ширину пластинки равной 2/3 ее длины (от точки защемления). Тогда эффективная приемная поверхность будет иметь квадратную форму.

5.1.4. Методы градуировки приемников пульсаций скорости и давления

Градуировка приемников пульсаций скорости и давления представляет собой одну из самых ответственных операций, от которой, в первую очередь, зависит получение достоверной информации об абсолютных значениях величин возмущений в пограничном слое и за его пределами (в набегающем потоке).

Термоанемометры и приемники пульсаций скорости, основанные на явлении электромагнитной индукции, легко могут быть градуированы в стационарном потоке воды, имеющем известную скорость и малую степень турбулентности. В этом случае чувствительность вычисляется как отношение выходного напряжения измерителя к величине скорости потока (Хинце, 1963).

Описанные выше электрохимический приемник пульсаций скорости и пьезоэлектрический анемометр нельзя градуировать в стационарном потоке воды. Они могут быть градуированы методом сравнения с каким-либо градуированным приемником в турбулентном потоке. Для этого градуируемый и градуиро-

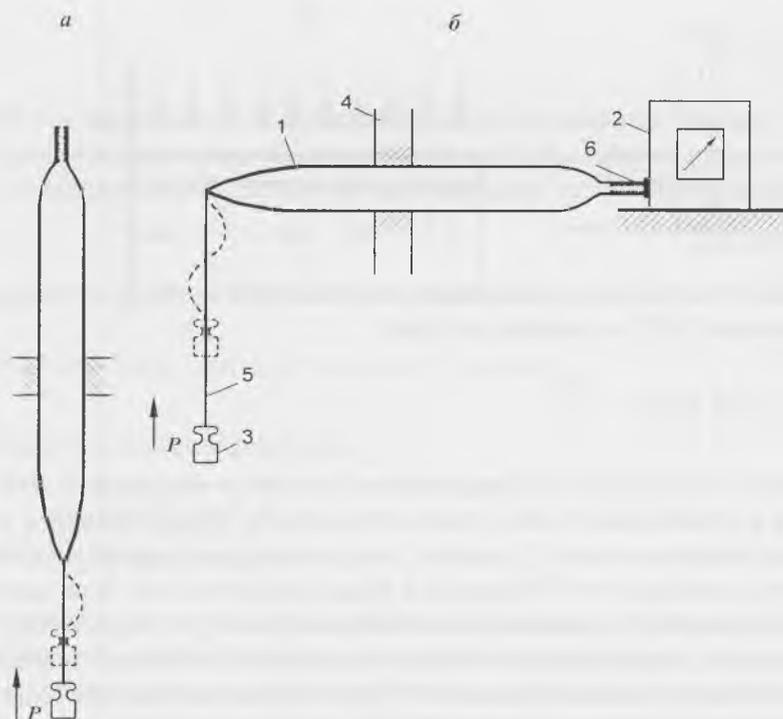


Рис. 5.19. Схема градуировки методом статического воздействия. *а* — для второго варианта, *б* — для третьего варианта. Обозначения в тексте.

ванные приемники помещают в один и тот же турбулентный поток и сравнивают их показания.

Некоторое качественное представление о работоспособности и чувствительности приемника пульсаций скорости любого типа может быть получено путем помещения его в турбулентный поток воды и регистрации выходного напряжения. Дело в том, что степень турбулентности в турбулентном потоке вдали от решетки и в турбулентном пограничном слое на плоской стенке обычно составляет величину около 5–10% от скорости набегающего потока. Таким образом, проведя измерения в этих условиях с помощью приемника пульсаций скорости с неизвестной чувствительностью и зная скорость потока в точке измерения, можно вычислить чувствительность приемника с точностью около 20—30%. В ряде случаев этого может оказаться достаточно.

Для оценки чувствительности пьезоэлектрического анемометра и приемника пульсаций давления (третий вариант) можно применить метод статического воздействия на него силой известной величины (Романенко, 1976а), как показано на рис. 5.19а и б, где 1 — пьезоэлектрический анемометр или приемник пульсаций давления (*а* — второй вариант, *б* — третий вариант), 2 — электрометрический прибор, градуированный в единицах электрического напряжения и имеющий входное сопротивление порядка $10^{12} - 10^{13}$ ом, 3 — груз известной

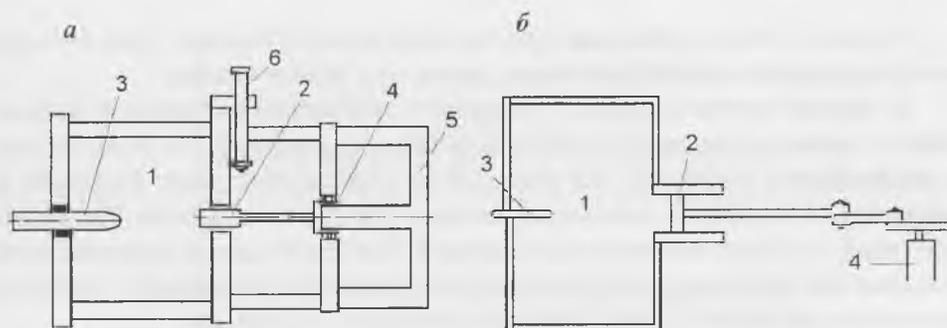


Рис. 5.20. Схема устройства пистонфонной установки с электрическим (а) и механическим (б) возбуждением.

массы P , 4 — крепление пьезоанемометра, 5 — нить, 6 — экранированный провод. Если в некоторый момент времени быстро снять нагрузку (приподнять груз настолько, чтобы ослабла нить, на которой он был подвешен) и измерить возникший при этом на пьезоэлементе электрический потенциал с помощью подключенного прибора, то можно оценить чувствительность пьезоанемометра. Таким методом можно сравнивать по чувствительности различные пьезоанемометры.

Для градуировки приемников пульсаций давления существует значительно больше методов, чем для градуировки приемников пульсаций скорости. Дело в том, что приемники пульсаций давления по принципу работы ничем не отличаются от обычных акустических приемников (гидрофонов), для которых разработано много методов градуировки (Романенко, 1967, 1974а). Здесь мы рассмотрим наиболее доступные и практичные методы градуировки.

Прежде всего заслуживает внимания метод статического воздействия, подобный только что описанному (см. рис. 5.19а, б). Этот метод применим для оценки чувствительности приемников пульсаций давления первых трех вариантов. Необходимо только, чтобы направление воздействия статического усилия было перпендикулярно приемной поверхности (для третьего варианта приемника) или направлено вдоль оси держателя (для второго варианта приемника).

С успехом может быть применен также метод сравнения с градуированным приемником пульсаций давления в турбулентном потоке.

Метод пистонфона. Из акустических методов наиболее подходящим является метод пистонфона, метод, основанный на сбросе статического давления, и метод ударной волны, к описанию которых мы и переходим.

Метод пистонфона разработан и применяется для градуировки акустических приемников (микрофонов и гидрофонов) в диапазоне низких частот (от долей герца до 200–250 Гц) (Мясников, 1937). Однако без всяких изменений и с не меньшим успехом он может быть применен и для градуировки некоторых типов приемников пульсаций давления.

На рис. 5.20а, б дана схема двух пистонфонных установок. Одна из них с электродинамическим возбуждением, другая — с механическим.

В первом случае поршень 2 соединен с подвижной катушкой 4, находящейся в зазоре постоянного магнита (или электромагнита) 5. Ток возбуждения от специального генератора (на рис. 5.20 не показан) поступает в катушку и заставляет ее совершать колебания, которые передаются поршню. Приемник пульсаций 3 устанавливают внутри камеры 1. Чувствительность приемника определяют как отношение электрического напряжения на его выходе к величине амплитуды давления в камере, которую вычисляют по формуле:

$$P = \gamma P_0 \frac{\Delta v}{V_0}, \quad (5.45)$$

где P_0 — атмосферное давление, V_0 — объем камеры, Δv — изменение объема при колебаниях поршня, $\gamma = 1.4$ для воздуха. Изменение объема v равно произведению площади поршня на амплитуду его смещения. Амплитуду смещения измеряют либо с помощью обычной измерительной линейки (когда амплитуда достаточно велика), либо с помощью микроскопа 6 (см. рис. 5.20а).

Во втором случае переменное звуковое давление в камере 1 задают колебательным движением поршня 2, который, в свою очередь, приводится в движение с помощью электродвигателя 4 и эксцентрика. Градуированный приемник пульсаций давления 3 устанавливают внутри камеры.

Камеры должны быть герметичными.

Формула (5.45) справедлива лишь в сравнительно узком диапазоне частот. Нижняя граница диапазона определяется условием:

$$3.9\sqrt{f} \frac{V_0}{S} > 10, \quad (5.46)$$

которое обусловлено тем фактом, что в области низких частот адиабатический закон деформации воздуха в камере сменяется изотермическим. Здесь S — внутренняя поверхность камеры.

Верхняя граница диапазона определяется условием

$$kl \ll 1, \quad (5.47)$$

которое представляет собой требование малости размеров камеры по сравнению с длиной волны. Здесь $k = 2\pi/\lambda$, l — длина камеры, λ — длина звуковой волны в воздухе.

Частотные пределы применимости формулы (5.45) могут быть расширены почти на два порядка, если ввести в нее соответствующие поправки, учитывающие термодинамические и волновые явления (Романенко, Бугуславская, 1968; Романенко, 1976а). Тогда формула (5.45) примет вид:

$$P = kc\gamma P_0 \frac{\Delta v}{V_0}, \quad (5.48)$$

где

$$k = \left[\frac{1 - e^{-\chi} \sqrt{2} \cos\left(\chi + \frac{\pi}{4}\right) + \frac{(\gamma - 1)^2}{2\chi^2} (1 - 2e^{-\chi} \cos \chi + e^{-2\chi})}{1 + (\gamma - 1)\chi} \right]^{-1}, \quad (5.49)$$

$$c = kl \frac{\cos kl(1 - \alpha)}{\sin kl}. \quad (5.50)$$

Здесь:

$$\chi = 4l\sqrt{f}, \quad \alpha = \frac{x}{l}, \quad (5.51)$$

x — координата чувствительного элемента приемника пульсаций давления, отсчитанная вдоль оси цилиндрической камеры от среднего положения поршня.

Некоторые фирмы выпускали в середине шестидесятых годов миниатюрные пистонфоны для градуировки микрофонов на одной фиксированной частоте. В частности, фирма Брюль и Кьер (Дания) выпускала пистонфоны, работающие на частоте 250 Гц, фирма РФТ (Германия) — пистонфоны, работающие на частоте около 200 Гц. Такие пистонфоны имеют автономное питание, очень удобны в обращении и без всяких переделок могут быть использованы для градуировок приемников пульсаций давления, подобных описанным выше (второй вариант). Необходимо только дополнительно изготовить простое переходное устройство, позволяющее вставлять в камеру пистонфона градуируемый приемник вместо микрофона. Переходное устройство должно содержать сальник, обеспечивающий герметичное крепление приемника в пистонфоне.

На рис. 5.21 показан пистонфон фирмы РФТ и три переходных устройства, в одном из которых укреплен градуируемый приемник пульсаций давления. Три переходных устройства предназначены для крепления в пистонфоне одного из трех различных приемников пульсаций давления, различающихся диаметром держателя.

На рис. 5.22 показан тот же пистонфон с вставленным в градуировочную камеру приемником.

Погрешность градуировки приемников пульсаций давления методом пистонфона невелика и составляет всего несколько процентов. Однако в том случае, когда чувствительный элемент приемника изготовлен из пьезокерамики и находится в непосредственном контакте с окружающей приемник средой (например, второй вариант приемника), погрешность градуировки в области частот, измеряемых единицами и десятками герц, может быть значительной в ре-

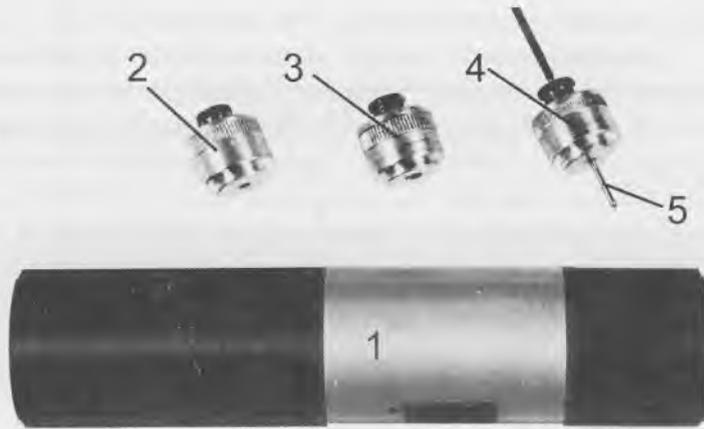


Рис. 5.21. Пистонфон фирмы РФТ. 1 — пистонфон, 2, 3 и 4 — ПЕРЕХОДНЫЕ УСТРОЙСТВА, 5 — ПРИЕМНИК.

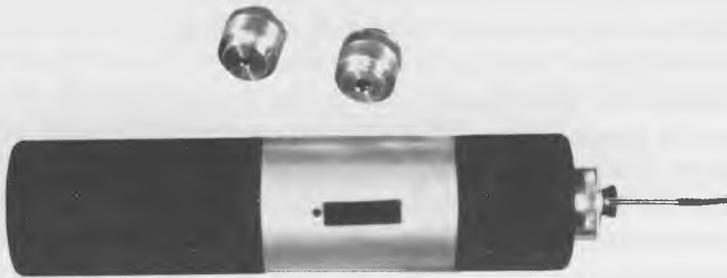


Рис. 5.22. Пистонфон фирмы РФТ с укрепленным в нем градуируемым приемником пульсаций давления.

зультате влияния пирозлектрического эффекта. Пирозлектричество определяется как изменение поляризации диэлектрика, обусловленное изменением его температуры. Пирозлектричеством обладает в значительной степени пьезоке-рамика, из которой обычно изготавливают чувствительные элементы приемни-ков пульсаций давления.

В процессе градуировки методом пистонфона в камере пистонфона изме-няется не только давление, но и температура. Изменения температуры связаны с изменениями давления соотношением

$$\Delta T = \frac{\beta T_0}{\rho_1 C_{p1}} \Delta p, \quad (5.52)$$

где β — коэффициент объемного расширения среды, заполняющей камеру пис-тонфона (обычно это воздух), T_0 — средняя температура среды, ρ — плотность,

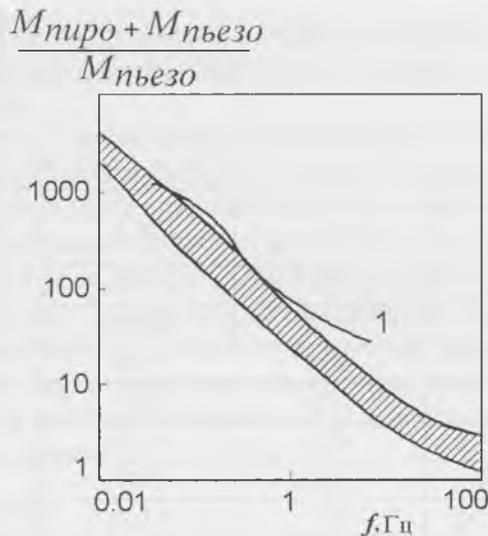


Рис. 5.23. Соотношение пирозлектрической и пьезоэлектрической чувствительности пьезокерамической пластинки.

C_{pl} — удельная теплоемкость среды при постоянном давлении, Δp — изменение давления. Оценка показывает, что в воздухе (при $T_0 = 20^\circ\text{C}$) $\Delta T \cong 10^{-4} \Delta p$. Изменения температуры среды, обусловленные изменениями давления, приведут к появлению разности потенциалов на электродах пьезоэлемента, если пьезоэлемент успеет прогреться до температуры среды. Представим для простоты, что чувствительный элемент приемника имеет форму плоской пластинки толщиной h , находящейся в двустороннем контакте со средой. Если пластинка, представляющая собой электрическую емкость C , нагружена на бесконечно большое сопротивление, то разность потенциалов ΔU , возникающая на ее электродах при повышении температуры на ΔT , будет равна

$$\Delta U = \frac{4\pi h}{\epsilon} \gamma_0 \Delta T \cdot 10^{12} \text{ В}, \quad (5.53)$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость пьезокерамики, γ_0 — пирозлектрическая постоянная. Так, например, на обкладках пластинки из пьезокерамики с $\epsilon = 1200$ и $h = 0,1$ см при нагревании ее на 1°C развивает разность потенциалов около 20 В.

Используя соотношения (5.51) и (5.52), для пирозлектрической чувствительности пьезоэлемента по давлению получим выражение

$$M_{пиро} = \frac{\Delta U}{\Delta p} = \frac{4\pi h \beta T_0 \gamma_0}{\epsilon \rho_1 C_{pl}} \cdot 10^{19} \text{ В/Па}. \quad (5.54)$$

Выражение (5.54) представляет собой предельную чувствительность, т. е. чувствительность при условии, что пьезоэлемент в каждое мгновение принимает

Таблица 5.1. Оценка погрешности градуировки пьезоэлектрического чувствительного элемента за счет влияния пьезоэлектрического эффекта.

Пояснения в тексте.

Жидкость	При $d_{\text{сжж}}$	При d_{31}	При d_{33}
Вода при 40°C	1	1	1
Вода при 200°C	+0.88	+1.065	+0.98
Вода при 250°C	+0.85	+1.08	+0.97
Ацетон	-1.1	+2.15	+0.58
Глицерин	+0.57	+1.23	+0.92
Спирт этиловый	-0.30	+1.70	+0.75
Оливковое масло	-0.1	+1.61	+0.78
Серная кислота	+0.45	+1.30	+0.89
Керосин	-0.53	+1.85	+0.70
Сероуглерод	-1.20	+2.23	+0.55
Скипидар	-0.25	+1.68	+0.75
Эфир	-1.55	+2.43	+0.48

ет температуру среды (отсутствует тепловая инерция и конвекция при передаче тепла от среды к пьезоэлементу). Реальная чувствительность зависит от частоты изменения давления и может быть представлена в виде

$$M_{\text{пиро}} = \frac{4\pi h \beta T_o \gamma_o \cdot 10^{19}}{\epsilon \rho_1 C_{p1}} \frac{m}{\sqrt{m^2 + \omega^2}} \text{ В/Па}, \quad (5.55)$$

где

$$m = \frac{\alpha S}{\rho_2 V C_{p2}}, \quad (5.56)$$

α — коэффициент теплопередачи, равный для спокойного воздуха 2–8 ккал/м²с.град, ρ_2 , C_{p2} , S и V — соответственно плотность, удельная теплоемкость, поверхность и объем пьезоэлемента. На рис. 5.23 показано измеренное экспериментально (кривая 1) отношение суммы пьезоэлектрической чувствительности пьезоэлемента по давлению и пьезоэлектрической чувствительности к его пьезоэлектрической чувствительности в зависимости от частоты. Материал пьезоэлемента — пьезокерамика с $\epsilon = 1200$. Форма пьезоэлемента — пластинка толщиной 0.01 см. Заштрихована область теоретически возможных значений, определяемых соотношением (5.55), при α , изменяющемся от 2 до 8, и известном выражении для пьезоэлектрической чувствительности

$$M_{\text{пьезо}} = \frac{4\pi d_{\text{вс.сжс}}}{\epsilon} h \cdot 300 \cdot 10^7 \text{ В/Па}, \quad (5.57)$$

где $d_{\text{вс.сжс}}$ — пьезомодуль пьезокерамики при всестороннем сжатии.

Имея в виду, что формула (5.57) не учитывает явления конвекции и возможного фазового сдвига между пиропотенциалом и пьезопотенциалом, согласие экспериментальных и расчетных результатов следует признать удовлетворительным. Измерения пирозлектрической чувствительности проводили в воздухе, пьезоэлектрической — в воде методом пистонфона. При этом предполагалось в первом приближении, что в воде пирозэффект не проявляется. Однако не всегда можно пренебречь проявлением пирозэффекта, когда пирозэлемент окружен жидкой средой. В таблице 5.1 приведены рассчитанные максимально возможные значения отношения

$$\frac{M_{\text{пиро}} + M_{\text{пьезо}}}{M_{\text{пьезо}}} \quad (5.58)$$

для случаев, когда пьезоэлемент окружен различными жидкостями. Расчет проведен для трех вариантов использования пьезоэлемента. В первом варианте пьезоэлемент подвергается всестороннему воздействию давления (работает пьезомодуль $d_{\text{вс.сжс}}$). Во втором варианте пьезоэлемент подвергается одностороннему воздействию давления, причем в таком направлении, при котором работает пьезомодуль d_{31} . В третьем варианте учтен случай, когда работает пьезомодуль d_{33} . Из данных таблицы 5.1 видно, что пирозэффект не проявляется совершенно лишь в том случае, когда при градуировке пьезоэлемент окружен водой при температуре 4°C. Если температура воды равна 25°, то пренебрежение пирозэффектом может дать погрешность градуировки до 15% в случае использования пьезомодуля $d_{\text{вс.сжс}}$. Если же в качестве рабочей жидкости используется не вода, а, например, оливковое масло, то ошибка может достигать 90%.

Вернемся теперь к особенностям градуировки приемников пульсаций давления методом пистонфона. Анализ возможных погрешностей, обусловленных проявлением пирозэлектрического эффекта, показывает, что градуировку приемников пульсаций давления методом пистонфона в воздушной среде можно проводить лишь на частотах выше 100 Гц (см. рис. 5.23). Если же возникает необходимость градуировки приемников пульсаций давления методом пистонфона в диапазоне частот, измеряемых единицами и долями герца, то в процессе градуировки приемник пульсаций должен быть погружен в воду при температуре 4°C. Это может быть осуществлено следующим способом. Приемник пульсаций давления погружают в стаканчик с водой и вместе со стаканчиком помещают в камеру пистонфона (если позволяют размеры камеры).

Метод, основанный на сбросе статического давления. Этот метод был разработан для градуировки миниатюрных цилиндрических гидрофонов, но с успехом может быть применен и для градуировки приемников пульсаций давления. Он основан на быстром сбросе статического давления, действием которого

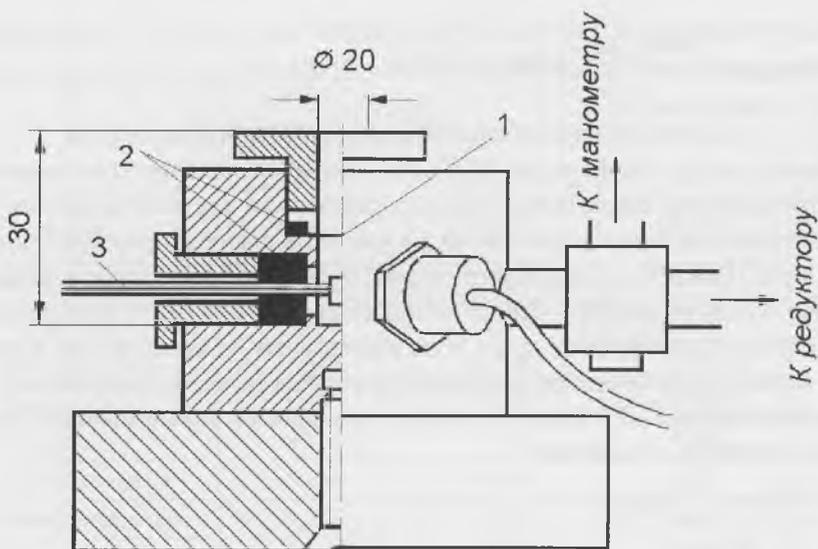


Рис. 5.24. Камера давления (по: Рой, Фролов, 1961).

был подвергнут чувствительный элемент приемника, предварительно помещаемый в толстостенную камеру малого объема, закрытую диафрагмой (Рой, Фролов, 1961). В камеру подают воздух под известным давлением. При некотором давлении диафрагма прорывается и давление падает до атмосферного. Возникающее на выходе приемника электрическое напряжение осциллографируется. Чувствительность приемника находят как отношение максимального напряжения к давлению в камере перед прорывом диафрагмы.

Камера давления (рис. 5.24) имеет объем в несколько кубических сантиметров. Верхней крышкой камеры служит диафрагма 1, зажатая по краю ввинчивающимся кольцом, снабженным резиновым уплотнением 2. В качестве материала для диафрагмы может быть применена фотопленка шириной 35 мм. При диаметре свободной части диафрагмы 23 мм она прорывается при давлении 10–13 атм. Сжатый воздух подают в камеру из баллона через редуктор достаточно медленно, чтобы можно было измерить давление в камере перед прорывом диафрагмы. За время подъема давления в камере электрический заряд с пьезоэлемента градуируемого приемника 3 должен успевать стекать через входное сопротивление осциллографа, к которому присоединен приемник. Однако входное сопротивление должно быть достаточно высоким, чтобы за время сброса давления после прорыва диафрагмы электрическое напряжение на выходе приемника не успело существенно снизиться из-за стекания пьезозарядов. Поэтому давление должно сбрасываться по возможности быстро, что и вынуждает уменьшать внутренний объем камеры. При указанном выше объеме камеры сброс давления происходит приблизительно за 200 мкс. Следовательно, постоянная



Рис. 5.25. Рабочая осциллограмма (по: Рой, Фролов, 1961).

времени RC , где C — емкость пьезоэлемента, включая подводящий кабель и вход осциллографа, а R — результирующее сопротивление, состоящее из параллельно включенных сопротивлений входа осциллографа и утечки приемника, должно быть по крайней мере на порядок больше 200 мкс.

После прорыва диафрагмы давление вследствие инерции расходящегося потока газа, вытекающего из камеры, падает несколько ниже атмосферного и после нескольких колебаний стремится к атмосферному. Колебания напряжения, происходящие с периодом, приблизительно равным 500 мкс, отмечаются приемником. Рабочая осциллограмма приведена на рис. 5.25. При определении чувствительности необходимо усреднить колебания напряжения и отнести его к показанию манометра перед прорывом диафрагмы.

При значениях избыточного давления по сравнению с атмосферным около 10 атм и более возможная ошибка, связанная с пренебрежением колебаниями давления в процессе установления, незначительна. Если же избыточные давления имеют величину, равную нескольким атмосферам, усреднение колебаний необходимо производить возможно тщательнее.

Метод градуировки с помощью ударной волны. Сущность метода градуировки с помощью ударной волны заключается в том, что чувствительность приемника пульсаций давления находят по величине электрического напряжения, возникающего на выходе приемника под действием ударной волны. Амплитуду волны вычисляют по измеряемой скорости ее распространения. Скорость ударной волны и напряжение на выходе приемника определяют по осциллограмме, фотографируемой с экрана осциллографа (Рой, Фролов, 1961).

Блок-схема установки для градуировки приемника приведена на рис. 5.26. Как и в предыдущем случае метод разрабатывался для градуировки гидрофонов, но с успехом может быть применен и для градуировки приемников пульсаций давления. Ударная труба (труба, в которой создается ударная волна) 1 диаметром 50 мм с толщиной стенки 5 мм состоит из отсеков длиной 500 и 1400 мм. Отсеки разделены диафрагмой 2 из фотопленки, зажимаемой между фланцами, снабженными уплотнительными резиновыми кольцами. В короткий отсек из

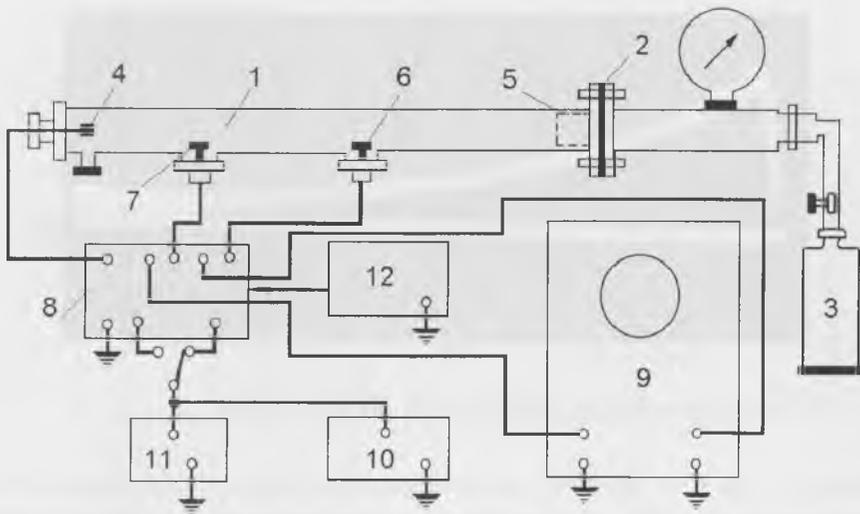


Рис. 5.26. Блок-схема установки (по: Рой, Фролов, 1961).

баллона 3 подается через редуктор сжатый воздух под давлением около 7 атм до прорыва диафрагмы. После ее прорыва во второй отсек устремляется ударная волна давления. Чтобы предохранить находящийся во втором отсеке градуируемый приемник 4 от ударов обрывков диафрагмы, между фланцами зажимается вкладыш в виде трубки диаметром 50 и длиной 50 мм, затянутой пропаянной латунной сеткой 5 из проволоки 0.5 мм с ячейкой 5 x 5 мм. Пайка предохраняет сетку от разрыва проволочек после нескольких прорывов диафрагмы.

Для определения скорости распространения ударной волны служит устройство, позволяющее измерить время пробега ею известного пути. Чувствительные элементы устройства состоят из датчиков 6 и 7, вмонтированных в стенку второго отсека трубы. Датчик 6 находится от диафрагмы на расстоянии 700 мм, что достаточно для формирования ударной волны. Датчик 7 расположен на расстоянии 500 мм от датчика 6. Когда ударная волна достигает датчика 6, включается развертка осциллографа, и на ней появляются метки времени. При достижении ударной волной датчика 7 метки времени выключаются. Скорость ударной волны находят как отношение расстояния между датчиками к времени, необходимому для его пробега. Градуированный приемник устанавливают либо по оси трубы на торцевой заглушке, либо вблизи нее в стенке трубы. Возможность изменения положения приемника позволяет обследовать его чувствительность при разных ориентациях относительно направления распространения ударной волны.

Радиотехническая часть установки 8 должна:

- обеспечивать однократный запуск развертки осциллографа 9 сигналом от первого датчика и не допускать перезапуска развертки отраженными волнами,
- обеспечивать точность запуска, т. е. вырабатывать запускающие импульсы с достаточно крутым фронтом,

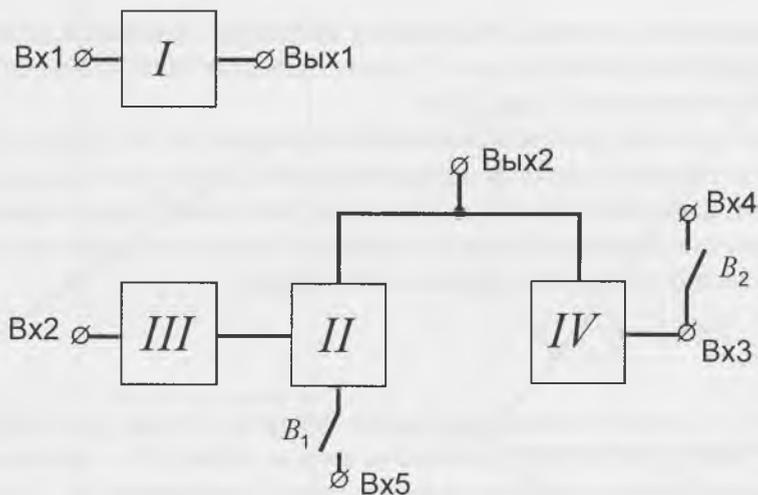


Рис. 5.27. Блок-схема радиотехнической части (по: Рой, Фролов, 1961).

- отмечать с достаточной точностью момент прихода ударной волны ко второму датчику,
- иметь достаточно широкую полосу пропускаемых частот, чтобы не возникли искажения сигнала от градуируемого приемника,
- обеспечивать возможность градуировки канала усиления электрическим напряжением известной величины.

Блок-схема радиотехнической части приведена на рис. 5.27. Она состоит из четырех основных узлов.

Узел I формирует стартовый импульс для запуска развертки осциллографа из импульса напряжения отрицательной полярности, поступающего от датчика 6 (см. рис. 5.26) на вход 1 узла 1. Стартовый импульс с выхода 1 поступает на вход блока развертки осциллографа.

Узел II формирует метки времени. Для этого на вход 5 при замкнутом выключателе B_1 подается непрерывное синусоидальное напряжение от специального генератора (10 на рис. 5.26) с частотой 50 кГц, контролируемое вольтметром 11, которое преобразуется в последовательность отрицательных импульсов, служащих метками времени. Последние с выхода 2 поступают на вход усилителя канала вертикального отклонения луча осциллографа.

Узел III формирует электрический сигнал, выключающий метки времени в момент, когда ударная волна приходит к датчику, подключенному ко входу 2.

Узел IV служит для усиления сигнала, поступающего с градуируемого приемника, подключенного ко входу 3. Усиленный сигнал через выход 2 поступает на вход осциллографа. Вход 4 служит для подачи градуировочного электрического напряжения известной величины и частоты 50 кГц. При этом выключатель B_1 разомкнут, а выключатель B_2 замкнут. Однократный запуск осциллографа для

фотографирования сигнала градуировки производят нажатием специальной кнопки, предусмотренной в узле I. Радиотехническая часть схемы питается от источника напряжения 12 (рис. 5.26).

Волна давления, распространяющаяся во втором отсеке трубы, превращается в ударную волну с крутым передним фронтом и пологим спадом давления за фронтом. Давление спадает тем медленнее, чем больше объем первого отсека трубы. Давление непосредственно за фронтом связано со скоростью распространения ударной волны следующим соотношением:

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1}, \quad (5.59)$$

где P_1 и P_2 — соответственно давление за фронтом и перед фронтом ударной волны (P_1 равно начальному давлению во втором отсеке), M_1 — отношение скорости ударной волны к скорости звука при данной температуре, γ — отношение теплоемкостей воздуха при постоянном давлении и постоянном объеме.

Ударная волна отражается от заглушки на конце второго отсека. Давление за фронтом отраженной волны P_3 находится из соотношения:

$$\frac{P_3}{P_2} = \frac{2\gamma M_2^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1}, \quad (5.60)$$

где

$$M_2^2 = \frac{2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)}{2 + (\gamma - 1)M_1^2}. \quad (5.61)$$

Величина P_2 может быть принята равной давлению за фронтом падающей волны, если расстояние от заглушки до точки наблюдения не слишком велико и давление за фронтом падающей волны не успеет заметно снизиться.

Величина γ в формулах предполагается постоянной и равной 1.4, что справедливо для давлений в ударной волне порядка нескольких атмосфер. При более высоких давлениях величина γ может изменяться из-за диссоциации газа вследствие его разогрева на фронте волны.

Приведенные формулы дают возможность представить графически (рис. 5.28 и 5.29) соотношения

$$P_2 - P_1 = \varphi(M_1) \quad (5.62)$$

и

$$P_3 - P_1 = \varphi(M_1), \quad (5.63)$$

которые связывают избыточное давление за фронтом падающей и отраженной волн в отсеке трубы, где распространяется ударная волна, со скоростью распространения. Обычно P_1 устанавливают равным атмосферному давлению.

Следует иметь в виду, что если за фронтом отраженной волны на небольших расстояниях от заглушки скорость частиц газа близка к нулю, то за фрон-

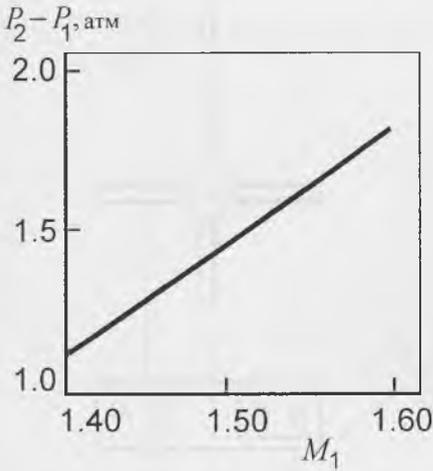


Рис. 5.28. Избыточное давление за фронтом падающей волны (по: Рой, Фролов, 1961).

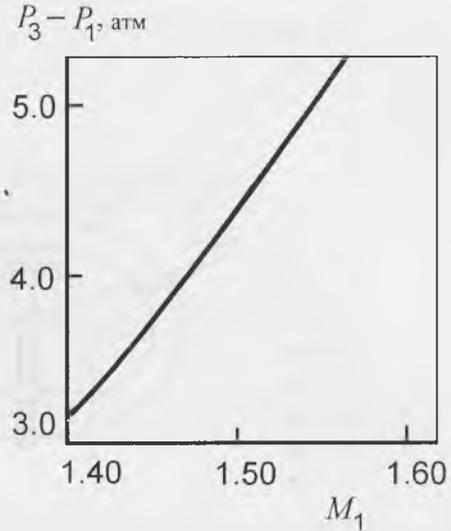


Рис. 5.29. Избыточное давление за фронтом отраженной волны (по: Рой, Фролов, 1961).

том падающей волны она может достигать весьма больших значений. Скорость частиц воздуха за фронтом падающей волны может быть вычислена по формуле

$$v = C_{\text{уд}} \frac{2(M_1^2 - 1)}{(\gamma + 1)M_1^2} \quad (5.64)$$

Если, например, скорость распространения ударной волны $C_{\text{уд}}$ равна 500 мс^{-1} , что соответствует числу Маха $M_1 = 1.46$, величина $v = 220 \text{ мс}^{-1}$. Поэтому при градуировке в падающей волне необходимо принимать во внимание, что при обтекании приемника потоком воздуха с большой скоростью давление на поверхности чувствительного элемента приемника может существенно отличаться от давления в ударной волне.

5.1.5. Измерители скорости обтекания

Измерение осредненной скорости потока вблизи тела свободно плавающего животного представляет известные трудности. Нельзя воспользоваться трубками Пито. Измеритель должен быть автономным, а измерения должны проводиться автоматически. Кроме того, измеритель должен иметь малый вес, габариты и инерционность, а также достаточно большой динамический диапазон измеряемых величин. В практике измерения скоростей обтекания рыб и дельфинов успешно применялись три типа измерителей скорости: вертушка, магнитный измеритель и измеритель, основанный на явлении срыва вихрей с обтекаемого цилиндра.

В биогидродинамических исследованиях нашли применение вертушки электролитические (Егидис, Шакало, 1971) и магнитные (Кадук и др., 1971; Рома-

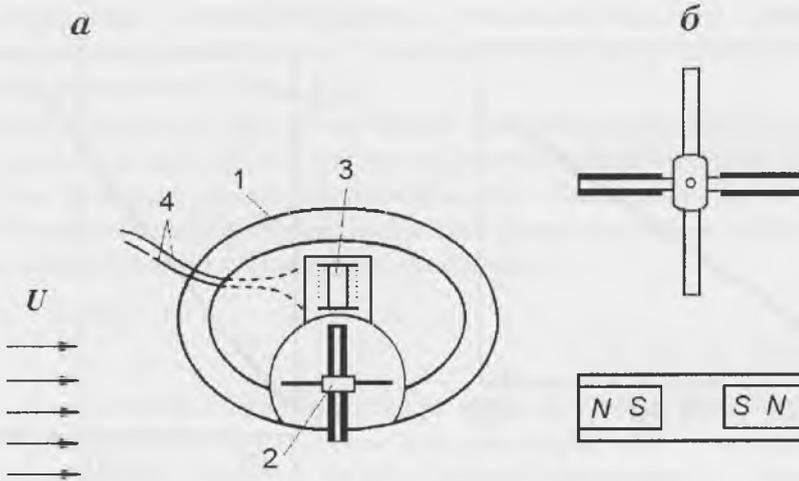


Рис. 5.30. СХЕМА УСТРОЙСТВА МАГНИТНОЙ ВЕРТУШКИ. ОБОЗНАЧЕНИЯ В ТЕКСТЕ.

ненко, Янов, 1973). Электролитическая вертушка представляет собой электролитическую ячейку, омическое сопротивление которой меняется в такт с вращением ее лопастей. Необходимыми элементами такой ячейки являются два электрода и крыльчатка, погруженные в жидкость, скорость которой измеряют. Электроды могут быть оба неподвижными, в этом случае сопротивление ячейки изменяется в результате прохождения диэлектрических лопастей крыльчатки между электродами. Один из электродов может быть подвижным (расположен на лопасти крыльчатки), и тогда сопротивление ячейки будет меняться в результате изменения взаимного положения электродов. Сопротивление жидкости между электродами можно представить в виде:

$$R = \tilde{R} + A, \quad (5.65)$$

где $A = \text{const.}$, а \tilde{R} — переменная часть, обусловленная изменением расстояния между электродами. В пресной воде при подключении к электродам постоянного напряжения выполняется соотношение:

$$\tilde{R} \gg A, \quad (5.66)$$

и возникающая на электродах при вращении крыльчатки переменная составляющая напряжения может быть легко зарегистрирована.

В морской воде при постоянном напряжении между электродами наблюдается обратное соотношение величин \tilde{R} и A . Эти величины оказываются одного порядка только в том случае, если между электродами приложено переменное напряжение звуковой частоты. При этом напряжение между электродами оказывается модулированным по амплитуде с частотой модуляции, определяемой частотой вращения крыльчатки. Правда глубина модуляции очень невелика (около 0.015), но тем не менее вполне может быть выделена известными методами.

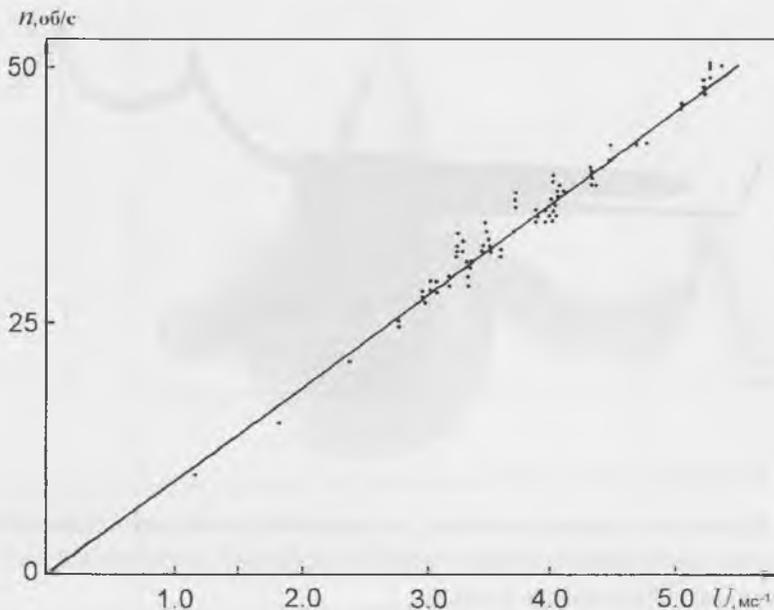


Рис. 5.31. Градуировочная зависимость частоты импульсов (n) от скорости потока (U).

Принцип устройства магнитной вертушки показан на рис. 5.30. В корпусе 1 из немагнитного материала (например, дюраль) расположены вертушка 2 и катушка 3. Вертушка имеет четыре лопасти, в двух из которых вклеены постоянные магниты (SN) так, как показано на рис. 5.30б. Длина каждой лопасти 10 мм, ширина 5 мм, толщина 1 мм. Материал двух лопастей, не содержащих магниты, — нержавеющей сталь. Материал лопастей, в которые вклеены магниты, — оргстекло. Ось вертушки изготовлена заодно со стальными лопастями и вращается в бронзовых гнездах. Катушка вклеена наглухо в корпус и содержит около 200 витков провода диаметром 0.1 мм. Выводы катушки соединены экранированным проводом 4 с измерительным устройством.

Измеритель скорости работает следующим образом. Поток воды набегаёт на вертушку так, как показано на рис. 5.30а стрелками, и воздействует на выступающие из корпуса участки лопастей, приводя вертушку во вращение. Полюса постоянных магнитов, двигаясь относительно катушки, наводят в ней ЭДС индукции в виде коротких импульсов достаточной амплитуды, которые затем регистрируются. Частота импульсов однозначно связана со скоростью набегающего потока воды. На рис. 5.31 приведена градуировочная зависимость числа оборотов вертушки от скорости потока.

Принцип действия магнитного (электромагнитного) измерителя скорости описан в разделе, посвященном измерителям пульсаций скорости.

Описанные выше измерители скорости потока имеют один серьёзный недостаток: они измеряют только одну компоненту скорости (продольную). Дви-

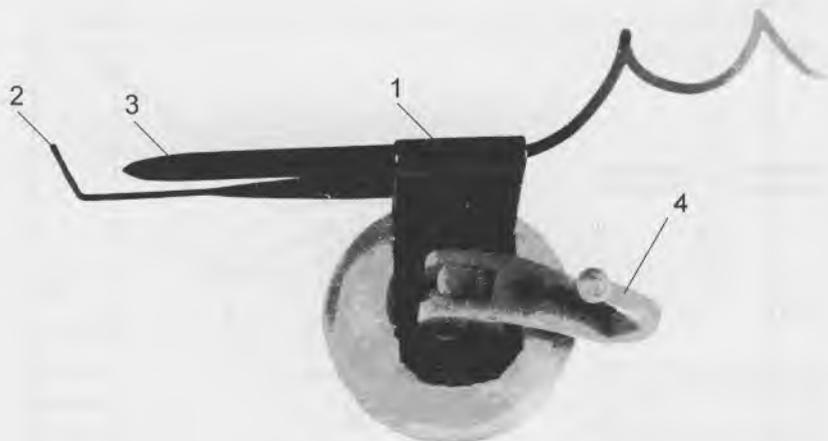


Рис. 5.32. Измеритель скорости потока, основанный на явлении срыва вихрей при обтекании круглого цилиндра в поперечном направлении, укрепленный на платформе с присосками. Обозначения в тексте.

жения животного, как правило, нестационарны, и вектор скорости в процессе движения может несколько менять свое направление. Особенно это заметно в хвостовой части тела, которая колеблется наиболее интенсивно. В этой части поперечная компонента скорости может быть существенной. В ряде случаев может оказаться полезным измерение полного вектора скорости обтекающего потока. Измерение полного вектора скорости возможно с помощью измерителя, основанного на явлении отрыва ламинарного потока при обтекании круглого цилиндра в поперечном направлении и образовании вихревой дорожки (Катыс, 1965). Частота срыва вихрей в этом случае определяется выражением

$$f = Sh \frac{U}{d}, \quad (5.67)$$

где d — диаметр цилиндра, U — скорость потока, Sh — число Струхала, которое мало изменяется в широком диапазоне чисел Рейнольдса и равно 0.21. Соотношение (5.67) однозначно связывает частоту срыва вихрей и скорость потока. Таким образом, измерение скорости потока легко может быть сведено к измерению частоты срыва вихрей за обтекаемым цилиндром. Именно такой измеритель был разработан и применялся в биогиродинамических исследованиях (Романенко, 1976а). На рис. 5.32 показан измеритель скорости, состоящий из держателя 1 с закрепленными в нем стальным изогнутым прутом (диаметр 1.5 мм) 2 и приемником пульсаций давления 3. Держатель устанавливают на животном либо на специальном поясе, либо на присоске так, чтобы приемник пульсаций оказался в вихревом следе цилиндра при его обтекании потоком. Поскольку вихревой след за цилиндром достаточно широк, приемник пульсаций будет оста-

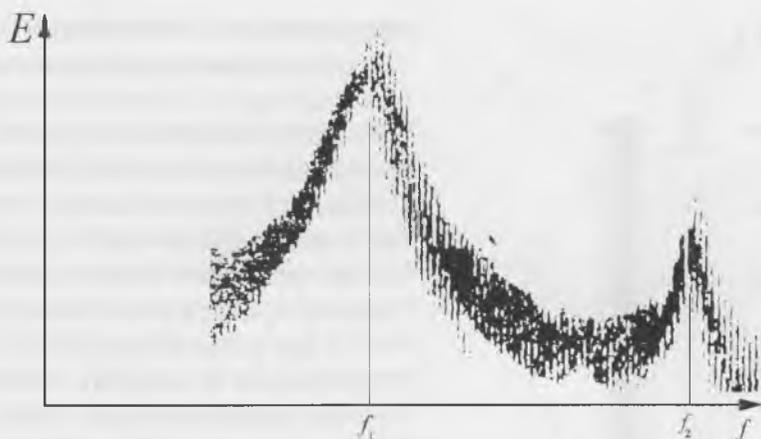


Рис. 5.33. Спектрограмма пульсаций давления за обтекаемым цилиндром. E — спектральная плотность, f — частота.

ваться в нем или вблизи него при значительных отклонениях вектора скорости от продольного направления, а частота срыва вихрей будет определяться именно полным вектором скорости. Таким образом, положение максимума спектра пульсаций давления, регистрируемых приемником пульсаций, будет однозначно определять полный вектор скорости набегающего потока, если обтекаемый цилиндр перпендикулярен к поверхности тела животного и находится достаточно близко от него. Если же обтекаемый цилиндр вместе с приемником пульсаций находится на значительном удалении от тела, не исключена погрешность в измерении полного вектора скорости потока за счет компоненты скорости, перпендикулярной к телу животного, так как эта компонента практически не сказывается на характере обтекания цилиндра.

На рис. 5.33 показана примерная спектрограмма пульсаций давления за обтекаемым цилиндром. На спектрограмме четко видны два максимума, причем второй максимум соответствует частоте f_2 , вдвое превышающей частоту первого максимума f_1 . Наличие двух максимумов объясняется тем, что вихри срываются с обтекаемого цилиндра поочередно с правой и левой его стороны. Если бы приемник пульсаций давления был расположен строго посередине вихревой дорожки, первый максимум в спектре отсутствовал бы. Однако, как правило, приемник пульсаций несколько смещен в ту или иную сторону от оси вихревой дорожки и по этой причине лучше регистрирует те вихри, которые к нему ближе. В результате появляется субгармоника частоты Струхала. В расчетах скорости обтекания следует брать частоту второго максимума спектра.

Эта особенность измерителя скорости до некоторой степени ограничивает его возможности. С его помощью нельзя, например, измерять скорости потоков, направление которых заранее неизвестно или может изменяться в пределах 360° . Такого недостатка лишена конструкция измерителя скорости потока, показан-

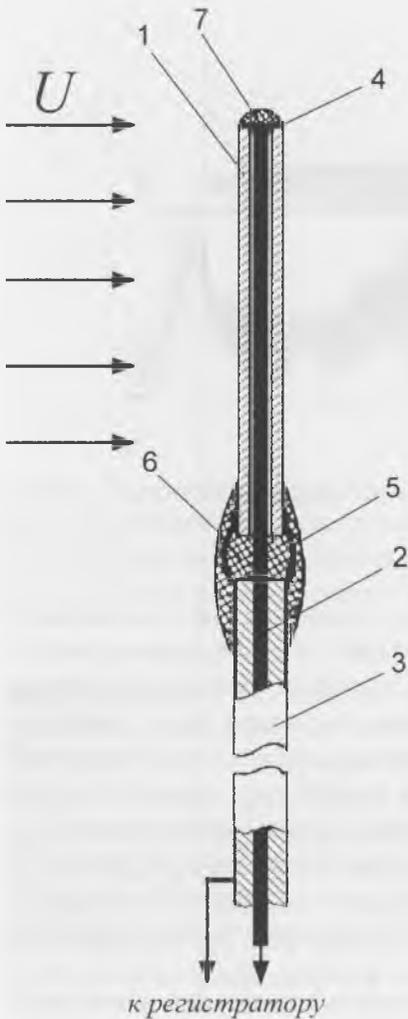


Рис. 5.34. Измеритель скорости потока. Обозначения в тексте.

обтекании трубки с ее поверхности будут срываться вихри, частота срыва которых определяется соотношением (5.67). Срывающиеся вихри в момент отрыва воздействуют на обтекаемую пьезоэлектрическую трубку, в результате чего на ее металлизированных поверхностях (электродах) возникает электрический потенциал, спектр которого содержит четко выраженный максимум на частоте, соответствующей частоте срыва вихрей. В отличие от предыдущего устройства в данном случае субгармоника отсутствует. Кроме того работа этого устройства не зависит от направления потока.

Измерение скорости обтекания животных безусловно возможно также термоанемометрическим методом, описанным выше.

ная на рис. 5.34. Работа этого измерителя основана на том же принципе, что и предыдущего. Отличие состоит в том, что и обтекаемый цилиндр и измеритель пульсаций давления объединены в одном элементе 1, представляющем собой трубку из пьезоэлектрической керамики, длина которой много больше диаметра (например, при наружном диаметре трубки 1–1.5 мм, длина может быть 10–15 мм). Внутренняя и внешняя поверхности трубки металлизированы. Сквозь внутренний канал трубки проходит центральный провод 2 экранированного провода 3, который благодаря пайке 4 находится в электрическом контакте с металлизированной внутренней поверхностью трубки. Экранирующая оплетка 5 провода 3 припаяна к наружной металлизированной поверхности трубки. Место сочленения трубки с экранированным проводом герметизировано составом 6 из сплава воска и канифоли. Таким же составом герметизирован торец трубки 7 с пайкой 4. Выход экранированного провода 3 подключают к регистратору любого типа, в качестве которого, например, может быть использован достаточно широкополосный магнитофон.

Устройство работает следующим образом. Измеритель устанавливают в потоке так, чтобы трубка была перпендикулярна потоку. В этом случае при об-

5.1.6. Измеритель касательных напряжений

Измерение касательных напряжений в пограничном слое вообще технически исключительно трудная задача (Шлихтинг, 1974). Общепринятая методика требует применения одновременно двух термоанемометров со сложной схемой питания и обработки информации. Тем более применение этой методики к измерениям на свободно плавающем дельфине представляет собой практически нерешаемую задачу. Тем не менее оказалось возможным сконструировать измерительное устройство для регистрации касательных напряжений в пограничном слое на живом, свободно плавающем дельфине, с автоматической регистрацией получаемой информации. Схема устройства показана на рис. 5.35. Чувствительным элементом устройства является лепесток 1, закрепленный на тонкой стальной проволоке 2 толщиной 0.25 мм. Размер лепестка 10 x 5 x 0.1 мм. Конец проволоки, на котором закреплен лепесток, выступает на 1.5 см из защитной трубки овального сечения 3. Овальное сечение трубки имеет размеры 0.3 x 0.5 см. Внутри овальной защитной трубки проходит еще одна направляющая трубка 4 круглого сечения, сквозь которую проходит проволока, несущая лепесток. Внутренний диаметр направляющей трубки несколько больше диаметра проволоки, несущей лепесток, так что проволока может свободно вращаться в направляющей трубке. Конец направляющей трубки, находящийся внутри корпуса 5, припаян к концу плоской пружины 6, имеющей толщину 0.08 мм (лезвие безопасной бритвы). Другой конец пружины защемлен в держателе 7. Проволока с лепестком является рычагом, воспринимающим касательное напряжение со стороны потока воды и передающим это напряжение в форме изгибающей силы плоской пружине 6, на которой вблизи держателя 7 наклеен тензодатчик 8, воспринимающий это напряжение и реагирующий на него. Выводы тензодатчика выходят из корпуса и с помощью экранированного провода 9 подключаются к измерительной схеме и регистрирующему устройству (в наших экспериментах малогабаритному автономному магнитофону), закрепленным на спинном плавнике дельфина.

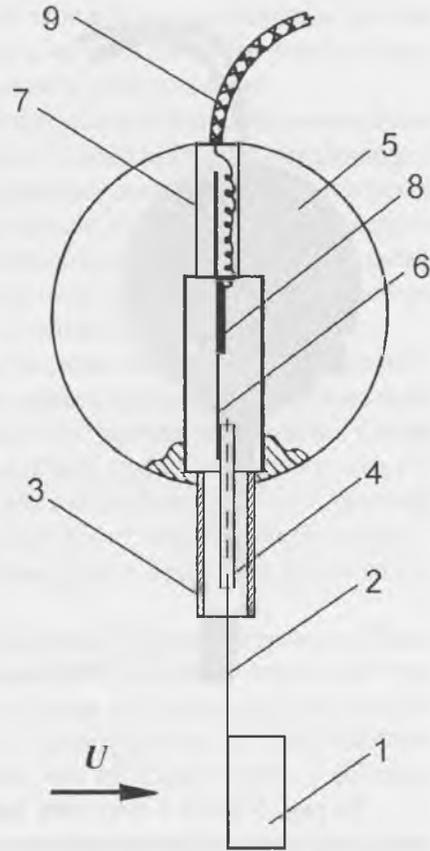


Рис. 5.35. Схема устройства для измерения касательных напряжений. Обозначения в тексте.

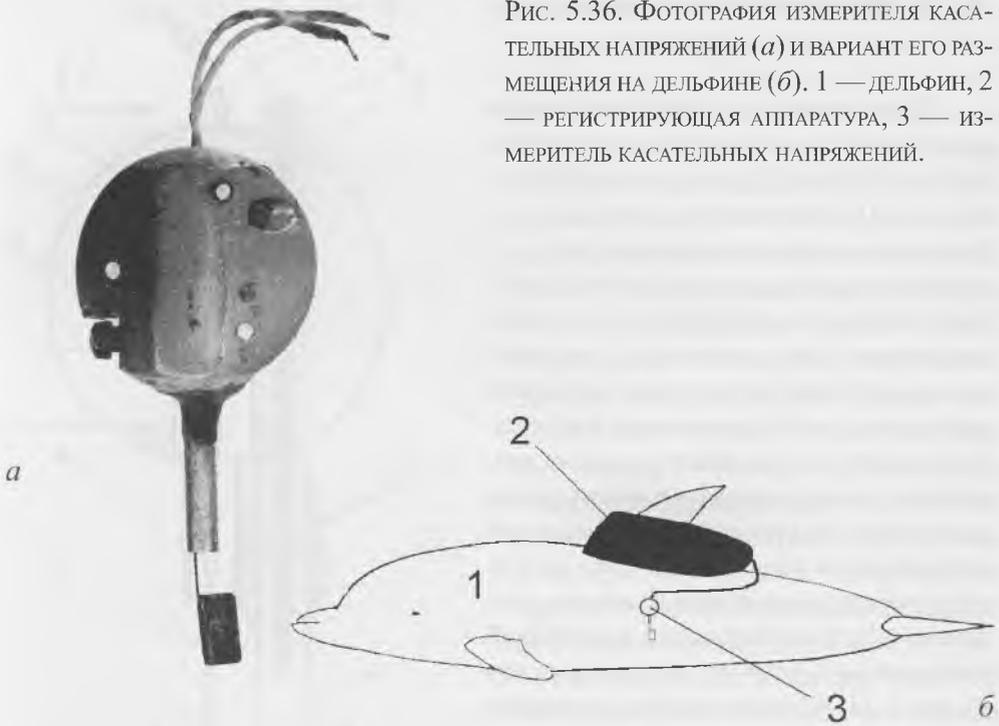


Рис. 5.36. Фотография измерителя касательных напряжений (а) и вариант его размещения на дельфине (б). 1 — дельфин, 2 — регистрирующая аппаратура, 3 — измеритель касательных напряжений.

На рис. 5.36а и б показаны фотография измерителя касательных напряжений (а) и вариант его размещения на дельфине с помощью присоски (б). При этом чувствительный лепесток фиксируют на расстоянии 0.2–0.3 см от тела животного. Учитывая, что турбулентный пограничный слой на дельфине в области миделя и за ним имеет толщину около 10–12 мм (Романенко, 1976а), расстояние лепестка от поверхности тела составляет около 0.2–0.3 толщины пограничного слоя. В этом месте пограничного слоя касательные напряжения мало отличаются от касательных напряжений на обтекаемой поверхности (Шлихтинг, 1974). Касательные напряжения, действующие на чувствительный элемент в набегающем потоке воды, создают определенное усилие, отклоняющее лепесток в направлении действия потока. Это приводит к изгибанию пружины, несущей тензодатчик и, соответственно, к изменению сопротивления тензодатчика, которое регистрируется измерительной схемой и регистрирующим устройством.

5.1.7. Методы изучения кинематики дельфинов. Акселерометры

Изучение кинематики дельфинов проводили двумя методами: методом кино съемки и методом акселерометров. Обычно кино съемку осуществляют неподвижно закрепленной кинокамерой. Однако в этом случае время нахождения животного в поле зрения объектива кинокамеры недостаточно для прослежива-

ния 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 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. 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 значительный разброс.

Значительно более точен метод акселерометров, к описанию которого мы и переходим.

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. Запись сигналов акселерометров осуществляют 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, Чикалкин, 1974; Романенко, 1976), 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.

На рис. 5.37 показано устройство акселерометра, который представляет собой тонкую (толщина 0.08 мм) стальную пластинку 1, заземленную одним концом в держателе 2. На пластинку наклеен тензодатчик 3, а на другом ее конце закреплен небольшой свинцовый груз 4. Вся механическая часть акселерометра заключена в стеклянную ампулу 5 диаметром 1.5 см и длиной 7 см, внутренняя полость которой 6 заполнена жидким маслом (например, силиконовым). Назначение масла двоякое: препятствовать проникновению внутрь ампулы морской воды

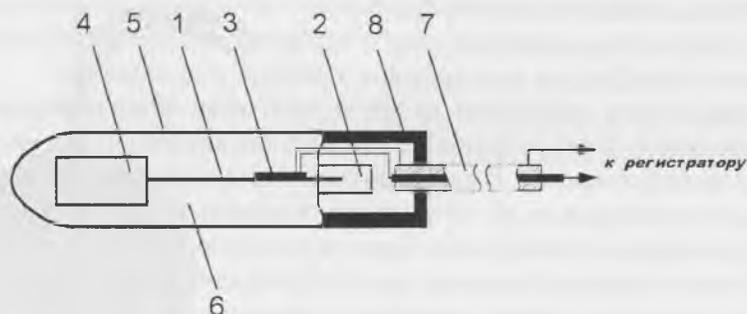


Рис. 5.37. СХЕМА УСТРОЙСТВА АКСЕЛЕРОМЕТРА. ОБОЗНАЧЕНИЯ В ТЕКСТЕ.

и демпфировать колебательную систему акселерометра. Тензодатчик подключается с помощью кабеля 7 к измерительной схеме (закрепляемой на спинном плавнике дельфина), регистрирующей малые изменения его активного сопротивления, возникающие в процессе колебательных движений акселерометра.

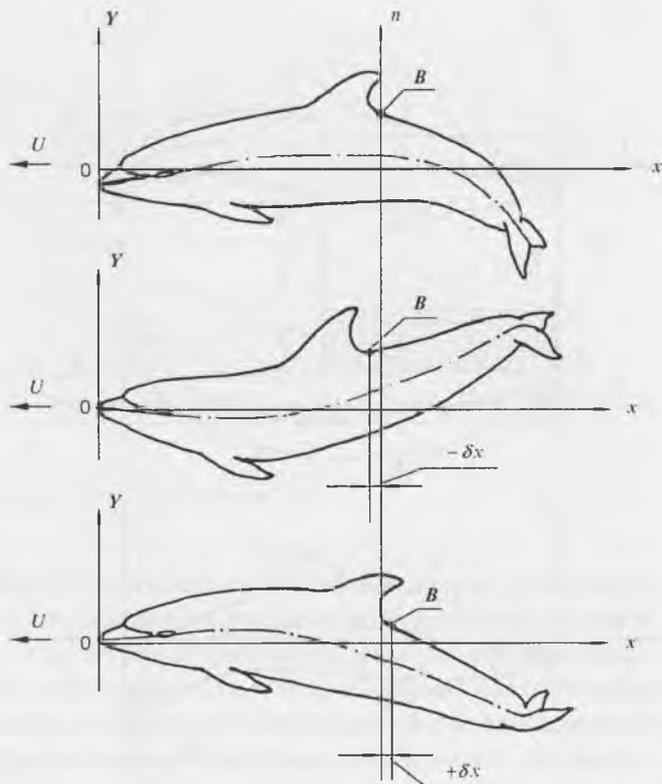
5.1.8. Методы измерения скорости плавания дельфина

Измерение скорости плавания дельфинов в условиях неволи — процедура на первый взгляд не очень сложная. Обычно для этой цели применяют один из двух методов: метод киносъемки (Пятецкий, Каян, 1975; Пятецкий, Каян, Козлов, Семенов, 1978; Романенко, 1986а; Romanenko, 1995а) и метод миниатюрной вертушки (Егидис, Шакало, 1971; Романенко, 1976а; Янов, Романенко, 1972). Помимо этих методов мы пользовались также третьим методом, основанным на однозначной зависимости частоты срыва вихрей с обтекаемого цилиндра от скорости набегающего потока (Романенко, 1976а). Устройство и принцип работы измерителей скорости обтекания типа вертушки и измерителя, основанного на регистрации частоты срыва вихрей с обтекаемого цилиндра, описаны в п. 5.1.5.

При первом методе осуществляют киносъемку дельфина, плывущего по прямой траектории в бассейне или вольере, затем проводят поккадровый анализ, измеряя смещение четко определяемых точек на теле животного относительно неподвижной системы координат за известные интервалы времени.

При втором методе в определенной точке на теле дельфина закрепляют градуированную миниатюрную вертушку и регистрируют электрические импульсы, генерируемые ею вследствие вращения ее подвижного элемента набегающим потоком воды. Зная частоту генерируемых импульсов, можно оценить скорость движения дельфина. Строго говоря, в этом случае находят не скорость движения дельфина, а скорость обтекания его набегающим потоком воды в точке крепления вертушки. Пренебрежение разницей между этими величинами может привести к ошибочным выводам. Последние замечания относятся также и к измерениям скорости движения дельфина третьим методом.

Рис. 5.38. СХЕМА, ПОЯСНЯЮЩАЯ ПОЯВЛЕНИЕ ПУЛЬСАЦИОННОЙ КОМПОНЕНТЫ СКОРОСТИ СМЕЩЕНИЯ ТОЧКИ (B) ТЕЛА ДЕЛЬФИНА, РАСПОЛОЖЕННОЙ НА ЕГО СПИНЕ.



Ошибки возможны и при некорректном использовании кинематографического метода. Например, в работе (Пятецкий, Каян, 1975) приведен график периодических изменений поступательной скорости дельфина, которые достигают 17–20% значения скорости. При этом частота изменений равна удвоенной частоте колебаний тела животного.

В работе (Videler, Kamermans, 1985) периодические изменения скорости движения дельфина, также найденные кинематографическим методом, достигают $\pm 20\%$ значения самой скорости. Однако частота изменений при этом совпадает с частотой колебаний тела животного. Для определения скорости движения дельфина в упомянутой работе была выбрана точка перехода задней кромки спинного плавника в поверхность спины. Установленные значительные изменения скорости животного в течение одного периода колебания хвостовой лопасти свидетельствуют о больших величинах ускорения и замедления его движения. В частности, оценки, проведенные нами по данным работы (Videler, Kamermans, 1985), показали, что ускорение достигает 1.7 мс^{-2} . Такое ускорение может быть обеспечено только развиваемой дельфином тягой. В то же время согласно простейшему расчету сила, требуемая для разгона дельфина массой 232 кг с ускорением 1.7 мс^{-2} , составляет 394.4 Н, что почти в 5 раз больше реально развиваемой им тяги. Результаты оценок самих авторов упомянутой работы были аналогичными и вызвали у них недоумение. Причина же получаемых зна-

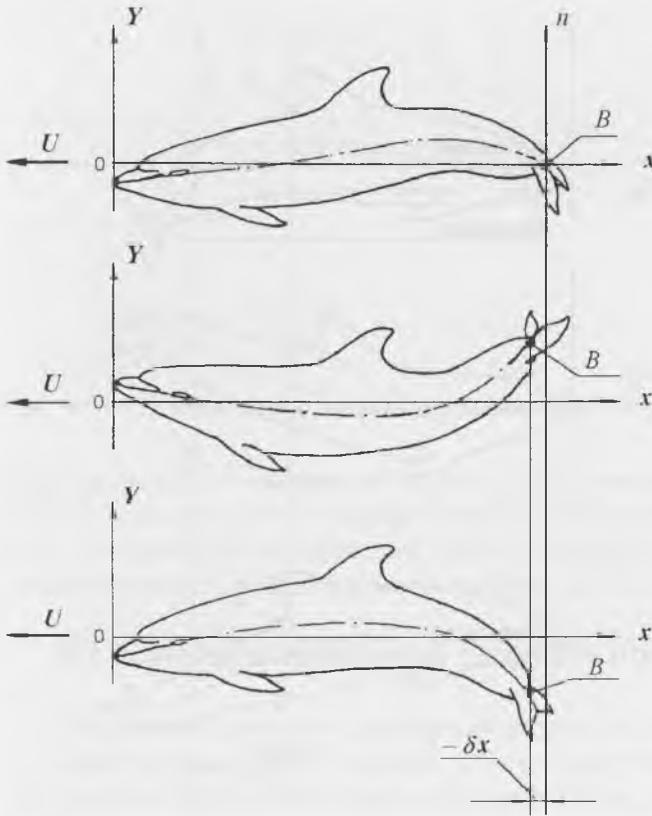


Рис. 5.39. СХЕМА, ПОЯСНЯЮЩАЯ ПОЯВЛЕНИЕ ПУЛЬСАЦИОННОЙ КОМПОНЕНТЫ СКОРОСТИ СМЕЩЕНИЯ ТОЧКИ (B) ТЕЛА ДЕЛЬФИНА, РАСПОЛОЖЕННОЙ ВБЛИЗИ ЕГО ХВОСТОВОГО ПЛАВНИКА.

чительных периодических изменений скорости плавания дельфинов состоит в том, что результаты измерений поступательной скорости дельфина содержат значительную методическую погрешность. Этот же упрек относится и к работе (Пятецкий, Каян, 1975).

Подобные ошибки являются следствием неудачного выбора точки на теле дельфина, смещение которой во времени используют для вычисления поступательной скорости животного. В работе (Videler, Kamermans, 1985) точка была выбрана в области перехода задней кромки спинного плавника в поверхность спины дельфина (рис. 5.38). В этом случае проекция смещения точки на направление движения изменяет свою величину с частотой колебаний тела дельфина. В работе (Пятецкий, Каян, 1975) точка была выбрана на хвостовом плавнике, на его развилке (рис. 5.39). В этом случае проекция смещения точки на направление движения будет изменять свою величину с частотой, равной удвоенной частоте колебаний тела.

На рис. 5.38 показаны смещения точки B (точка перехода задней кромки спинного плавника в поверхность спины дельфина) в процессе активного движения дельфина (Романенко, Янов, 1998). Отражены три фазы одного колебательного цикла движения животного: в первой фазе касательная к средней линии дельфина в области расположения точки B горизонтальна, во второй и тре-

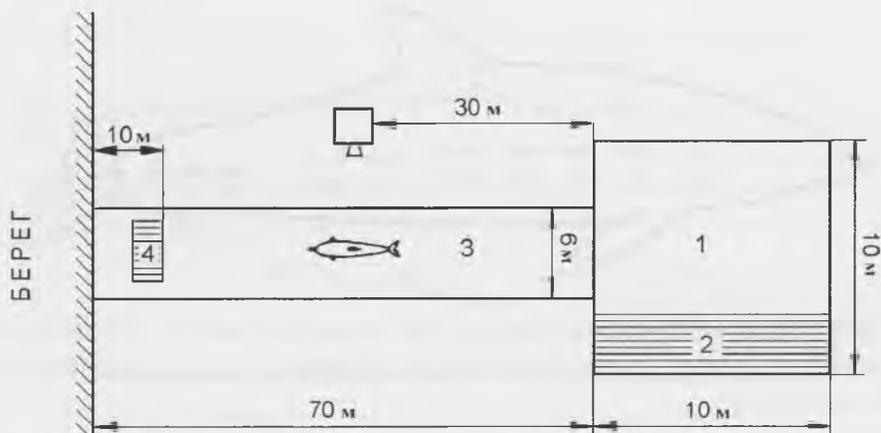


Рис. 5.40. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА (ПОЯСНЕНИЯ В ТЕКСТЕ).

твей фазах — касательная наклонена под положительным (вторая фаза) и отрицательным (третья фаза) углом. Соответственно во второй фазе точка В сместилась вперед (на величину $-\delta x$), а в третьей фазе назад (на величину $+\delta x$) относительно вертикальной оси n , проведенной через точку В в первой фазе движения. При движении точки В вперед ее скорость в неподвижной системе координат будет больше средней скорости плавания дельфина, при движении же назад — меньше. Причем период изменения скорости будет равен периоду колебаний тела животного. В случае, представленном на рис. 5.39, точка В, находящаяся вблизи лопасти дельфина, дважды за период смещается вперед на величину $-\delta x$ относительно линии n , проведенной через эту точку в момент, когда она пересекает ось x . В результате изменения скорости следуют с удвоенной частотой.

В подтверждение сказанного приведем результаты специально поставленного опыта по измерению поступательной скорости движения дельфина методом кино съемки.

Опыты проводили на трех дельфинах афалинах: двух самках и одном самце. Одна самка имела длину 2.08 м и массу 180 кг, вторая — 2.36 м и 220 кг, самец — 2.12 м и 200 кг, соответственно. Кинематику дельфинов изучали в морском вольере кинематографическим методом (рис. 5.40). Морской вольер принадлежит Утришской морской станции Института проблем экологии и эволюции им. А.Н. Северцова РАН. Вольер состоит из двух частей. Одна часть 1 площадью 100 м² (10x10 м) служит для длительного содержания животного. Она изготовлена из капроновой сети (размер ячеей 10x10 см), имеющей форму мешка и закрепленной внутри каркаса из стальных труб. В этой части вольера установлен помост 2. Вторая часть вольера 3 представляет собой длинный коридор, соединяющий первую часть вольера с берегом. Она сделана из такой же капроновой сети, что и первая. Длина коридора — 70 м, ширина — 6 м, глубина — 3 м. В прибрежной части коридора находится плавучая платформа 4. На время

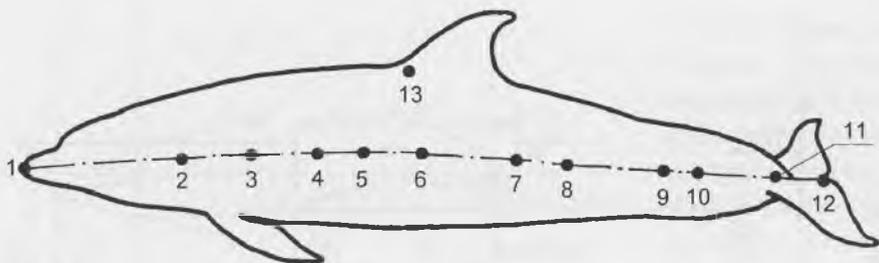


Рис. 5.41. Схема расположения точек на теле дельфина, скорость смещения которых измеряли кинематографическим методом. В точках 2–11 и 13 закреплены присоски белого цвета.

экспериментов дельфина переводили из первой части вольера во вторую. Дельфин был приучен плавать в коридоре из одного конца в другой. Для стимуляции дельфина кормили в обоих концах коридора. Операторы, кормившие дельфина, находились на помосте 2 и платформе 4. Киносъемку осуществлял кинооператор-водолаз через боковую стенку вольера.

Главная особенность опыта заключалась в том, что на теле животного были выбраны точки, наблюдение за которыми позволило определить оптимальные условия для оценки поступательной скорости дельфина с наименьшей погрешностью. Чтобы выбранные точки были хорошо видны на теле дельфина, их обозначали резиновыми присосками белого цвета (рис. 5.41, точки 2–11 и 13). Присоски 2–11 устанавливали на боку животного по его средней линии с заданным известным интервалом. Другие используемые в опыте точки тела дельфина — 1 и 12 (конец роstrума, развилка хвостовой лопасти) четко определялись на кинограммах без маркировки.

На рис. 5.42 приведены графики скорости движения U различных точек тела дельфина на протяжении одного периода колебаний. На верхнем графике (а) даны усредненные значения в точках 1–8. Доверительные интервалы составляют две среднеквадратичные погрешности, доверительная вероятность — 95%. Четко выраженные периодические изменения скорости отмечены для точек 9–13 (б–е). Причем период изменения скорости в точках 9–12 вдвое больше периода колебаний тела. Изменение скорости точки 12 от минимального до максимального значений составляет около 28%. Это согласуется с данными работы (Пятецкий, Каян, 1975). Период изменения скорости точки 13 (рис. 5.42е) равен периоду колебаний тела дельфина. Величина скорости при этом изменяется на 21%. Этот результат соответствует данным работы (Videler, Kamermans, 1985), хотя положения сравниваемых точек наблюдения не совсем совпадают. Однако картина смещения точек наблюдения в обоих случаях однотипна. В работе (Videler, Kamermans, 1985), на рис. 2 приведены графики изменений продольной компоненты скорости двух точек тела дельфина: кончика хвостовой лопасти и точки перехода задней кромки спинного плавника в поверхность спины,

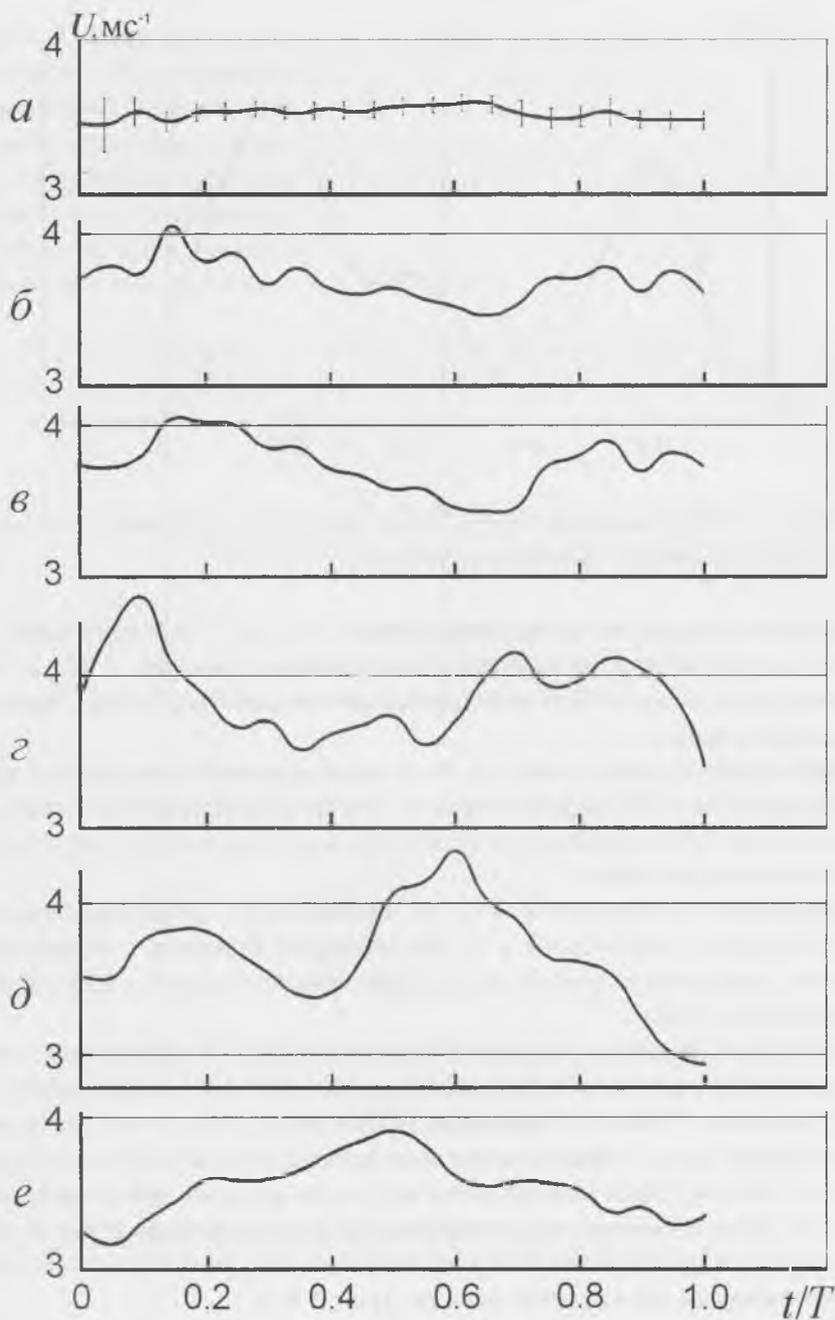


Рис. 5.42. Скорости смещения различных точек тела дельфина в зависимости от времени на протяжении одного периода колебаний в режиме равномерного движения. *a* — усредненные данные по точкам 1–8 на схеме рис. 5.41, *б* — точка 9, *в* — точка 10, *г* — точка 11, *д* — точка 12, *е* — точка 13, t — время, T — период колебаний.

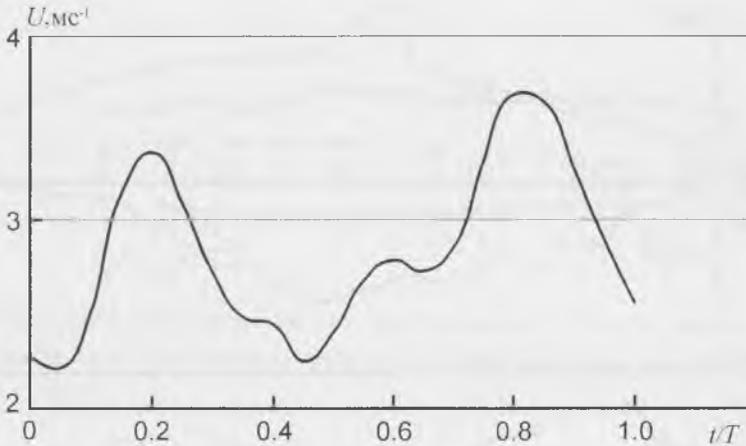


Рис. 5.43. Скорость смещения точки 12 тела дельфина в зависимости от времени при движении дельфина с ускорением около 1.3 мс^{-2} .

относительно близкой по положению к точке 13 на рис. 5.42е настоящей работы. Эти графики хорошо согласуются с полученными нами (рис. 5.42д, е). Однако убедительного объяснения своим данным авторы работы (Videler, Kamermans, 1985) дать не смогли.

Изменения скорости точек 1–8 носят нерегулярный характер и не превышают как правило $\pm 4\%$ средней скорости. Эти точки расположены в передней и средней частях тела дельфина на его средней линии и меньше других участвуют в колебательном движении.

Изменения скорости точек 9–13 (от минимального до максимального значений) еще более значительны в случае движения дельфина с ускорением. В частности, изменения скорости точки 12 при этом составляют $\approx 47\%$ от среднего значения (рис 5.43).

Отсутствие заметных изменений скорости точек 1–8 объясняется характером амплитудной функции, приведенной на рис. 5.44 (по данным работ: Янов, 1990в; Романенко, 1994а, б; Romanenko, 1995а). Видно, что в этих точках амплитуда колебаний тела дельфина значительно меньше, чем в области хвоста (в точках 9–12). Поэтому здесь меньше всего выражены явления, показанные на рис. 5.38 и 5.39. Можно сказать, что оптимальными для измерений скорости движения дельфина являются точки 3–5, расположенные на средней линии его тела в области минимума амплитудной функции (рис. 5.44).

Оценим пульсационную компоненту скорости плавания дельфина с помощью математической модели. Будем считать, что дельфин движется под действием пульсирующей силы, графическое представление которой дано на рис. 5.45. Очевидно, что частота пульсаций силы вдвое выше, чем частота биений хвоста дельфина, так как тяга положительна при движении хвоста и вверх и вниз. Пульсирующую тягу F_T дельфина можно записать в форме

Рис. 5.44. Амплитудная функция дельфина. $h/h_{xв}$ — относительная амплитуда колебаний различных точек тела дельфина, $h_{xв}$ — амплитуда колебания хвостовой лопасти дельфина, x/l — относительное расстояние от кончика носа дельфина.

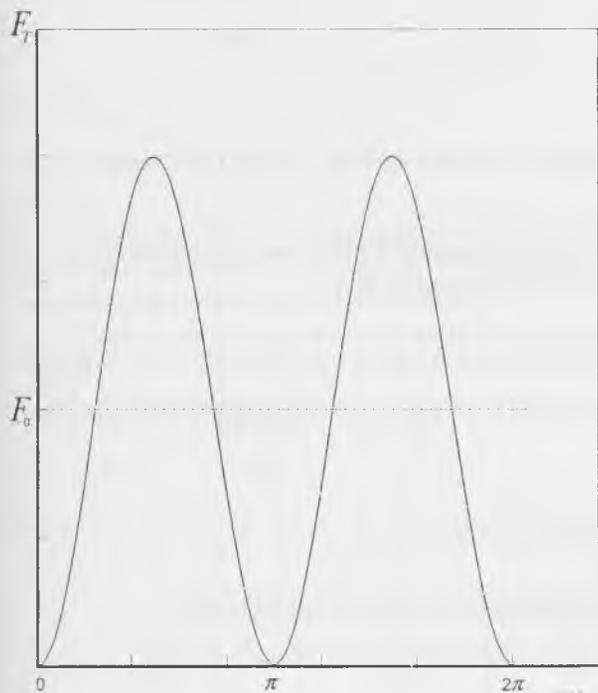
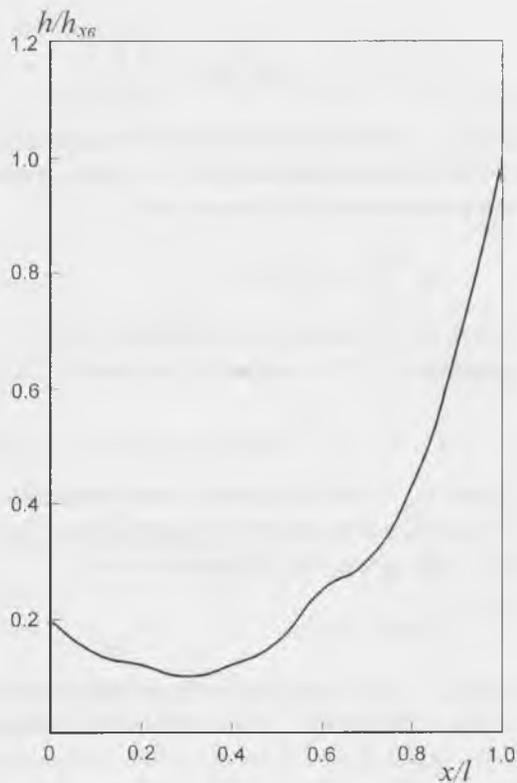


Рис. 5.45. Схематическое представление функции тяги дельфина.

$$F_T = F_0 \left[1 + \sin \left(2\omega t - \frac{\pi}{2} \right) \right], \quad (5.68)$$

где F_0 — среднее по времени за период колебания тела значение тяги, $\omega = 2\pi f$, f — частота биений хвоста, t — время. Уравнение движения тела дельфина вдоль горизонтальной оси имеет вид

$$m \frac{dU}{dt} + F_D = F_T. \quad (5.69)$$

Здесь m — масса тела дельфина, F_D — сила сопротивления воды движению животного, U — скорость движения. Силу сопротивления представим в виде

$$F_D = C_D \frac{\rho U^2}{2} S_b. \quad (5.70)$$

Здесь C_D — коэффициент сопротивления дельфина, ρ — плотность воды, S_b — площадь поверхности тела дельфина. Представим скорость движения дельфина U как сумму двух компонентов

$$U = U_0 + u, \quad (5.71)$$

где U_0 — постоянная составляющая скорости, u — пульсационная. Тогда уравнение движения (5.69) можно переписать в виде

$$\frac{d(U_0 + u)}{dt} + \frac{A}{m} (U_0^2 + 2U_0u + u^2) - \frac{F_T}{m} = 0, \quad (5.72)$$

где введено обозначение

$$A = C_D \frac{\rho S_b}{2}. \quad (5.73)$$

Приведенные выше экспериментальные данные позволяют считать, что

$$U_0 \gg u. \quad (5.74)$$

В режиме движения с постоянной средней скоростью U_0 средняя за период сила тяги уравновешивается силой сопротивления, т. е.

$$F_0 = C_D \frac{\rho U_0^2 S_b}{2}. \quad (5.75)$$

Учитывая условия (5.74) и (5.75), а также соотношение (5.68), получим окончательно

$$\frac{du}{dt} + \frac{2AU_0}{m} u - \frac{F_0}{m} \sin \left(2\omega t - \frac{\pi}{2} \right) = 0. \quad (5.76)$$

Это не что иное, как линейное дифференциальное уравнение вида

$$\frac{du}{dt} + p(t)u + q(t) = 0, \quad (5.77)$$

которое имеет следующее решение

$$u = e^{-\int p(t)dt} \left(C - \int q(t) e^{\int p(t)dt} dt \right). \quad (5.78)$$

Здесь

$$p(t) = \frac{2AU_0}{m} \quad (5.79)$$

и

$$q(t) = -\frac{F_0}{m} \sin\left(2\omega t - \frac{\pi}{2}\right). \quad (5.80)$$

Учитывая (5.79) и (5.80), решение (5.78) получим в виде

$$u = e^{-\left(\frac{2AU_0}{m}t + C_1\right)} \left[C - \frac{F_0 \left(\frac{2AU_0}{m}\right) \cos 2\omega t + 2\omega \sin 2\omega t}{\left(\frac{2AU_0}{m}\right)^2 + (2\omega)^2} e^{\left(\frac{2AU_0}{m}t + C_1\right)} + C_2 \right], \quad (5.81)$$

где C , C_1 и C_2 — постоянные интегрирования.

По прошествии достаточно большого времени пульсационная компонента скорости принимает вид

$$u = -\frac{F_0 \left(\frac{2AU_0}{m}\right) \cos 2\omega t + 2\omega \sin 2\omega t}{m \left[\left(\frac{2AU_0}{m}\right)^2 + (2\omega)^2\right]} \quad (5.82)$$

Для численной оценки пульсационной компоненты скорости по формуле (5.82) воспользуемся данными работы (Videler, Kamermans, 1985) для *Tursiops truncatus*, представленными в таблице 5.2.

Прежде всего оценим соотношение слагаемых в числителе и знаменателе второй дроби правой части соотношения (5.82):

$$\frac{2AU_0}{2m\omega} = \frac{C_D \rho S_b U_0}{2m\omega} = 0.0048. \quad (5.83)$$

Таблица 5.2. ПАРАМЕТРЫ ПЛАВАНИЯ ДЕЛЬФИНА *TURSIOPS TRUNCATUS* (по: VIDELER, KAMERMANS, 1985).

U_0 , мс ⁻¹	S_b , м ²	m , кг	f , Гц
2.35	2.16	232	1.1

Для коэффициента сопротивления мы приняли значение $C_D = 0.003$ (Romanenko, 1995a). Результат оценки (5.83) показывает, что первые члены в числителе и знаменателе правой части формулы (5.82) пренебрежимо малы по сравнению со вторыми членами и ими можно пренебречь. Тогда формула (5.82) принимает окончательный вид

$$u = -\frac{F_0 \sin 2\omega t}{m \cdot 2\omega} \quad (5.84)$$

Для численных оценок нас интересует амплитудное значение относительной величины пульсационной компоненты скорости, которую можно получить, разделив левую и правую части выражения (5.84) на U_0 и воспользовавшись соотношением (5.75):

$$\left| \frac{u}{U_0} \right| = \frac{C_D \rho U_0 S_b}{4m\omega} \quad (5.85)$$

Подставляя в эту формулу данные из таблицы 5.2, получим

$$\left| \frac{u}{U_0} \right| = 0.0024 \quad \text{или} \quad 0.24\% \quad (5.86)$$

Конечный результат свидетельствует о том, что пульсационная компонента скорости плавания дельфина очень мала и, по-видимому, не может быть обнаружена традиционными методами. Вероятно, именно по этой причине на приведенном выше графике (рис. 5.41а) не видно признаков гармонической пульсационной компоненты скорости плавания дельфина. Именуемую же нерегулярность (около $\pm 4\%$) следует отнести за счет погрешностей измерений.

Таким образом, обнаруженные некоторыми исследователями пульсационные компоненты скорости плавания дельфинов, достигающие величины 17–20% средней скорости, по-видимому, являются результатом неправильного выбора точки наблюдения на теле животного. Чтобы избежать подобных ошибок, необходимо выбирать точку наблюдения, во-первых, на средней линии животного и, во-вторых, в передней части его тела, предпочтительнее на расстоянии приблизительно 0.3 длины тела от кончика носа.

5.2. Методы и приборы для регистрации биогидродинамической информации

Биогидродинамическая информация может быть зарегистрирована либо с помощью телеметрической техники, либо с помощью автономных приборов, закрепляемых непосредственно на животном.

Телеметрическая техника получила широкое применение прежде всего в промышленности и в технических науках. Уже многие десятилетия телеметрическая техника применяется в нефтяной промышленности, метеорологии, космических исследованиях.

В биологии телеметрия стала применяться значительно позднее, причем прежде всего с целью прослеживания за миграциями животных. Получение же информации о физиологических параметрах животных стало возможным лишь в связи с развитием микроэлектронной техники.

Телеметрия может быть осуществлена двумя принципиально различными способами: посредством проводной связи между исследуемым объектом и исследовательской аппаратурой и путем беспроводной связи.

Первый способ является более простым, он доминирует при лабораторных исследованиях. Нередко, однако, применение проводной линии, соединяющей исследуемого с регистрирующей аппаратурой, приводит к довольно громоздким условиям наблюдений, особенно когда регистрируются те или иные процессы во время двигательной активности.

Беспроводная связь в большинстве случаев осуществляется с помощью радиоволн, реже используется акустическая связь и еще реже оптическая. Наиболее совершенным является способ радиотелеметрии. Он обеспечивает весьма широкие возможности, в частности исследователь может получать данные наблюдений непосредственно по ходу эксперимента. Разумеется, с технической стороны этот путь достаточно сложен, особенно если учесть необходимость специальных мер по устранению помех и искажений информации, которые в принципе могут возникать в связи с введением радиоканала.

Здесь уместно привести слова американского ученого Холтера, сказанные им на симпозиуме по биотелеметрии, состоявшемся в Нью-Йорке в 1962 г.: “При решении проблемы сотрудничества между физиками и биологами мне хотелось бы настоятельно призвать вас к тому, чтобы электронная аппаратура наилучшим образом соответствовала цели своего назначения в биологических экспериментах и была бы возможно более простой. Среди инженеров существует тенденция увлекаться блестящими схемными решениями, забывая о назначении разрабатываемой аппаратуры”. И еще: “Я предлагаю далее пользоваться телеметрией не ради самой телеметрии, но только в тех случаях, когда она действительно является наилучшим методом” (Холтер, 1965). К этому пожеланию трудно что-либо добавить.

В области биогидродинамики телеметрия делает свои первые шаги. Существуют буквально единицы работ, в которых в той или иной мере применяется телеметрическая техника. Здесь пока еще не грозит опасность чрезмерного увлечения телеметрией. Скорее наоборот, необходима самая широкая пропаганда этого метода исследования.

Метод регистрации биогидродинамической информации с помощью автономных приборов, закрепляемых на изучаемом объекте, вообще пока еще не имеет прецедентов. Это совершенно новый метод и весьма перспективный, если учесть быстрые темпы развития техники. Во всяком случае, наш опыт применения миниатюрных автономных магнитофонов для регистрации биогидродинамической, а также биоакустической информации непосредственно на животном принес свои плоды. Следует напомнить, что наши разработки относятся к

60–70-м годам 20-го века, когда современные запоминающие устройства еще не были созданы. Поэтому наши разработки сейчас имеют скорее историческую ценность, но поскольку с их помощью были получены научные материалы, мы считаем необходимым дать их подробное описание.

Прежде чем перейти к описанию конкретных разработок в этой области, изложим основные понятия из общей теории связи и теории информации, которые полезно знать всем, кто имеет дело с измерительной техникой, передачей, регистрацией и хранением информации.

5.2.1. Общие понятия

Понятие “информация” в известном смысле можно определить как сведения, которые являются объектом сбора, передачи, хранения и обработки (Общие понятия теории информации даны в том виде, как они сформулированы в книге “Биологическая телеметрия” под редакцией академика В.В. Парина, 1971 г.). Информация существует либо в статической форме, когда она сохраняется (в виде записей, изображений и т. д.), либо в динамической, когда она передается (в виде физических, биологических, химических и других процессов).

В 1927 г. предложена “количественная мера информации” или информационная емкость системы хранения или передачи информации, называемая “двоичной единицей”, или “битом”. Если ячейка, в которой хранится информация, имеет n возможных состояний, то две такие ячейки будут иметь n^2 , а m ячеек — n^m возможных состояний. Значит, между количеством ячеек и числом возможных состояний существует экспоненциальная зависимость. С учетом этого введена логарифмическая мера информационной емкости

$$C = \log N, \quad (5.87)$$

где N — число различных состояний системы. Эта мера отвечает требованию аддитивности, т. е. количество информации, сохраняемой в m одинаковых ячеек, в m раз больше, чем в одной ячейке. Действительно, информационная емкость системы, состоящей из m ячеек и имеющей $N = n^m$ состояний, равна емкости одной ячейки, умноженной на число ячеек

$$C = \log n^m = m \log n. \quad (5.88)$$

Если взять логарифм с основанием 2, то информационная емкость C будет представлять собой число элементарных двоичных ячеек, каждая из которых имеет два возможных состояния. Емкость такой простейшей двоичной ячейки получила название “двоичная единица”, или “бит”.

Заданная информационная емкость может быть заполнена различным количеством информации в зависимости от того, каким образом эта информация закодирована (представлена).

Информация может передаваться из одного пункта в другой при помощи системы связи, которая состоит из передатчика и приемника, соединенных друг

с другом линией связи. Линия связи — это либо провода, либо пространство, в котором распространяются световые, звуковые или радиоволны.

Совокупность сведений, которые должны быть переданы получателю, называют “сообщением”. Источником сообщения является отправитель (в биотелеметрической системе — это исследуемый живой организм вместе с наложенными на него датчиками). В передатчике сообщение преобразуется в соответствующий сигнал, который передается по линии связи к приемнику, где происходит обратное преобразование сигнала в сообщение.

Одной из основных характеристик системы связи является ее пропускная способность (или эффективность), т. е. количество информации, которое можно передать по данной системе в единицу времени при необходимой точности передачи.

В реальных условиях сообщение в процессе передачи по линии связи подвергается воздействию всякого рода помех. Поэтому система связи должна обладать способностью противостоять мешающему действию помех. Такая способность системы называется ее помехоустойчивостью.

По линии связи может быть одновременно передано несколько различных сообщений, причем каждое передается по своему каналу. Здесь под каналом подразумевается совокупность технических устройств, которые обеспечивают передачу данного сообщения по общей линии связи независимо от других одновременно передаваемых по этой же линии сообщений.

Таким образом, можно повысить эффективность системы связи, сделав ее многоканальной. Однако при этом возникает проблема разделения сигналов отдельных каналов, поскольку все сигналы передаются по одной линии связи.

По линии связи эффективно распространяется не всякий электрический процесс. По проводной линии, например, легко проходит постоянный ток или переменный низкочастотный ток, по радиолинии — только электромагнитные колебания достаточно высокой частоты. Поэтому для образования сигнала необходим так называемый переносчик, наиболее эффективно распространяющийся по данной линии связи. При радиопередаче таким переносчиком является несущая частота, электромагнитные колебания обычно синусоидальной формы, которые характеризуются определенными параметрами: амплитудой, частотой и фазой. Если параметры переносчика неизменны, то мы не можем передать никаких сведений. Поэтому необходимо изменить один из параметров переносчика в соответствии с сообщением, т. е. модулировать его. Такой переносчик, параметры которого модулируются, называется сигналом. Этот сигнал излучается антенной передатчика в пространство и распространяется к антенне приемника. В радиосвязи используют амплитудную (АМ), частотную (ЧМ) или фазовую (ФМ) модуляцию.

В качестве переносчика может быть также использована последовательность импульсов постоянного тока. При этом соответственно изменениям параметров последовательности (амплитуды, частоты повторения, длительности импульсов) различают амплитудно-импульсную (АИМ), фазовую импульсную

модуляцию (ФИМ), модуляцию по длительности импульсов (ДИМ). Есть еще так называемая кодово-импульсная модуляция (КИМ) при которой различные дискретные значения функции сообщения передаются посредством различных комбинаций импульсов — кодовых групп. Если в качестве переносчика используется последовательность радиочастотных импульсов, то, кроме модуляции по амплитуде, длительности и частоте следования этих импульсов, можно осуществить модуляцию и самой несущей частоты. Таких сложных видов модуляции существует большое количество. Условно они обозначаются двумя группами букв, первая из которых обозначает способ модуляции вспомогательного колебания (поднесущей), а вторая — способ модуляции несущей частоты колебаниями поднесущей. Например, частотная модуляция поднесущей при частотной модуляции несущей обозначается ЧМ—ЧМ, амплитудная модуляция поднесущей при частотной модуляции несущей — АМ—ЧМ и т. д. С точки зрения простоты системы, требуемой входной мощности и надежности наилучшей является система ЧМ—ЧМ. Следует отметить, что системы с ЧМ обладают существенным недостатком: сигналы ниже некоторого порогового значения сильно искажаются из-за паразитной АМ в связи с интерференционным характером поля передатчика.

Рассмотрим взаимосвязь между характеристиками сигнала и канала связи, по которому он должен быть передан. Для удобства сигнал характеризуют его объемом

$$V_c = T_c F_c H_c, \quad (5.89)$$

где T_c и F_c — соответственно длительность и частотный спектр сигнала:

$$H_c = \log \frac{P_c}{P_n}, \quad (5.90)$$

P_c и P_n — соответственно средняя мощность сигнала и помехи.

Аналогично можно характеризовать и канал связи. Емкость канала связи

$$V_k = T_k F_k H_k. \quad (5.91)$$

Очевидно, что условие передачи сигнала будет

$$V_k \gg V_c. \quad (5.92)$$

Отсюда можно сделать вывод, что для согласования сигнала с каналом связи можно изменять его отдельные характеристики так, чтобы объем сигнала не изменялся, например, увеличив время передачи, можно тем самым сократить требуемую полосу частот и т. д. Для этого применяются различные способы кодирования.

Кодирование — это процесс преобразования сообщения (информации) из одной формы в другую с целью решения определенной задачи. В технике связи кодирование применяется с целью создания технически рациональных и экономичных условий для передачи сообщения. Код — это некоторый закон или сис-

тема правил преобразования сообщения из одной формы в другую. Разработано и исследовано большое количество различных методов кодирования.

Практически важной характеристикой канала связи является его предельная пропускная способность или емкость C , т. е. количество информации, которое может быть передано по каналу связи с бесконечно малой вероятностью ошибки

$$C = F_k \log \left(1 + \frac{P_c}{P_n} \right) \text{ дв. ед./сек.} \quad (5.93)$$

Из этой формулы видно, что с увеличением мощности сигнала и полосы частот канала увеличивается предельная пропускная способность или максимальная скорость передачи сообщения. Для канала с очень высоким уровнем помех ($P_n \gg P_c$) его емкость и максимальная скорость передачи близки к нулю. Однако такой канал имеет пропускную способность, хотя и значительно уменьшенную. Применяя специальные методы накопления, корреляции и кодирования, можно использовать и этот канал. Но реализовать канал с неограниченной пропускной способностью практически невозможно, из-за наличия разнообразных погрешностей в приемо-передаточной аппаратуре.

Особенностью многоканальной системы связи является то обстоятельство, что на приемном конце линии связи имеется устройство для разделения сигналов, соответствующих различным каналам.

Разделение каналов — это по существу выделение сигнала на фоне помех (помехой в этом случае является сигнал соседнего канала). Наиболее распространенными являются методы частотного и временного разделения каналов.

Любой сигнал имеет ограниченный частотный спектр. Каждый приемник должен содержать частотный фильтр, пропускающий только спектр частот своего сигнала. Такое разделение и называется частотным.

В системе с временным разделением каналов линия связи поочередно предоставляется для передачи разных сигналов. Осуществляется это в передатчике с помощью специального коммутатора (переключателя). Аналогичный коммутатор на приемном конце, работающий синхронно (с той же скоростью) и синфазно с первым, разделяет сигналы различных каналов.

При многоканальной передаче всегда есть опасность взаимного влияния каналов друг на друга. Это то, что называют взаимными помехами.

В случае частотного разделения частоты соседних каналов, проходя через частотный фильтр данного канала, оказывают мешающее действие при приеме полезной информации. Для ослабления этих помех между каналами предусматривают так называемые “защитные” частотные полосы.

При временном разделении каналов причиной взаимных помех является своего рода “инерционность линии связи”. Дело в том, что любая линия связи содержит элементы, способные накапливать электрическую энергию — это индуктивности и емкости. Наличие этих элементов приводит к искажению формы

передаваемого сигнала, поскольку энергия, накопленная в линии от данного сигнала суммируется с энергией сигналов соседних каналов.

Перейдем к рассмотрению конкретных телеметрических разработок, нашедших применение в биогидродинамических исследованиях.

5.2.2. Телеметрия в биогидродинамике

Возможность создания автономной телеметрической аппаратуры, которую можно укрепить на дельфине или другом животном примерно таких же размеров, появилась лишь с развитием микроэлектронной техники.

Выбор метода телеметрии определяется характером информации, которую необходимо передать с помощью телеметрической аппаратуры и условиями передачи информации.

Описываемая аппаратура (Янов, Романенко, 1972) предназначена для передачи информации о структуре пограничного слоя дельфина и о скорости потока, обтекающего тело. Информация о скорости потока может считаться узкополосной (до 50–100 Гц), информация же о пульсациях давления или скорости широкополосной (до 1–2 кГц) при скоростях движения дельфина до 5–10 мс⁻¹. Кроме того, целесообразно иметь информацию о скорости потока, обтекающего тело дельфина, и структуре пограничного слоя не в одной, а в нескольких точках поверхности его тела.

Что касается условий передачи информации с дельфина, находящегося в пределах ограниченной акватории (типа сетчатого коридора), то они позволяют выбрать радиотокковый канал связи, отличающийся малым радиусом действия, но зато не подверженный воздействию реверберационных помех, характерных для акустического канала связи.

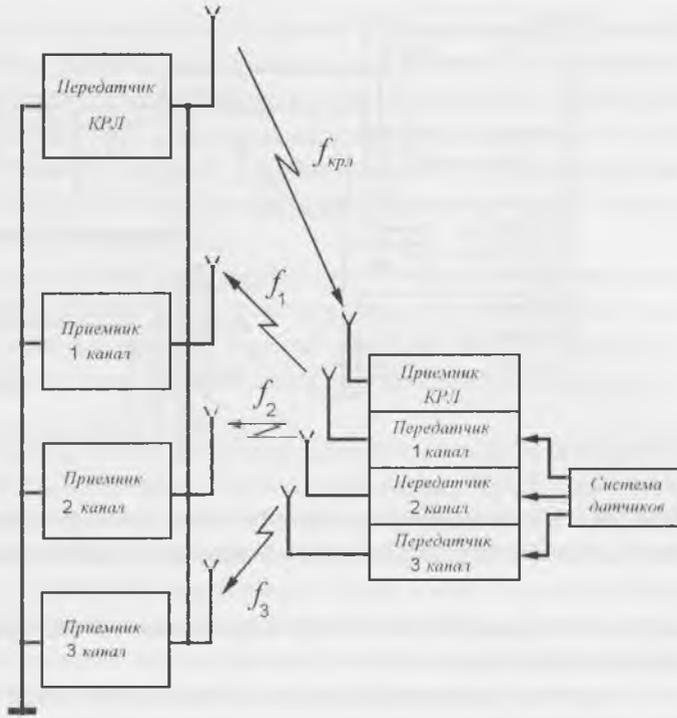
Необходимость связи на короткие расстояния (в пределах сетчатого коридора) при наличии в основном сравнительно узкополосных активных помех (близлежащих по частоте радиостанций, радиомаяков и т. п.) позволяет выбрать амплитудный вид модуляции несущей частоты автономного передатчика.

С учетом описанного характера полезной информации и условий связи была создана многоканальная телеметрическая автономная радиоаппаратура, позволяющая регистрировать следующие параметры: 1) скорость потока, обтекающего тело дельфина, одновременно в трех точках; 2) пульсации давления (или скорости) также одновременно в трех точках; 3) частоту изгибных колебаний тела дельфина; 4) частоту выдохов–вдохов.

Одновременно с перечисленными параметрами передаются три калибровочных сигнала, позволяющих измерять абсолютное значение пульсаций давления или скорости при известной чувствительности приемников пульсаций. Кроме того, калибровочные сигналы позволяют контролировать канал связи, а также исправность аппаратуры и ее готовность к работе.

Аппаратура имеет три радиопередатчика, работающих на несущих частотах $f_1 = 106.85$; $f_2 = 148.75$ и $f_3 = 161$ кГц. Несущие модулируются по ампли-

Рис. 5.46. СХЕМА РАДИОТЕЛЕМЕТРИЧЕСКОЙ СВЯЗИ. ОБОЗНАЧЕНИЯ В ТЕКСТЕ.



туде шумовым сигналом, поступающим с приемников пульсаций давления или скорости (в полосе 20–1500 Гц), и сигналом калибровки амплитуды (2 кГц). Глубина модуляции несущей калибровочным сигналом — 6%.

Для передачи информации о скорости обтекающего потока и частоте изгибных колебаний тела дельфина используются по две поднесущих в каждом передатчике. Первой поднесущей служит калибровочный сигнал (2 кГц), амплитудно-импульсно манипулируемый (АИМ) второй поднесущей, роль которой выполняет последовательность импульсов типа меандр. Частота повторения меандра (до 100 Гц) несет информацию о скорости обтекания и частоте (до 2–3 Гц) изгибных колебаний тела дельфина. При этом происходит частотно-импульсная модуляция (ЧИМ) второй поднесущей. Амплитудно-импульсная модуляция (АИМ) первой поднесущей импульсами типа меандр позволяет ей, оставаясь сигналом калибровки, нести низкочастотную (до 100 Гц) информацию о скорости обтекающего потока в области частоты первой поднесущей (2 кГц), находящейся вне полосы шумового сигнала пульсаций давления или скорости (20–1500 Гц).

Выходная мощность радиопередатчиков в режиме молчания на сопротивлении 10 Ом равна 50 мВт. Аппаратура может работать в непрерывном и ждущем режимах. Длительность работы в непрерывном режиме 1–1.5 часа, в ждущем 50–100 час. Управление работой радиопередатчиков в ждущем режиме осуществляется по командной радиолнии (КРЛ) с помощью передатчика (стан-

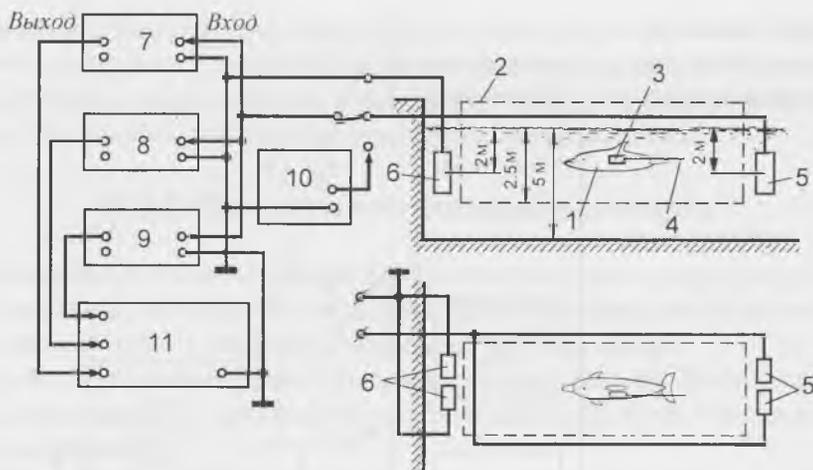


Рис. 5.47. Схема использования аппаратуры многоканальной системы для измерения гидродинамических параметров дельфина. Обозначения в тексте.

дартный генератора типа ГЗ-33) и приемника, вмонтированного в корпус автономного комплекса.

Частота управляющих радиосигналов командной радиолинии составляет 185 кГц, потребляемый ток в ждущем режиме 1.5 ма, в непрерывном режиме 200 ма, аппаратура питается от автономных источников питания (аккумуляторные батареи типа 7Д-0.1).

Объем аппаратуры с источником питания равен 400 см³, с герметизирующим футляром 500 см³.

Масса аппаратуры без источников питания равна 500 г, с источником питания 700 г, с герметизирующим футляром 1000 г (в воздухе).

Прием сигналов передатчиков осуществляется с помощью трех стандартных радиоприемников типа "Волна-К", каждый из них настроен на одну из несущих. Полоса пропускания радиоприемников (6 кГц) обеспечивает неискаженный прием полезной информации

Рассмотрим работу схемы телеметрической связи (рис. 5.46). В том случае, когда необходимо длительно следить за поведением животного, передатчики всех трех каналов полезной информации обычно выключены. Включен лишь приемник командной радиолинии (КРЛ), входящий в состав автономной аппаратуры и потребляющий очень мало энергии. При необходимости дистанционного включения передатчиков с берега по радиотокеровому каналу в течение 2–3 с подается тон-сигнал с частотой 185 кГц ($f_{крл}$) генератора ГЗ-33, служащего передатчиком командной радиолинии. Приемник КРЛ принимает тон-сигнал и включает передатчики (закрывает цепь их питания) на 20–25 с, в течение которых осуществляется передача на берег полезной информации на трех несущих частотах (f_1, f_2, f_3). Эта информация регистрируется радиоприемниками ("Волна-К") с последующей записью на многоканальный магнитофон.

При исследовании гидродинамики дельфинов в условиях ограниченной акватории аппаратуру целесообразно использовать не в ждущем, а в непрерывном режиме, так как весь эксперимент занимает не более 1 часа. При этом приемник командной радиолинии КРЛ выключен, передатчики подключены к источнику питания и непрерывно передают, а радиоприемники непрерывно принимают информацию, поступающую с измерителей скорости потока и приемников пульсаций давления или скорости.

Система измерителей полезной информации включает три приемника пульсаций давления или скорости пьезоэлектрического типа и три измерителя скорости потока типа вертушки. На рис. 5.47 изображена схема использования аппаратуры многоканальной системы для измерения гидродинамических параметров дельфинов.

Дельфин 1 находится в сетевом коридоре 2 длиной 75–120 м, шириной 3 м и глубиной 2–3 м. Система датчиков и автономная аппаратура 3 укреплены на дельфине. Излучающие антенны трех автономных передатчиков полезной информации и антенна приемника командной радиолинии в виде четырех тонких (диаметром 1.2 мм) проводов 4 тянутся вслед за автономным комплексом во время движения дельфина. Антенны находятся в электрическом контакте с водой. Для этого концы проводов на участке протяженностью 20–30 мм оголены. На остальном участке (от передатчика до оголенного места) антенны изолированы от воды. Заземляющим полюсом излучающих антенн служит металлический корпус автономного комплекса. Все антенны имеют различную длину (1.5–2.5 м) для того, чтобы они не соприкасались оголенными участками и не нарушали работу передатчиков. Приемной антенной каналов полезной информации (и одновременно передающей антенной командной радиолинии) служат растянутые по периметру коридора изолированные от воды провода, на одном конце которых припаяны металлические листы 5, находящиеся в электрическом контакте с водой. Заземлением являются металлические листы 6, расположенные в другом конце коридора и также находящиеся в электрическом контакте с водой. К антенне подключено три радиоприемника 7–9, настроенные на соответствующие несущие частоты, а также передатчик командной радиолинии 10 на время излучения (2–3 с) запускающего тон-сигнала. Полезная информация с выходов приемников записывается на многоканальном магнитофоне 11.

На рис. 5.48 показана функциональная блок-схема телеметрического комплекса, имеющего три идентичных передатчика полезной информации и приемник КРЛ. Каждый передатчик состоит из трех функциональных цепей:

- 1) цепи формирования несущей, амплитудной модуляции ее сигналом полезной информации и усилением по мощности.
- 2) цепи предварительного усиления, ограничения шумового сигнала пульсаций давления или скорости и суммирования его с сигналом калибровки амплитуды;
- 3) системы измерения скорости обтекания, в которой используется дополнительная ЧИМ-АИМ модуляция сигнала калибровки амплитуды.

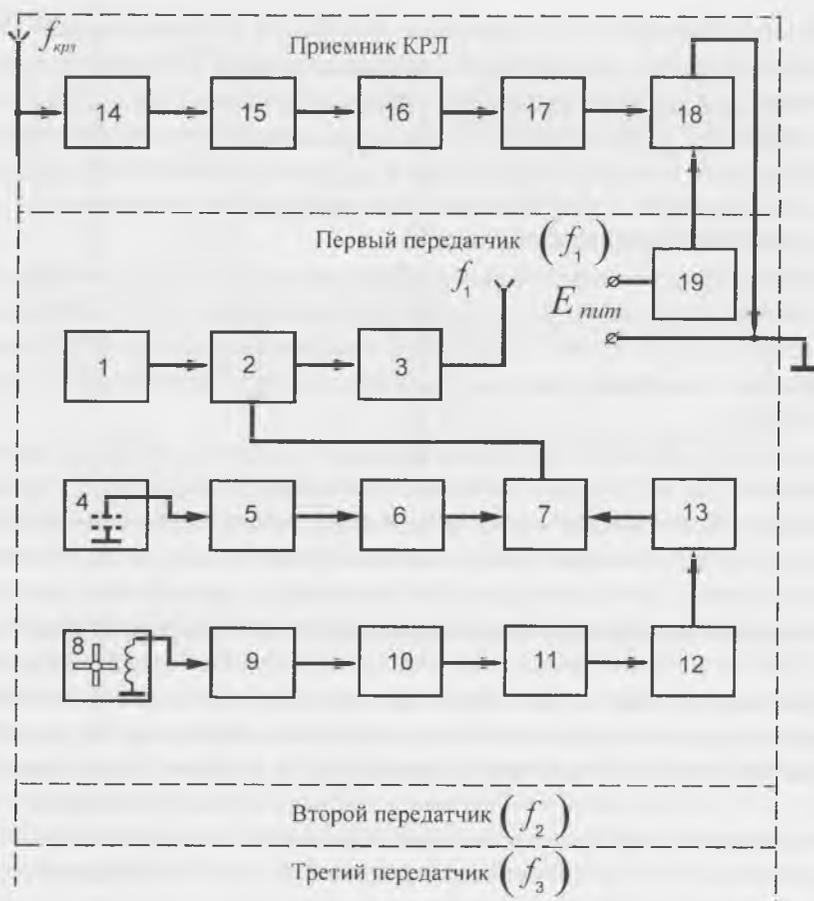


Рис. 5.48. Функциональная блок-схема радиотелеметрического комплекса. Обозначения в тексте.

Синусоидальные колебания, генерируемые задающим генератором 1, через согласующий каскад, поступают на амплитудный модулятор 2, где модулируются низкочастотным сигналом полезной информации (суммарный сигнал пульсаций давления или скорости и ЧИМ-АИМ сигнал калибровки амплитуды). Амплитудно-модулированная (АМ) несущая с модулятора подается на усилитель мощности 3 и далее излучается в морскую воду.

Шумовой сигнал пульсаций давления или скорости поступает от пьезоэлектрического емкостного датчика 4 на вход предварительного усилителя 5, обладающего высоким входным сопротивлением (порядка сотен мегом) и малым уровнем собственных шумов (порядка единиц мкВ в полосе 20–2000 Гц).

Усиленный сигнал пропускается через фильтр нижних частот 6 с верхней частотой среза 1500 Гц и далее линейно суммируется в сумматоре 7 с ЧИМ-АИМ сигналом калибровки амплитуды.

Набегающий поток воды во время движения дельфина вращает лопасти вертушки 8, в одной (или двух) из которых укреплен ферритовый постоянный магнит. При этом в обмотке вертушки генерируются электрические импульсы, частота повторения которых несет информацию как о скорости набегающего потока воды, так и о низкочастотных колебаниях тела дельфина во время его активного движения. Импульсы вертушки усиливаются усилителем 9, дифференцируются и формируются блокинг-генератором 10. В дальнейшем они поступают на преобразователь сигнала, несущего информацию о скорости обтекания, в качестве которого используется триггер со счетным входом 11. Импульсы триггера (меандр) управляют работой генератора сигнала калибровки амплитуды — симметричного автоколебательного мультивибратора 12 (с частотой повторения 2 кГц) осуществляя амплитудно-импульсную модуляцию его сигнала. Далее, ЧИМ-АИМ сигнал калибровки амплитуды подается на фильтр верхних частот 13, убирающий постоянную составляющую и низкочастотную часть спектра (до 50–100 Гц) сложного ЧИМ-АИМ сигнала калибровки из полосы шумового сигнала пульсаций давления или скорости. С фильтра верхних частот сигнал калибровки поступает на сумматор 7.

Тон-сигнал с частотой 185 кГц, управляющий работой передатчиков, поступает с приемной антенны на резонансный усилитель радиочастоты 14, затем на усилитель-ограничитель 15 и на диодный детектор 16. С детектора сигнал в виде некоторого постоянного напряжения подается на схему реле времени 17 и далее на ключевую схему 18, открывая ее. При этом плюс батареи питания ($+E_{пит}$) подается через открытую ключевую схему на корпус автономного комплекса, и передатчики трех каналов полезной информации начинают работать. Время работы автономных передатчиков определяется задержкой реле времени после окончания подачи тон-сигнала передатчика КРЛ (20–25 с).

Конструктивно схема автономного комплекса выполнена в микромодульном функциональном исполнении (каждый модуль — функциональная единица) с использованием объемного монтажа.

5.2.3. Магнитофоны для подводной записи

Одна из основных методических проблем, стоящих перед исследователями, изучающими такие биологические объекты, как рыбы, китообразные и ластоногие, заключается в получении информации о параметрах их жизнедеятельности вообще и о биогидродинамических параметрах в частности в условиях естественного обитания или близких к таковым. В литературе описаны телеметрические устройства (Шакало, 1972; Янов, Романенко, 1972), позволяющие решать эту задачу. Но каждое из таких устройств обладает своими недостатками: использование кабельной связи для передачи информации сковывает движения животного, передача информации по радиоканалу сопряжена с известными сложностями ее кодирования и декодирования. Кроме того, радиус действия в этом случае весьма ограничен.

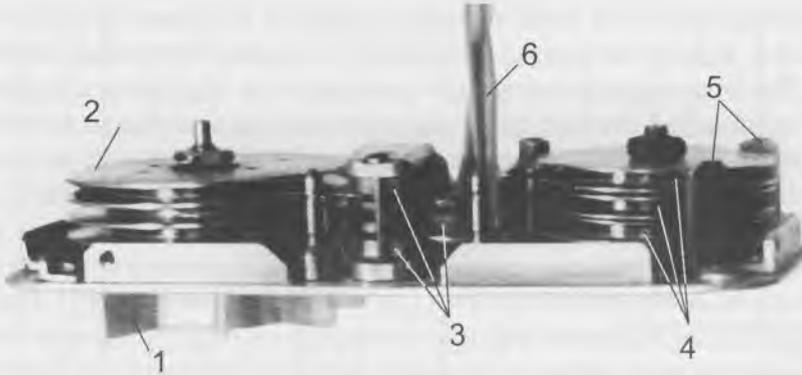


Рис. 5.49. Механизм протяжки звуконосителей (первый вариант). Обозначения в тексте.

В конечном же итоге для регистрации информации служит, как правило, магнитофон.

Поэтому возникает вопрос, нельзя ли обойтись без каналов передачи информации и регистрировать информацию, поступающую с датчиков, непосредственно на магнитофон, размещаемый на изучаемом объекте.

Нами разработаны три варианта многоканального магнитофона, закрепляемого непосредственно на животном и предназначенного для записи под водой полезной информации прямо с датчиков в достаточно широкой полосе частот. Запись производят с помощью стандартных записывающих головок либо одновременно на несколько стандартных проволочных звуконосителей, либо на один звуконоситель с частотным разделением каналов.

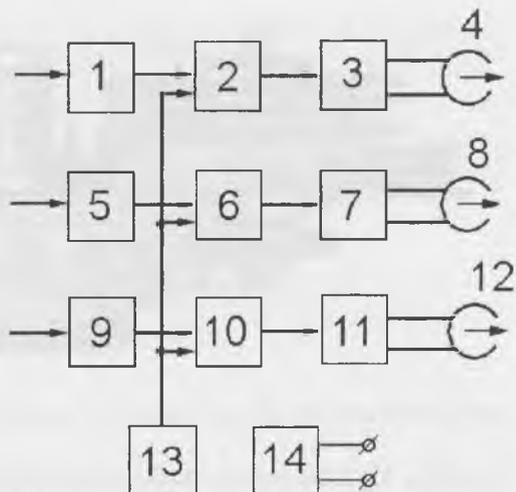
Следует подчеркнуть, что описываемые разработки относятся к началу семидесятых годов. Но так как оригинальные результаты по гидродинамике дельфинов были получены в те же годы, считаем необходимым дать описание регистрирующих приборов. В настоящее время существуют значительно более совершенные способы регистрации информации.

Первый вариант трехканального магнитофона выполнен максимально облегченным и экономичным. Характерной его особенностью является то, что механизм протяжки звуконосителя в нем не герметизирован и свободно промывается водой. Кроме того, он не имеет электродвигателя, а протяжка осуществляется с помощью турбины, приводимой во вращение набегающим потоком воды. Это позволило создать максимально облегченную конструкцию. Емкость каждой из трех кассет, заряжаемых в магнитофон, составляет около 1500 м проволочного звуконосителя.

Время непрерывной записи при скорости записи $1.5-2 \text{ мс}^{-1}$ — около 15 мин.

Недостатком этого варианта магнитофона является то, что он работает только в том случае, если животное движется. Поэтому он может быть применен лишь в решении тех задач, которые так или иначе связаны с движением животного, в частности при регистрации биогидродинамической информации.

Рис. 5.50. Блок-схема усилителей записи. Обозначения в тексте.



На рис. 5.49 показан механизм протяжки звуконосителей. Здесь 1 — турбина, сидящая на оси трехсекционной приемной кассеты 2, 3 — три герметичные головки записи, 4 — три подающие кассеты с проволочным звуконосителем, 5 — подтормаживающие стойки, 6 — экранированные провода, подводящие ток подмагничивания и полезный сигнал к головкам записи.

Механизм работает следующим образом. Набегающий поток воды (при движении животного) вращает турбину 1. Турбина полуприкрыта крышкой для того, чтобы поток воды воздействовал только на лопасти, выступающие из-под крышки. Турбина вращает трехсекционную приемную кассету 2, которая наматывает на себя звуконосители, протаскивая их в рабочих зазорах головок записи 3. При этом три подающие кассеты 4 слегка подтормаживаются на стойках 5, создавая необходимое натяжение звуконосителей.

В рабочем состоянии весь механизм прикрыт крышкой (на рисунке не показана) для предохранения от механических повреждений. Крышка перфорирована, так что вода свободно проникает в механизм. Ввиду того что звуконосители и головки записи изготовлены из некоррозирующих материалов, кратковременное пребывание их в морской воде не приводит к ухудшению качества записи.

Термин “трехканальный магнитофон”, примененный по отношению к описываемому магнитофону, не совсем удачен. Точнее, магнитофон следовало бы назвать “строенным”, так как в одной компоновке смонтированы три магнитофона, имеющие единую систему протяжки звуконосителей.

На рис. 5.50 показана блок-схема усилителей записи. Полезные сигналы с датчиков поступают на входы трех идентичных усилителей напряжения 1, 5 и 9, затем на входы сумматоров 2, 6 и 10, на которые подается также один и тот же опорный синусоидальный сигнал с генератора 13. В сумматоре полезный и опорный сигналы линейно суммируются и далее усиливаются усилителями мощно-

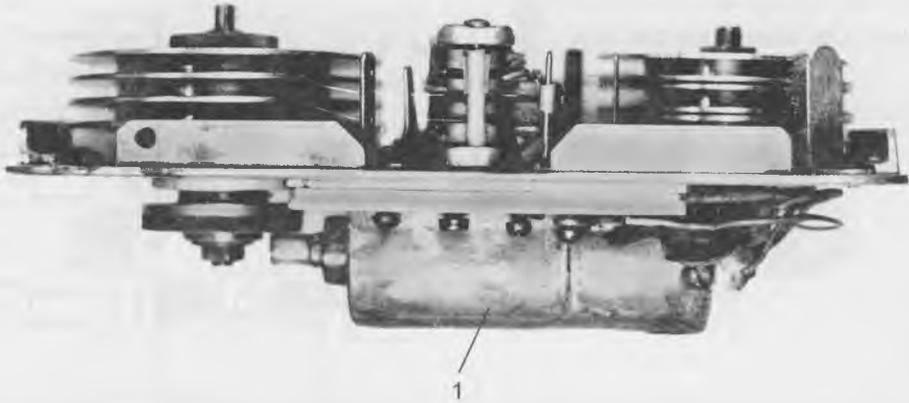


Рис. 5.51. Механизм протяжки звуконосителей (второй вариант). 1 — электродвигатель. Остальные обозначения на рис. 5.50.

сти 3, 7 и 11, к выходам которых подключены записывающие головки 4, 8 и 12. Подмагничивание осуществляется постоянным током. Схемы питаются от стабилизированного источника 14.

Назначение опорного сигнала состоит в том, чтобы синхронизировать записи полезных сигналов на трех независимых звуконосителях. Кроме того, опорный сигнал, частота которого постоянна и известна, позволяет достаточно точно определять скорость записи каждого участка фонограммы при известной скорости воспроизведения. Дело в том, что скорость протяжки звуконосителей, определяемая скоростью набегающего потока воды, вообще говоря, непостоянна и зависит от скорости плавания животного.

Опорный сигнал составляет 2–3% от максимального полезного сигнала.

Полоса записываемых частот определяется скоростью протяжки звуконосителя и при скорости в 3 мс^{-1} составляет 100 Гц – 120 кГц. Широкая полоса рабочих частот позволяет регистрировать не только пульсации скорости и давления, но и акустическую компоненту шумов обтекания.

Частота опорного сигнала — 1230 Гц.

Как уже указывалось ранее, этот вариант магнитофона разработан максимально упрощенным. Он неуправляем в процессе работы. Скорость записи непостоянна. Перечисленные недостатки отсутствуют у второго варианта магнитофона.

Второй вариант отличается от первого, во-первых, наличием электродвигателя, что обеспечивает относительное постоянство скорости протяжки звуконосителей и возможность работы с неподвижным животным, во-вторых, наличием системы дистанционного управления по радио работой магнитофона. Последнее обстоятельство позволяет вести запись не всей информации, а выборочно, по желанию экспериментатора в нужные моменты времени. В промежутках между интервалами записи вся система находится в

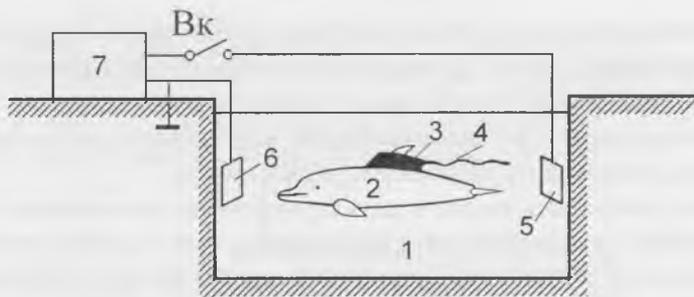


Рис. 5.52. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА. ОБОЗНАЧЕНИЯ В ТЕКСТЕ.

дежурном экономичном режиме и готова к включению по радиокоманде экспериментатора.

Кинематическая схема второго варианта магнитофона ничем не отличается от первого варианта, только вместо турбины, приводимой во вращение набегающим потоком воды, применен электродвигатель типа ДПМ-25 с фрикционным редуктором, согласующим обороты двигателя и ведущей трехсекционной кассеты. На рис. 5.51 показан второй вариант магнитофона.

Применение электродвигателя позволило увеличить скорость протяжки звуконосителей до $3-4 \text{ мс}^{-1}$, обеспечить ее стабильность и улучшить качество записи в полосе частот $100 \text{ Гц} - 120 \text{ кГц}$.

Усилители записи использованы такие же, как и в предыдущем варианте. Электронная часть магнитофона дополнена схемой дистанционного управления включением питания электродвигателя и усилителей записи, а также схемой реле времени, задающего время работы магнитофона после включения.

Схема эксперимента с применением дистанционного управления работой магнитофона показана на рис. 5.52: в водоеме 1 плавает дельфин (или другое животное) 2, на котором укреплен магнитофон 3 со схемой дистанционного управления, ко входу которой подключена приемная антенна 4. В воде водоема расположена излучающая антенна 5 в виде металлической пластины, находящейся в электрическом контакте с водой, и заземленная пластина 6. Излучающая антенна подключена к генератору 7 через ключ. В нужный момент времени замыкают ключ Вк и на пластину 5 подают напряжение с частотой 150 кГц и амплитудой в несколько вольт. К этому моменту времени схема магнитофона включена в дежурный режим. При включении радиокомандного сигнала в воде водоема создается радиотокковое поле, природа которого пока еще не очень ясна, но которое создает в приемной антенне 4 электрическое напряжение той же частоты и вполне достаточной величины для срабатывания схемы включения магнитофона. Следует отметить, что таким способом может быть достигнута уверенная связь между излучающей и приемной антеннами, если они разнесены на расстояние в несколько десятков метров.

Время рабочего режима 8 с. Оно может быть регулируемо при наладке в широких пределах.

Воспроизведение записанных фонограмм осуществляют на усовершенствованном магнитофоне МП-61. Усовершенствование состоит в том, что в магнитофоне МП-61 используют специально разработанный усилитель воспроизведения с низкочастотной и высокочастотной коррекциями, позволяющими без искажений воспроизводить записанную информацию.

Как уже говорилось выше, в регистрирующем магнитофоне применено подмагничивание звуконосителей постоянным током в целях упрощения схемы. Это несколько сужает динамический диапазон записи, который в данном случае составляет всего 30–35 дБ. Однако наличие в единой компоновке трех магнитофонов позволяет при желании зарегистрировать сигналы в динамическом диапазоне примерно в 100 дБ. Для этого один и тот же датчик полезного сигнала подключают сразу к трем каналам записи, а коэффициенты усиления усилителей записи устанавливают такими, чтобы втрое перекрыть динамический диапазон одного канала записи. Тогда на одном звуконосителе будут записаны самые слабые сигналы (сильные же сигналы будут искажены). На другом будут записаны средние сигналы, а на третьем — сильные (слабые и средние сигналы на третьем звуконосителе при этом будут записаны слабо).

Третий вариант магнитофона разработан максимально компактным. Усилители записи и источники питания в отличие от предыдущих вариантов смонтированы в одной компоновке с механизмом протяжки звуконосителя. Магнитофон может работать в двух режимах: как двухканальный с регистрацией полезной информации в полосе частот от 20 Гц до 8 кГц (специально для регистрации пульсаций скорости и давления при биогидродинамических исследованиях) и как одноканальный с регистрацией информации в полосе частот от 20 Гц до 120 кГц (для регистрации как пульсаций скорости и давления, так и акустической компоненты). При первом режиме скорость протяжки звуконосителя равна 1.5 мс^{-1} , при втором режиме — 3 мс^{-1} . Ввиду того что в первом режиме работы информация, поступающая по обоим каналам, регистрируется на один звуконоситель (стандартную магнитную проволоку), такой магнитофон позволяет проводить пространственно-корреляционные измерения.

Рассмотрим более подробно работу магнитофона в первом режиме. Информация, поступающая в первый канал, записывается непосредственно на звуконоситель в полосе частот 20 Гц – 8 кГц. Информация, поступающая во второй канал, модулирует по частоте напряжение, генерируемое специальным мультивибратором, которое и записывается на звуконоситель. Это напряжение, являющееся носителем информации, имеет частоту 20 кГц, меняющуюся в результате модуляции на величину $\pm 8 \text{ кГц}$. Таким образом, запись информации по двум каналам осуществляется в общей полосе частот от 20 Гц до 28 кГц двумя поддиапазонами: 20 Гц – 8 кГц и 12 кГц – 28 кГц, разделенными промежутком в 4 кГц.

Уровень записи несущей 20 кГц составляет 5–10% от максимального уровня записи. Это приводит к сужению динамического диапазона записи информации по первому каналу, который составляет всего около 25 дБ. Динамический

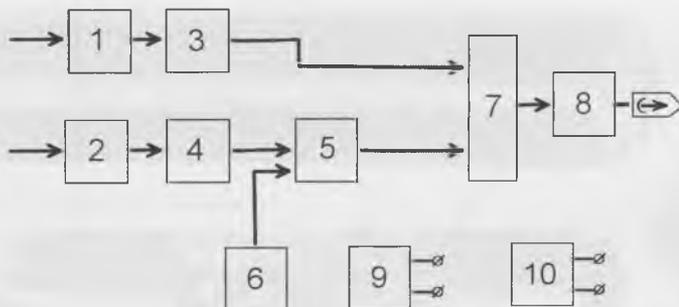


Рис. 5.53. Блок-схема усилителей записи третьего варианта магнитофона. 1, 2 — усилители напряжения, 3, 4 — фильтры, 5 — частотный модулятор, 6 — генератор, 7 — сумматор, 8 — усилитель мощности, 9, 10 — источники питания.

диапазон по второму каналу составляет около 35 дБ. Несущая служит одновременно опорным сигналом, позволяющим контролировать скорость записи и исправность отдельных узлов магнитофона.

На рис. 5.53 приведена блок-схема усилителей записи. Полезные сигналы с приемников пульсаций поступают на входы двух идентичных усилителей напряжения 1 и 2, затем на входы фильтров 3 и 4 с частотой среза 8 кГц. Напряжение с фильтра 3 поступает непосредственно на сумматор, а с фильтра 4 на частотный модулятор 5, в котором осуществляется модуляция несущей частоты мультивибратора 6. С частотного модулятора напряжение поступает на сумматор 7. Суммированное напряжение через усилитель мощности 8 поступает на записывающую головку. Источники питания 9 и 10 осуществляют раздельное питание каналов. Питание усилителя мощности осуществляется от источника питания первого канала.

Воспроизведение фонограмм производят на магнитофоне МН-61 через специальные усилители. Усилитель воспроизведения первого канала обычный и имеет полосу, ограниченную сверху частотой 8 кГц. Усилитель воспроизведения второго канала содержит полосовой фильтр, выделяющий полосу 12–28 кГц. Выход усилителя подключен к демодулятору.

При работе магнитофона во втором режиме полезная информация поступает на первый канал, усилитель записи которого в этом случае не имеет ограничений на частоте 8 кГц, а обеспечивает запись до 120 кГц. От второго канала отключается источник питания и включается последовательно с источником питания электродвигателя, увеличивая тем самым напряжение на нем и обеспечивая скорость протяжки звуконосителя до 3 м/с. Магнитофон также снабжен системой дистанционного управления его работой по радио.

Вес магнитофона в воздухе составляет 900 г, объем около 500 см³. Объем кассеты — 750 м стандартного проволочного звуконосителя (диаметр проволоки 50 мкм). На рис. 5.54а и б показаны соответственно магнитофон без кожуха и внешний вид магнитофона.

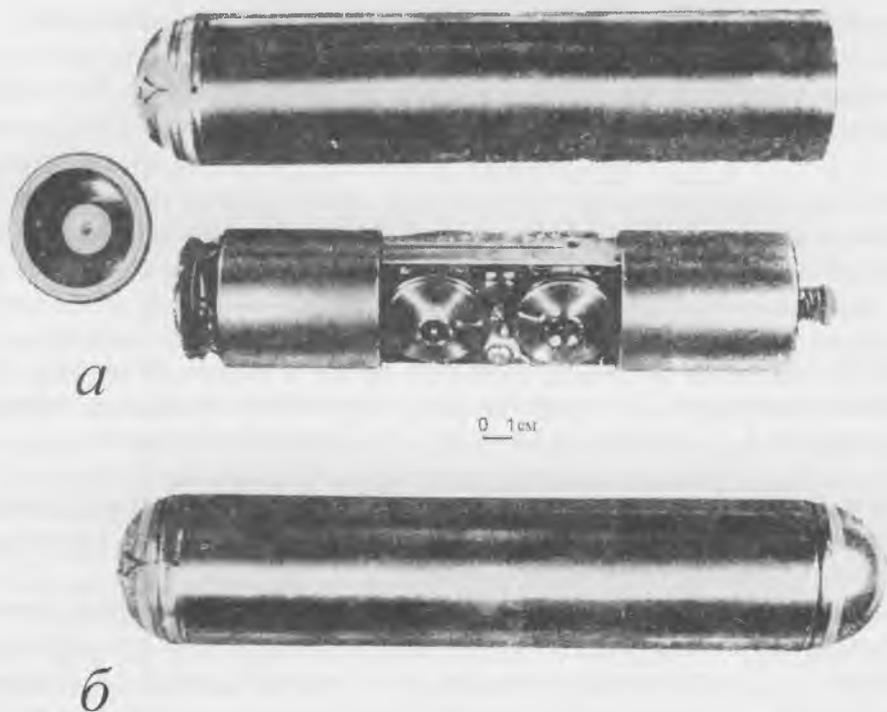


Рис. 5.54. Общий вид третьего варианта магнитофона. Обозначения в тексте.

5.2.4. Способы крепления измерительной аппаратуры на дельфине

Расположение измерительной аппаратуры на дельфине должно быть таким, чтобы не приводило к заметным возмущениям набегающего потока в точках измерения. Крепление должно быть достаточно прочным, чтобы выдержать напор потока, набегающего со скоростью $5-8 \text{ мс}^{-1}$. Крепиться на дельфине должны два главных элемента измерительной системы: измеритель полезной информации и регистрирующее (или радиопередающее) устройство. Под измерителями полезной информации имеются в виду акселерометры, измерители скорости обтекания, пульсаций скорости и давления, а также касательных напряжений.

В литературе обсуждалась возможность вживления под кожу дельфинов измерительной аппаратуры и ее элементов (Агарков, Вишняков, 1975; Агарков, Мангер, Хаджинский, Хоменко, 1975; Агарков, Хаджинский, Черняев, 1972, 1977). В работе (Варич, 1971) на практике использован этот метод при изучении обтекания живых акул (катранов). В теле акулы в месте прикрепления приемни-

Рис. 5.55. Пояс для крепления аппаратуры на дельфине (пояснения в тексте).

ка пульсаций скальпелем вырезали кусок кожи размером, соответствующим размеру основания приемника (5 x 5 мм). Затем двумя проводами, идущими от приемника, при помощи хирургических игл вшивали его в тело акулы. Процедура прикрепления занимает всего около 5 минут. Все акулы после подобных операций использовались в экспериментах в течение 4–6 дней. Контрольная акула прожила в бассейне, несмотря на три последовательные операции прикрепления приемников, 18 дней, после чего была выпущена в море.

Однако при таком способе крепления остается опасность возмущения набегающего потока на границе имплантации, так как, по-видимому, трудно добиться идеальности перехода от кожи к материалу приемника.

Кроме того, на таком животном, как дельфин, который живет в неволе годами и многократно используется в экспериментах, едва ли целесообразно применять такой травмирующий способ крепления. Возможно по этой причине способ имплантации так и не привился в биогидродинамических экспериментальных работах.

В наших экспериментах нашли применение два способа крепления регистрирующей (или радиопередающей) аппаратуры: на специальном резиновом поясе, плотно охватывающем тело дельфина в его средней части, и на специальном упругом зажиме, надеваемом на спинной плавник дельфина и удерживаемом на трении. Иногда в последнем случае для большей надежности еще использовали и присоски.

Измерители полезной информации могут также крепиться на поясе или упругом зажиме вместе с аппаратурой регистрации. Особенно это касается из-

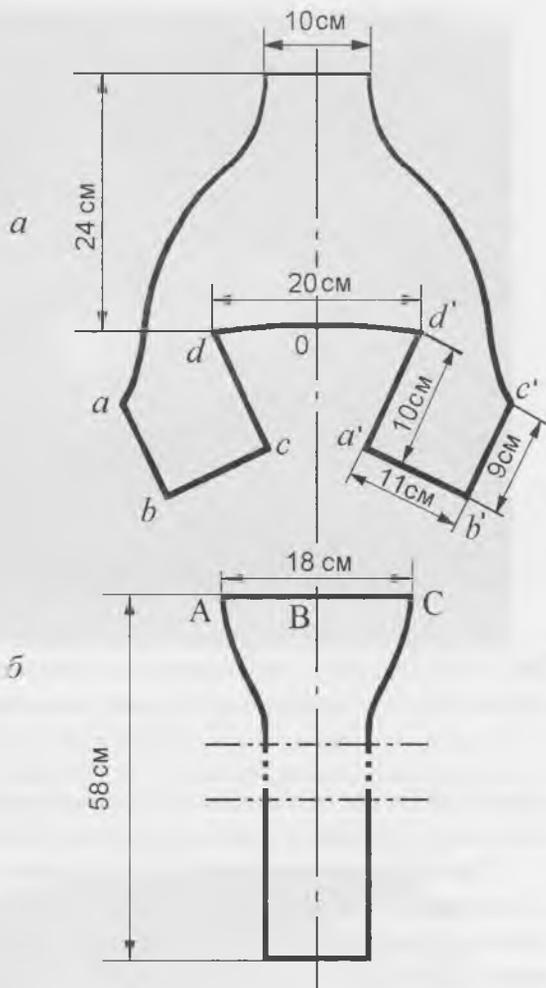




Рис. 5.56. Дельфин с закрепленным на нем поясом и аппаратурой. 1 — пояс, 2 — аппаратура, 3 — приемник пульсаций давления.

мерителей скорости обтекания. Но чаще измерители полезной информации крепят к телу дельфина в точке измерения с помощью присосок.

При проектировании пояса необходимо иметь в виду, что он должен плотно прилегать к телу дельфина. Одна из наиболее удачных конструкций пояса, успешно применявшаяся на дельфинах, показана на рис. 5.55. Пояс изготавливают из двух слоев эластичной резины толщиной 1.5 мм. Оба слоя склеивают по всей площади. Раскрой состоит из двух частей резины (*a* и *b*). Размеры указаны на рисунке. Размер *AC* согласуется с размером соответствующего среза части "*a*". Часть "*a*" имеет сложную форму. Принципиально важным является размер разреза для верхнего плавника дельфина. Для животного средних размеров эта величина составляет приблизительно 20 см. Другой важной величиной является угол между линиями "*bc*" и "*a'b*". Этот угол близок к 120° . Кроме того должны выполняться равенства: $AB = ab$, $BC = b'c'$, $cd = d_0$ и $a'd' = 0d'$. При склеивании линии *bc* и *a'b* соединяют вместе, а линии *ab* и *b'c'* образуют одну линию, равную по величине линии *AC*. Затем производят склеивание по линиям *abb'c'* и *AC*. Таких должно быть два слоя, наклеивающихся затем друг на друга. Один слой наклеивают на другой таким образом, чтобы совпали разрезы для плавника. Другие разрезы не должны совпадать друг с другом во избежание уменьшения прочности пояса. На свободных концах пояса крепят защелки мгновенного действия, аналогичные тем, которые используют для пристегивания пассажиров в самолетах. Пояс надевают разрезом на верхний плавник дельфи-



Рис. 5.57. Дельфин с закрепленным на нем поясом и аппаратурой. 1 — пояс, 2 — аппаратура, 3 — приемник пульсаций давления, 4 — измеритель скорости (вертушка).



Рис. 5.58. Зажим для крепления аппаратуры на спинном плавнике дельфина. Обозначения в тексте.

на, охватывают его тело и застегивают на боку. На рис. 5.56 и 5.57 показано, как выглядит пояс на дельфине. Видно также расположение аппаратуры на поясе.

Фотография упругого зажима для крепления аппаратуры на спинном плавнике дельфина показана на рис. 5.58. Зажим состоит из упругого элемента 1 в форме плоской пружины, к концам которой приклепаны две легкие дюралевые



Рис. 5.59. Дельфин с закрепленным на нем зажимом и аппаратурой. 1 — дельфин, 2 — аппаратура, 3 — приемники пульсаций давления (обойма и держатель с присосками), 4 — измеритель скорости обтекания (вертушка).

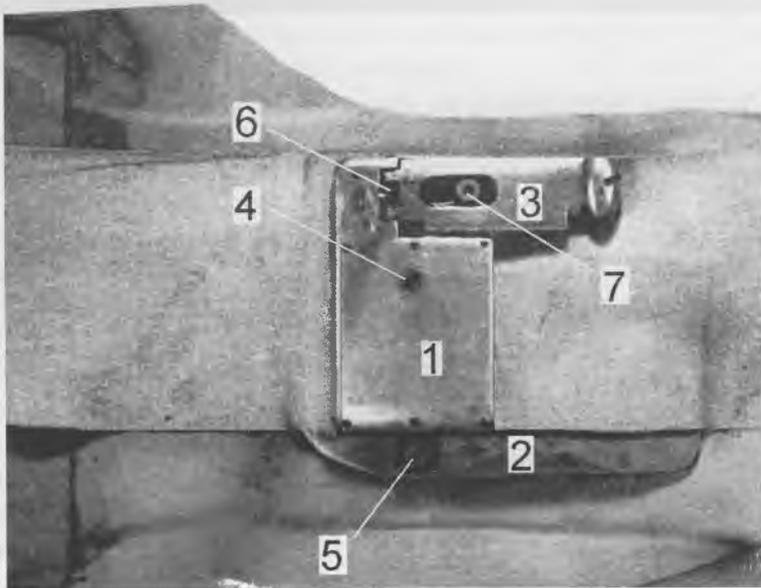


Рис. 5.60. Держатель для крепления приемника пульсаций давления или скорости. Обозначения в тексте.

пластины 2 с отверстиями 3. С внутренней стороны пластины оклеивают тонкими листами поролона толщиной 10–15 мм. На наружную часть пластины наклеивают элементы аппаратуры. Концы пластин с отверстиями сводят вместе и скрепляют так, чтобы можно было регулировать плотность посадки зажима на плавни-

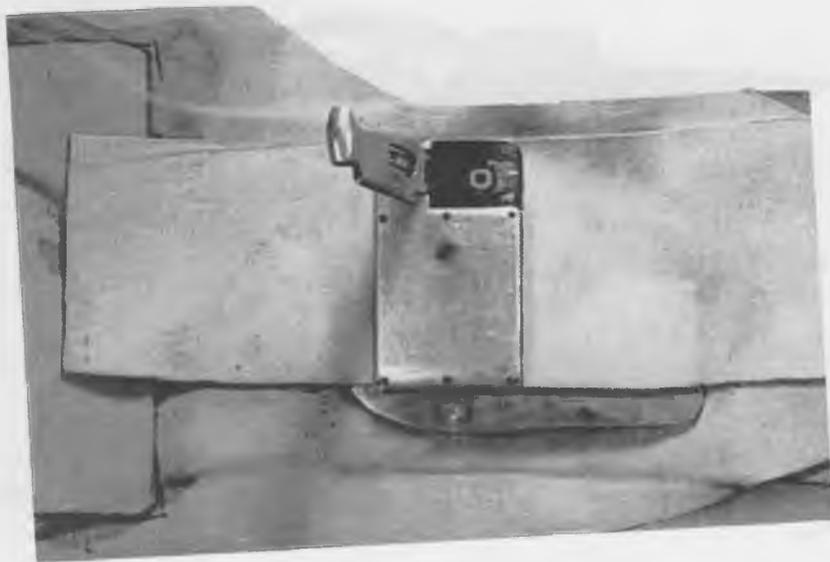


Рис. 5.61. Держатель с кронштейном, установленным перпендикулярно к платформе. Обозначения на рис. 5.60.

ке. Такой зажим вполне удовлетворительно держится на дельфине. При необходимости его можно дополнить поясом, описанным выше, или присосками. На рис. 5.59 видно расположение упругого зажима с аппаратурой на свободно плавающем дельфине. Дельфин показан в момент выныривания для выдоха-вдоха.

Приемники пульсаций давления и скорости монтируют в специальном держателе, который крепят тем или иным способом к телу животного. Устройство одного из вариантов держателя показано на рис. 5.60. Он состоит из трех частей: платформы 1, пластинки 2 и кронштейна 3. Платформа толщиной 5 мм и размером 40 x 70 мм крепится на пластинке толщиной 1.5 мм и размером 75 x 105 мм с помощью винта 4 и фиксатора 5. Кронштейн длиной 57 мм, шириной 17 мм и толщиной 3 мм крепится на оси 6 платформы. На оси навита пружина, стремящаяся удерживать кронштейн в положении, когда он перпендикулярен к платформе (рис. 5.61). Кронштейн может удержаться прижатым к платформе с помощью пружинного фиксатора 7.

Назначение пластины 2 состоит в том, чтобы нести на себе платформу держателя. Сама пластина вклеивается между слоями пояса. Фиксатор 5 служит для того, чтобы устанавливать платформу (а, следовательно, и приемник пульсаций) под разными углами к набегающему потоку (7 положений фиксатора позволяют менять направление в пределах 21° ступенями по 3°). При этом осью вращения платформы служит винт 4.

Приемник пульсаций крепится на кронштейне так, как показано на рис. 5.62. Экранированный провод приемника 2 проходит в канале кронштейна и

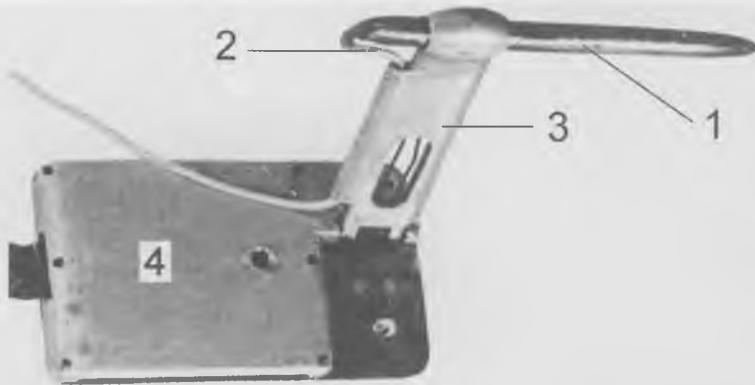


Рис. 5.62. Положение приемника пульсаций давления в кронштейне держателя. 1 — приемник пульсаций давления или скорости, 2 — кабель, 3 — кронштейн, 4 — платформа.



Рис. 5.63. Платформа (1) на присосках (2) для крепления приемника пульсаций.

присоединяется к радиопередающему (или регистрирующему) устройству. Приемник пульсаций может фиксироваться с помощью кронштейна в двух положениях: в непосредственной близости к коже (на расстоянии от кожи 2–3 мм), когда кронштейн прижат к платформе, и на расстоянии около 50 мм от кожи, когда кронштейн отшелкнут и занимает положение, показанное на рис. 5.61. На рис. 5.56 хорошо виден держатель с приемником пульсаций давления, закрепленный на поясе в рабочем положении.

Для крепления приемника пульсаций на присосках используется платформа иного вида (рис. 5.63). В ней предусмотрены отверстия для крепления присо-

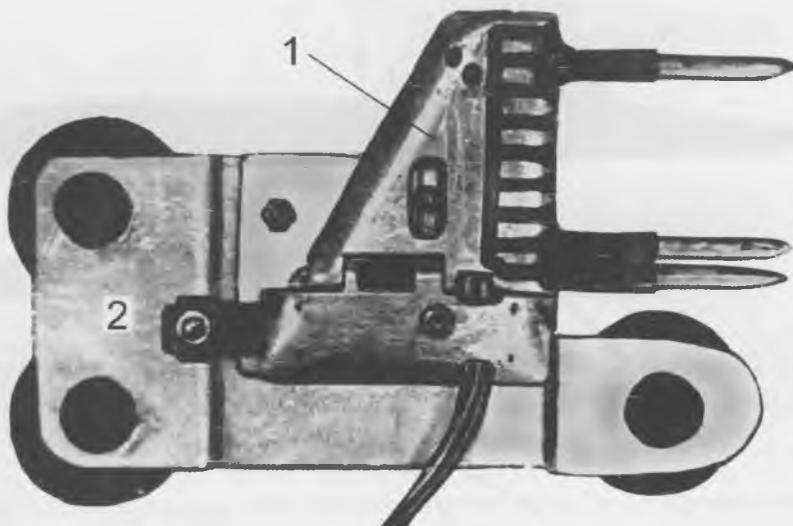


Рис. 5.64. Платформа (2) с кронштейном (1) в виде обоймы для крепления одновременно до 9 приемников пульсаций.

сок. С помощью присосок платформа может быть закреплена на любом участке тела дельфина. Остальные элементы держателя те же, что и в предыдущем случае. Присоски не всегда надежно удерживают платформу с приемниками пульсаций на нужном участке тела. Они иногда “ползут” под давлением набегающего потока. Их можно дополнительно фиксировать на теле дельфина с помощью быстро полимеризующегося клея. В этом случае надежность крепления значительно повышается.

В другом варианте держателя кронштейн представляет собой обойму, в которой могут быть закреплены одновременно до 9 приемников пульсаций давления или скорости (рис. 5.64). В остальном такой держатель ничем не отличается от описанных выше.

На рис. 5.59 видна платформа на присосках с приемниками пульсаций давления, закрепленная на дельфине.

На рис. 5.65 показана обойма с 8 приемниками пульсаций скорости, установленная на жесткой полумодели, оклеенной шкурой байкальской нерпы.

Другие измерители полезной информации: измерители скорости обтекания, акселерометры, измерители касательных напряжений и др. могут быть закреплены одним из описанных способов.

На рис. 5.57 виден измеритель скорости обтекания (вертушка), приклеенная к аппаратуре со стороны набегающего потока.

В тех случаях, когда измерители скорости обтекания крепят на присосках к различным участкам тела дельфина и измерения скорости обтекающего потока производят за пределами пограничного слоя, бывает полезно фиксировать их

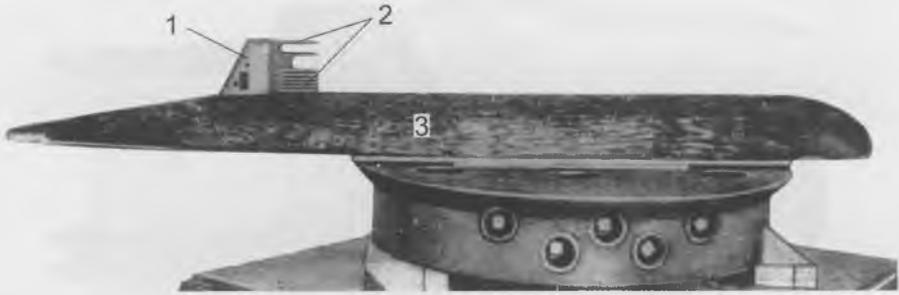


Рис. 5.65. Обойма (1) с 8 приемниками пульсаций скорости (2), установленная на жесткой полумоделе (3), оклеенной шкурой байкальского тюленя.

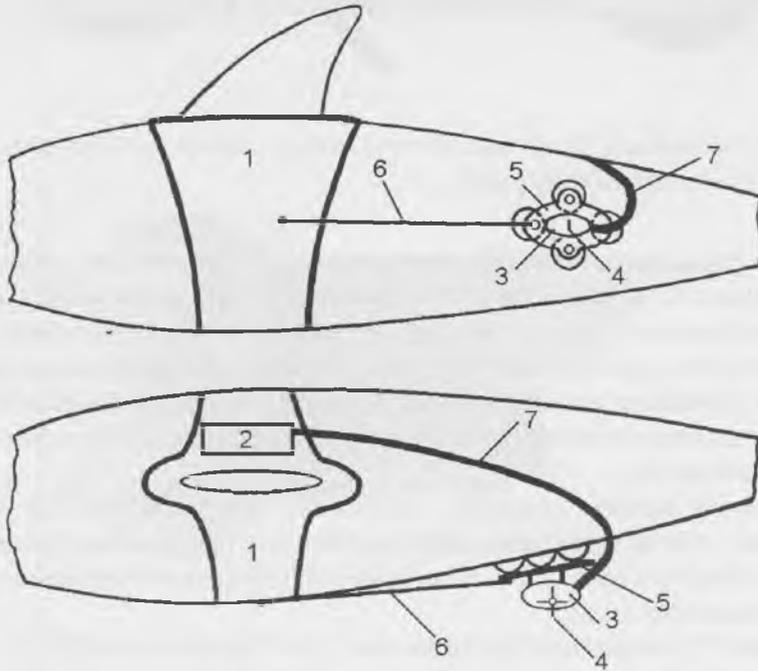


Рис. 5.66. Способ крепления измерителя скорости потока (вертушки) за миделем дельфина на платформе с присосками, фиксированной с помощью тяги. 1 — пояс, 2 — аппаратура, 3 — измеритель скорости обтекания (вертушка), 4 — лопасть вертушки, 5 — платформа с присосками, 6 — тяга, 7 — кабель.

положение с помощью специальных тяг, соединяющих измерители скорости с поясом. Особенно эффективен такой способ крепления, когда измерения скорости обтекающего потока проводят на участке за миделем животного. Рис. 5.66 иллюстрирует этот вариант крепления.

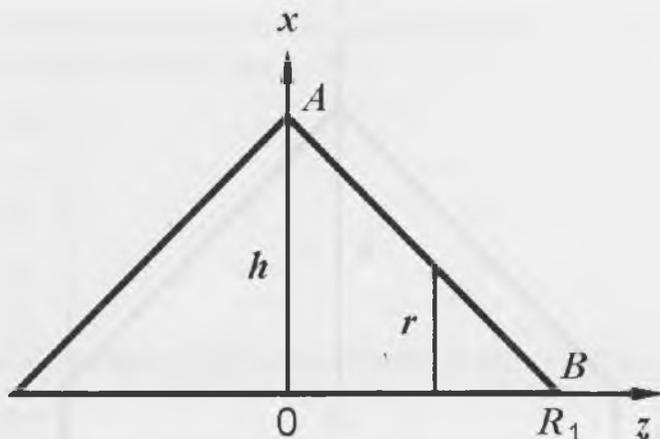


Рис. 5.67. Аппроксимация хвостовой лопасти дельфина стреловидным крылом первого типа. Обозначения в тексте.

5.2.5. Измерение присоединенной массы тел сложной формы

Существующие математические модели плавания рыб и дельфинов позволяют оценить гидродинамические параметры плавания по измеренным экспериментально кинематическим характеристикам животных. Однако в расчетные формулы входит помимо кинематических характеристик еще присоединенная масса на единицу длины тела. Эта величина легко и достаточно точно может быть вычислена (Логвинович, 1970а) по формуле

$$m^*(x) = \rho \pi R^2(x). \quad (5.94)$$

Здесь R — поперечный полуразмер тела рыбы или дельфина, переходящий на кромке хвоста в полуразмах хвостовой лопасти. Что же касается присоединенной массы хвостовой лопасти рыб с полулунным плавником и дельфинов, то она не может быть вычислена по формуле (5.94), так как в пределах хвостовой

лопасти величина $\frac{dR}{dx}$ не может считаться малой (должно выполняться условие $\frac{dR}{dx} \ll 1$). У дельфинов афалин эта производная в пределах лопасти составляет

величину около 1.5. Однако нетрудно получить приближенную формулу для оценки присоединенной массы хвостовой лопасти рыб, имеющих полулунную форму плавника, и дельфинов. Для этого представим схематически хвостовой плавник в форме пластинки (стреловидного крыла), как показано на рис. 5.67 или 5.68, и будем рассматривать его в направлении оси Oz . За текущий размер

плавника возьмем величину r . Оценки показывают, что в этом случае $\frac{dR}{dz} \cong 0.35$.

Это значение производной уже может считаться малым и, следовательно, при-

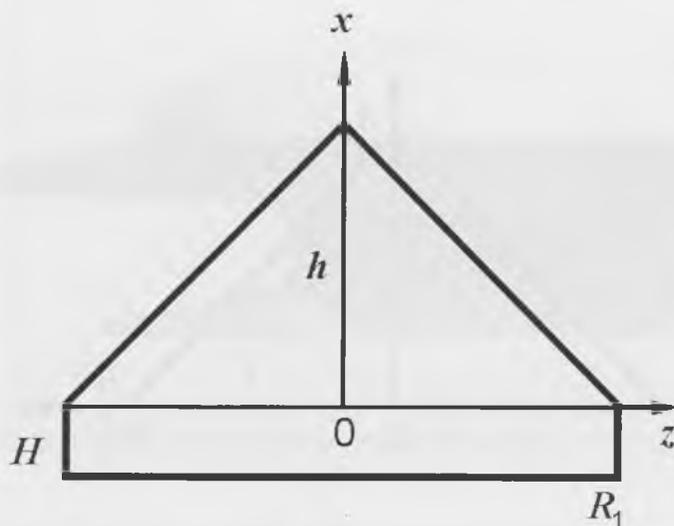


Рис. 5.68. Аппроксимация хвостовой лопасти дельфина стреловидным крылом второго типа. Обозначения в тексте.

меним метод вычислений присоединенной массы, предложенный Логвиновичем (1970 а) (Такой подход предложен С.Г. Пушковым).

Присоединенную массу пластинки, показанной на рис. 5.67, колеблющейся в направлении оси Oy , можно представить как

$$m_{nl}^* = 2\rho\pi \int_0^{R_1} \frac{r^2}{4} dz. \quad (5.95)$$

Из рассмотрения треугольника АОВ на рис. 5.67 очевидно, что

$$r = \frac{h}{R_1}(R_1 - z). \quad (5.96)$$

Здесь h — корневая хорда крыла, R_1 — полуразмах.

Подставив (5.96) в (5.95) и проинтегрировав, получим

$$m_{nl}^* = \frac{\rho\pi h^2 R_1}{6}. \quad (5.97)$$

Мы вычислили присоединенную массу пластинки, как единого целого. Однако в теоретических моделях плавания рыб и дельфинов участвует величина, представляющая собой присоединенную массу на единицу длины тела. Поэтому разделим полученное выражение (5.97) на эффективный продольный размер пластинки (или хвостового плавника), который можно представить в виде

$$a = \frac{S_{xv}}{2R_1}. \quad (5.98)$$

Здесь $S_{\text{хв}}$ — площадь пластинки (хвостового плавника).

Тогда получим окончательно

$$m_{\text{хв}}^* = \frac{\rho \pi h^2 R_1^2}{3 S_{\text{хв}}}. \quad (5.99)$$

Учитывая, что

$$S_{\text{хв}} = \frac{4 R_1^2}{\lambda}, \quad (5.100)$$

где λ — удлинение крыла, можно представить формулу (5.99) в ином виде

$$m_{\text{хв}}^* = \frac{\rho \pi h^2 \lambda}{12}. \quad (5.101)$$

Если хвостовой плавник дельфина аппроксимирован стреловидным крылом, показанным на рис. 5.68, то аналогичный расчет приводит к несколько иному выражению для присоединенной массы хвостовой лопасти на единицу длины

$$m_{\text{хв}}^* = \frac{\rho \pi R_1}{2H + h} \left(\frac{h^2}{3} + hH + H^2 \right). \quad (5.102)$$

Здесь H — высота прямоугольной части крыла.

Полученные формулы позволяют приблизительно оценить присоединенную массу хвостовой лопасти. Но иногда требуется достаточно точно знать ее величину. В этом случае необходимо экспериментально измерять присоединенные массы хвостовых лопастей рыб и дельфинов или аппроксимирующих хвостовую лопасть моделей.

Удобнее всего присоединенную массу тела сложной формы определять из второго закона Ньютона

$$F = (m_{\text{тела}}^* + m_{\text{среды}}^*) a \quad (5.103)$$

Здесь F — сила, a — ускорение, $m_{\text{тела}}^*$ и $m_{\text{среды}}^*$ — соответственно масса тела и присоединенная масса среды. Для этого необходимо заставить исследуемое сложное тело двигаться в среде с постоянным ускорением известной величины и измерить силу, которую надо приложить к телу, чтобы заставить его двигаться таким образом. После этого, измерив массу тела, легко вычислить присоединенную массу среды по формуле (5.103).

Схема установки для таких измерений показана на рис. 5.69. В водоеме 1 подвешено в горизонтальной плоскости тело 2, присоединенную массу которого необходимо определить (например, модель хвостовой лопасти), с помощью нити 3. Нить проходит через блоки 4 и на другом ее конце подвешен груз 5. В разрыв нити включен динамометр 6, непрерывно измеряющий натяжение нити. Рядом с динамометром расположена метрическая линейка 7. Тело зафиксирова-

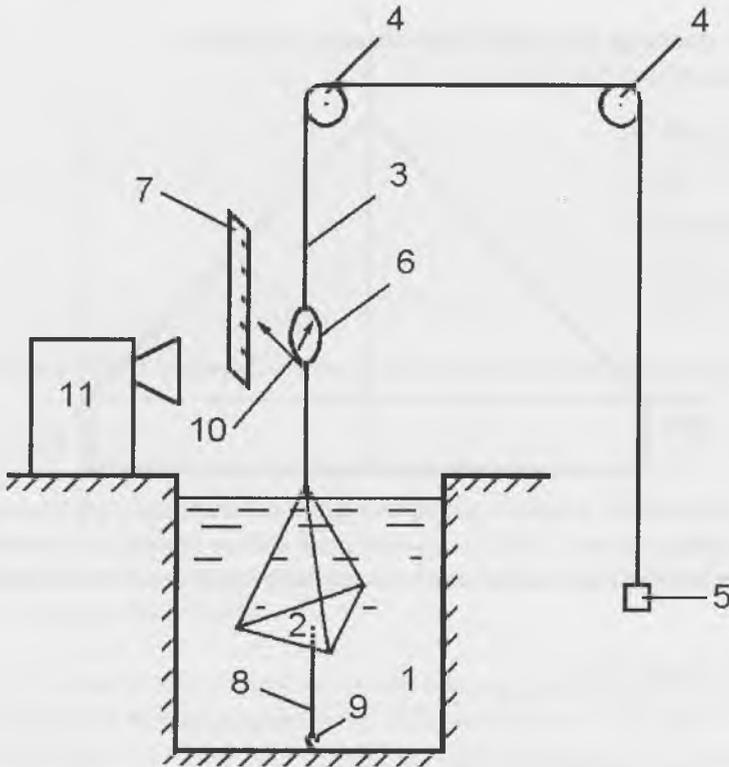


Рис. 5.69. СХЕМА УСТАНОВКИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПРИСОЕДИНЕННОЙ МАССЫ ТЕЛ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ. ОБОЗНАЧЕНИЯ В ТЕКСТЕ.

но в начальный момент времени в водоеме с помощью нити 8, закрепленной на фиксаторе 9. На динамометре 6 имеется указатель 10, показывающий начальное положение динамометра и, следовательно, тела, а также положение тела в любой момент времени. Нить должна быть достаточно прочной, чтобы растяжением ее можно было пренебречь. Вся система находится в равновесии в начальный момент времени, динамометр показывает натяжение нити в статическом режиме. В некоторый момент времени тело освобождают от фиксатора и оно начинает двигаться в воде вверх перпендикулярно собственной плоскости. Движение динамометра (и, следовательно, тела) регистрируют с помощью кинокамеры 11. Как показал анализ кинограмм, в первый момент начала движения натяжение нити несколько уменьшается и затем остается постоянным, равным динамическому натяжению. По мере увеличения скорости движения тела начинает заметно возрастать гидродинамическое сопротивление его движению и натяжение нити вновь начинает увеличиваться. Для оценки величины постоянного ускорения и действующей при этом силы выбирают те кадры кинограммы, на которых еще несущественно влияние сопротивление движению. При этом

постоянство ускорения в начальный момент движения проверяют по временной зависимости отрезков пути, проходимых телом за последовательные интервалы времени, определяемые частотой кадров кино съемки. Эта зависимость имеет вид

$$\frac{S_n}{S_k} = \left(\frac{t_n}{t_k} \right)^2. \quad (5.104)$$

Здесь S_n и S_k — соответственно пути, пройденные телом за отрезки времени t_n и t_k от начала движения.

По описанной схеме была изготовлена установка и проверена ее работоспособность путем измерения присоединенной массы тела правильной формы — круглой пластинки, для вычисления присоединенной массы которой существует точная формула

$$m = \frac{8}{3} \rho r^3, \quad (5.105)$$

где r — радиус пластинки, ρ — плотность воды.

Измеренное значение присоединенной массы круглой пластинки, радиус которой равен 17 см, практически совпало с рассчитанным по формуле (5.105) (разница менее 5%), при этом среднеквадратичная погрешность результата не превышала 4%. Это значит, что предложенный метод измерения присоединенных масс тел сложной формы и сконструированная установка не содержат серьезных недостатков и могут применяться для практических целей.

5.2.6. Методы стимулирования плавания дельфинов с возможно большей скоростью

При изучении гидродинамики животных и в частности дельфинов одна из основных трудностей состоит в стимулировании плавания животного с возможно большей скоростью при наличии на нем измерительной аппаратуры. Известно (Козлов, Никишова, 1974), что, например, афалина в условиях неволи без аппаратуры развивает скорость, как правило, не более $8-9 \text{ мс}^{-1}$, да и то кратковременно. С аппаратурой, естественно, скорость будет еще меньше. Если не прибегать к жестоким болевым методам стимулирования, а это крайне нежелательно в работе с прирученными животными, остаются методы, основанные на выработке условных рефлексов и использовании индивидуальных особенностей поведения животных.

Первые эксперименты мы проводили с дикими животными, помещенными в сетчатый коридор (вольер) длиной около 80 м, шириной 2 м и глубиной 2.5 м. Дельфина отлавливали, насильно надевали на него аппаратуру и выпускали. Расчет строился на том, что дельфин, подгоняемый страхом, будет развивать большую скорость. Однако скорости, большей чем $2-2.5 \text{ мс}^{-1}$, таким способом

добиться не удалось. Было решено приучать дельфина плавать из одного конца вольера в другой по звуковому сигналу. Сигнал издавали поочередно в разных концах вольера и каждый раз подкрепляли кормлением, как только дельфин приплывал в тот конец вольера, где издавали сигнал. В результате скорость дельфина возросла до 3–4 мс⁻¹.

С целью еще увеличить скорость плавания дельфина было решено использовать дух соревнования. Для этого к подопытному дельфину подсадили другого дельфина, также обученного плавать в коридоре по звуковому сигналу. Предполагалось, что оба дельфина будут плавать по одному сигналу из одного конца вольера в другой наперегонки. Вначале так и было. Но очень скоро дельфины перестали плавать наперегонки, разделились и заняли позиции в разных концах вольера, сведя таким образом к нулю попытки дрессировщика заставить их плавать вместе. Таким способом не удалось заставить дельфина плавать быстрее 3–4 мс⁻¹. После этого было решено кормить обоих дельфинов в одном конце вольера. Причем дельфинам предлагалась только одна рыбка и съедал ее тот дельфин, который быстрее к ней подплывал. В этом варианте очень скоро дельфины научились определять, кто из них находится ближе к рыбе в данный момент. При этом ближайший дельфин спокойно подплывал к рыбе и съедал ее, в то время как другой дельфин даже не трогался с места. Удачными оказались те случаи, когда рыба находилась на одинаковом расстоянии от дельфинов. В таких случаях оба дельфина стремились к ней и развивали при этом значительные скорости. Такой способ оказался наиболее эффективным и позволил заставить дельфинов плавать со скоростью до 5.5 мс⁻¹ при наличии на нем пояса с аппаратурой.

В процессе работы с дельфинами обнаружился еще один способ, который позволял увеличить скорость дельфина еще приблизительно на 15–20%. Этот способ заключается в следующем. На дельфина надевают турбулизатор помимо пояса с аппаратурой. Турбулизатор — это резиновое кольцо толщиной 10–12 мм и надевается оно на голову дельфина перед грудными плавниками. При этом дельфин обучен не снимать его до тех пор, пока дрессировщик сам не снимет или не даст соответствующую команду. Какое-то время дельфин плавает с аппаратурой и турбулизатором (15–25 минут), затем турбулизатор снимают. Сразу же после этого дельфин некоторое время развивает скорость более высокую, чем та, с которой он плавал до надевания турбулизатора. По-видимому, организм адаптируется к новым условиям (присутствие турбулизатора) и привыкает развивать повышенную мощность для преодоления добавочного сопротивления. После снятия турбулизатора дельфин еще некоторое время продолжает развивать повышенную мощность, так сказать, по привычке.

В процессе экспериментов с дельфинами была обнаружена интересная особенность его поведения. Однажды в разгар эксперимента закончилась рыба и мы вынуждены были сделать перерыв минут на 15, пока не доставят новую порцию. На дельфина, который плавал с аппаратурой, перестали обращать внимание. Через несколько минут дельфин сделал энергичный рывок, развив ско-

рость $6-7 \text{ мс}^{-1}$ и сбросил пояс с аппаратурой. До того момента была полная уверенность, что дельфин не может сбросить туго надетый пояс с аппаратурой. Оказалось, что может. Но при этом он должен был развить скорость, большую той, при которой проводились измерения. Этой способностью дельфина мы в дальнейшем пользовались в конце каждого эксперимента. Так как аппаратура работала непрерывно, то в конце каждого эксперимента осуществлялась кратковременная регистрация информации при максимальной скорости до момента сбрасывания аппаратуры.

Тем не менее следует признать, что достигнутые скорости плавания дельфина с аппаратурой недостаточны. Желательна скорость $9-10 \text{ мс}^{-1}$. Возможно такая скорость может быть достигнута, если воспользоваться способностью дельфинов высоко выпрыгивать из воды. Вероятно в этом направлении следует искать методические возможности увеличения скорости плавания дельфинов в условиях эксперимента. Нужно вырабатывать у дельфинов навыки возможно более энергичного выпрыгивания из воды вверх или вперед по направлению плавания. В последнем случае целесообразно, по-видимому, приучать дельфинов преодолевать препятствия, выступающие из воды. Само собой разумеется, что надежность крепления аппаратуры при этом должна быть достаточной, чтобы выдержать такие скорости.

Краткие выводы

В настоящей главе приведено описание приборов и методов для изучения кинематики, гидродинамики и тонкой структуры пограничного слоя на дельфинах. В большинстве своем приборы и методы оригинальны. Некоторые из приборов к настоящему времени, к сожалению, устарели (регистрирующие магнитофоны, радиотелеметрические устройства). Но с их помощью в свое время были получены уникальные результаты и по этой причине им уделено внимание.

Глава 6. Результаты экспериментальных исследований

Экспериментальные исследования гидродинамики дельфинов проводили в период времени с 1969 по 1986 гг. в морском вольере Утришской морской станции Института проблем экологии и эволюции им. А.Н. Северцова Российской академии наук. Объектом исследования были черноморские дельфины вида *Tursiops truncatus*. Схема и расположение вольера показаны на рис. 5.40 предыдущей главы. Некоторые исследования проводили с помощью автономной аппаратуры и измерительных устройств, закрепляемых на самом животном. В этих случаях хорошо дрессированный дельфин подплывал по команде дрессировщика и спокойно позволял надеть на себя аппаратуру. В других случаях, когда дельфин был недостаточно хорошо обучен, приходилось его отлавливать, закреплять на нем аппаратуру и отпускать.

В тех экспериментах, в которых требовалась киносъемка, последнюю осуществлял кинооператор-водолаз через боковую стенку вольера с помощью кинокамеры.

6.1. Кинематика тела дельфина

В процессе плавания дельфинов тяга создается за счет изгибных колебаний тела, амплитуда которых нарастает от головы к хвосту и 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 киносъемки. В работах (Lang, Daybell, 1963; Каян, 1979) измерены углы атаки, углы наклона лопасти к направлению движения дельфина и траектории движения лопасти: В работах (Пятецкий, Каян, 1972; Пятецкий, Каян, 1975; Каян, Пятецкий, 1977; Козлов, 1983) измерена 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, 1986а) 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 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. 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 значительный разброс.

Расшифровку кинограмм проводили следующим образом. Отмечали на кинокадрах одного определенного пробега дельфина положение трех точек его тела (например, кончика носа, кончика спинного плавника и развилку хвостового плавника) относительно границ кадра. По этим отметкам строили траектории перемещения указанных точек тела. В качестве примера на рис. 6.1 показаны результаты расшифровки одного пробега дельфина. По горизонтальной оси отложены порядковые номера кадров (n). Эта ось эквивалентна оси времени. По вертикальной оси отложены величины смещения выбранных точек тела дельфина от некоторого среднего значения в произвольных единицах (h/h_0), но в одном и том же масштабе. Черными кружками отмечено положение кончика носа дельфина, крестиками — кончика спинного плавника, светлыми кружками — развилки хвостового плавника. По таким прорисованным траекториям определяли амплитуды колебаний указанных точек тела, а также фазовую скорость локомоторной волны. Масштабом при этом служила известная длина тела дельфина.

Фазовую скорость локомоторной волны определяли следующим образом. Измеряли количество кадров (a , следовательно, интервал времени), за которые минимум (или максимум) траектории кончика носа сместился в область развил-

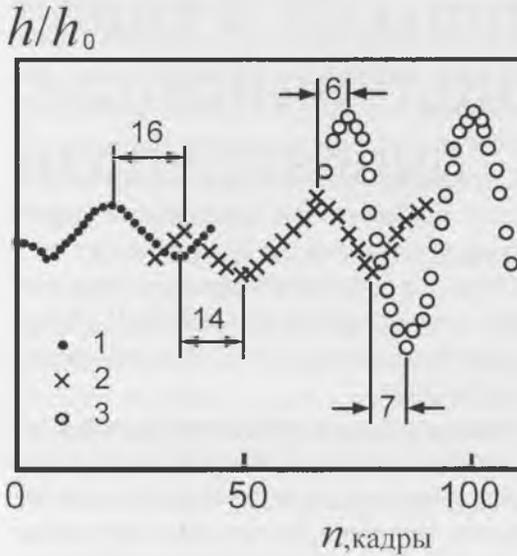


Рис. 6.1. Траектории кончика носа, спинного плавника и развилки хвоста дельфина *Tursiops truncatus* в процессе плавания с постоянной скоростью. 1 — кончик носа, 2 — спинной плавник, 3 — развилка хвоста. Остальные обозначения в тексте.

ки хвостового плавника (в случае, изображенном на рисунке, это 21 (или 22) кадра. После этого вычисляли среднее значение фазовой скорости локомоторной волны как отношение длины тела дельфина к определенному таким способом интервалу времени. Однако нетрудно видеть, что скорость локомоторной волны непостоянна в пределах тела животного. Для этого достаточно вычислить аналогичным способом скорость локомоторной волны отдельно на участках от носа до спинного плавника и от спинного плавника до развилки хвостовой лопасти. Количество кадров (интервал времени), за которые минимум траектории кончика носа сместился в область спинного плавника, в данном случае равно 14. Количество кадров, за которые минимум траектории движения кончика спинного плавника переместился в область развилки хвоста, равно 7. Причем в данном случае есть возможность сделать 4 отсчета: два по смещению двух минимумов траектории и два по смещению двух максимумов (последние отсчеты дают соответственно 16 и 6 кадров). После этого вычисляли величину, пропорциональную (k — коэффициент пропорциональности) среднему значению фазовой скорости локомоторной волны на участке от носа до спинного плавника как отношение расстояния между носом и спинным плавником (130 см) к среднеарифметическому числу кадров, за которые минимум и максимум сместились на это расстояние

$$kC_{z,sp} = \frac{130 \text{ см}}{15 \text{ кадров}} \quad (6.1)$$

Точно также вычисляли аналогичную величину на участке от спинного плавника до развилки хвоста, только здесь использовали среднеарифметическое значение из 6 и 7 кадров.

$$kC_{\text{хв.ср}} \approx \frac{90 \text{ см}}{6.5 \text{ кадров}}. \quad (6.2)$$

Учитывая, что линейный и временной масштабы в обоих случаях один и тот же, получим истинное отношение средних значений фазовой скорости

$$\frac{C_{\text{хв.ср}}}{C_{\text{з.ср}}} = 1.59. \quad (6.3)$$

Действительно, оказалось, что фазовая скорость локомоторной волны заметно нарастает от головы к хвосту. К такому же результату приводит анализ всех полученных кинограмм.

Однако, чтобы можно было использовать измеренные значения фазовой скорости локомоторной волны в дальнейших расчетах, необходимо перейти от отношения средних значений к отношению граничных значений, т.е. значений, которые фазовая скорость имеет у развилки хвоста и на носу дельфина соответственно. В предположении линейной зависимости фазовой скорости от координаты это можно сделать с помощью геометрического построения.

На рис. 6.2 показана схема, позволяющая осуществить такой переход. Запишем несколько очевидных соотношений

$$C_{\text{з.ср}} = \frac{C_{\text{з}} + C_{\text{сн}}}{2}, \quad (6.4)$$

$$C_{\text{хв.ср}} = \frac{C_{\text{сн}} + C_{\text{хв}}}{2}, \quad (6.5)$$

$$C_{\text{сн}} = C_{\text{з}}(1 + b_0 l_1), \quad (6.6)$$

$$C_{\text{хв}} = C_{\text{з}}(1 + b_0 l). \quad (6.7)$$

Здесь $C_{\text{з}}$, $C_{\text{сн}}$ и $C_{\text{хв}}$ — фазовая скорость локомоторной волны на кончике носа, спинного плавника и у развилки хвоста соответственно, b_0 — коэффициент в линейной аппроксимации фазовой скорости.

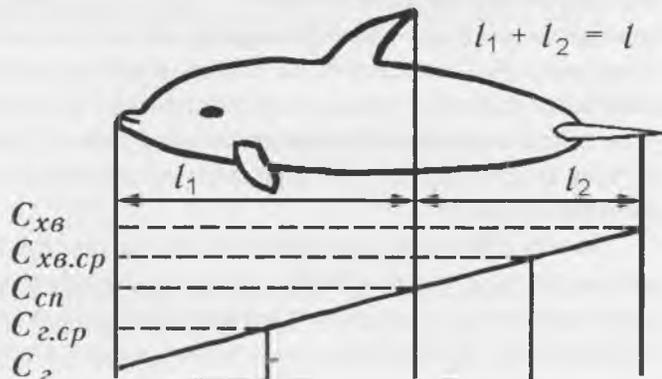


Рис. 6.2. Схема, позволяющая осуществить переход от средних значений скорости локомоторной волны к ее граничным значениям.

Подставим (6.6) и (6.7) в (6.4) и (6.5):

$$C_{хв.сп} = \frac{C_2 [2 + (l + l_1) b_0]}{2}, \quad (6.8)$$

$$C_{г.сп} = \frac{C_2 (2 + b_0 l_1)}{2}. \quad (6.9)$$

Составим отношение $C_{хв.сп}$ к $C_{г.сп}$:

$$\frac{C_{хв.сп}}{C_{г.сп}} = \frac{[2 + (l + l_1) b_0]}{(2 + b_0 l_1)}. \quad (6.10)$$

Из формулы (6.10) определим

$$b_0 = 2 \frac{\left(\frac{C_{хв.сп}}{C_{г.сп}} - 1 \right)}{\left[l - l_1 \left(\frac{C_{хв.сп}}{C_{г.сп}} - 1 \right) \right]}. \quad (6.11)$$

Подставив (6.11) в (6.7), окончательно получим

$$\frac{C_{хв}}{C_2} = 1 + 2 \frac{\left(\frac{C_{хв.сп}}{C_{г.сп}} - 1 \right)}{1 - \frac{l_1}{l} \left(\frac{C_{хв.сп}}{C_{г.сп}} - 1 \right)}. \quad (6.12)$$

Значительно более точен метод акселерометров, к описанию которого мы и переходим.

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 (1980) акселерометры были закреплены в трех точках на теле дельфина (рис. 6.3). Акселерометр № 1 закрепляли на лобном выступе, акселерометр № 2 — в передней части спинного плавника на расстоянии 1 м от первого, акселерометр № 3 — на лопасти хвостового плавника на расстоянии 1.1 м от второго. В некоторых случаях акселерометр № 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 про-

межутка 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, Чикалкин, 1974; Романенко, 1976), 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.

На рис. 6.3 показан фрагмент записи сигналов трех акселерометров (сплошные линии). Верхняя кривая представляет собой два периода T колебательного

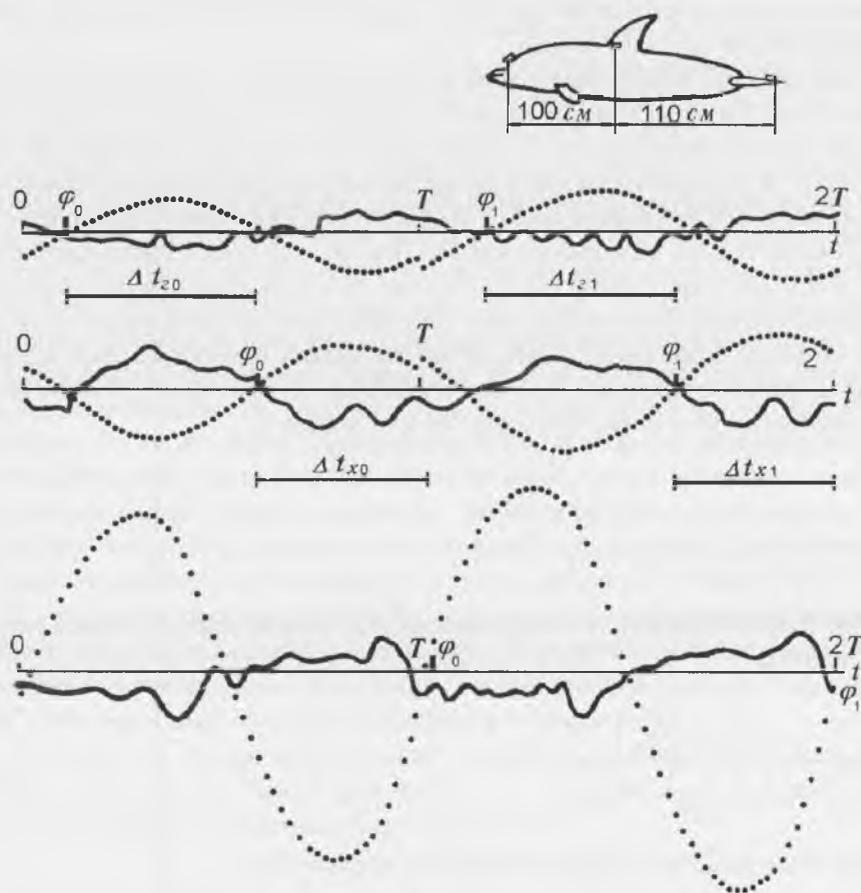


Рис. 6.3. Фрагмент записи сигналов трех акселерометров. Пояснения в тексте. Δt_{20} и Δt_{21} — время прохождения точек φ_0 и φ_1 от первого акселерометра до второго; Δt_{x0} и Δt_{x1} — время прохождения тех же точек от второго акселерометра до третьего.

ускорения передней части лобного выступа дельфина, средняя — передней части спинного плавника, нижняя — развилки хвостового плавника. Точками показаны соответствующие этим кривым амплитуды смещения тех же точек тела дельфина, полученные путем двойного интегрирования кривых ускорения (с учетом чувствительностей акселерометров). Численное интегрирование осуществлено методом трапеций. Шаг интегрирования составлял $0.02T$, где T — период колебания. Так же, как и в предыдущем методе, измеряли амплитуды колебаний тела дельфина в точках расположения акселерометров и отношение средних значений фазовой скорости локомоторной волны на двух участках тела: от лобного выступа до спинного плавника и от спинного плавника до хвоста. При этом прослеживали за перемещением нулевых значений фазы кривых смещения точек тела, в которых были расположены акселерометры. (Нулевые значения фазы в точках φ_0 и φ_1 на рис. 6.3). Как и при анализе кинограмм в данном случае получены достоверные данные о нарастании фазовой скорости локомоторной волны от головы к хвосту.

Информация, полученная с помощью акселерометров, позволяет также определить еще два очень важных параметра движения дельфина: отношение среднего значения фазовой скорости локомоторной волны и скорости движения дельфина C_{cp}/U и отношение фазовой скорости локомоторной волны в самой передней точке дельфина (вблизи носа) к скорости движения самого дельфина C_z/U .

Действительно, измерив по кривым на рис. 6.3 время прохождения нуля фазы от носового акселерометра до хвостового и зная расстояние между ними, определим среднее значение фазовой скорости локомоторной волны. При известной скорости плавания дельфина легко вычислить отношение этих величин.

Для оценки отношения C_z/U при известном отношении C_{cp}/U получим соответствующую расчетную формулу. Можно записать

$$C_{cp} = \frac{C_z + C_{xв}}{2} = \frac{C_z \left(1 + \frac{C_{xв}}{C_z} \right)}{2}. \quad (6.13)$$

Поделив левую и правую части выражения (6.13) на скорость плавания дельфина U , получим

$$\frac{C_{cp}}{U} = \frac{C_z \left(1 + \frac{C_{xв}}{C_z} \right)}{2U}. \quad (6.14)$$

Отсюда легко получить интересующее нас выражение

$$\frac{C_z}{U} = \frac{2C_{cp}}{U \left(1 + \frac{C_{xв}}{C_z} \right)}. \quad (6.15)$$

ТАБЛИЦА 6.1. КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ПЛАВАНИЯ ДЕЛЬФИНА
TURSIOPS TRUNCATUS.

$U, \text{мс}^{-1}$	$dU/dt, \text{мс}^{-2}$	h/h_{xb}	$b_0, \text{м}^{-1}$	γ	h_{xc}/l	C_{sp}/C_r	C/U	C_{sp}/U	$f, \text{Гц}$
1.5	2.6	0.27	0.55	—	0.18	—	1.24	—	1.46
± 0.07		± 0.02	± 0.02	—	± 0.004	—	± 0.08	—	—
2.2	0	0.11	0.07	3.5	0.12	1.15	1.05	1.13	1.10
± 0.07		± 0.02	± 0.02	± 0.9	± 0.004	± 0.04	± 0.08	± 0.01	
4.3	0	0.21	0.23	4.2	0.12	1.50	0.97	1.31	2.22
± 0.07		± 0.02	± 0.07	± 0.9	± 0.004	± 0.04	± 0.08	± 0.02	

В Таблице 6.1 приведены усредненные значения кинематических параметров, полученные двумя методами на трех экспериментальных животных, длины тела которых соответственно равны: 2.24 м, 2.18 м и 2.2 м.

Необходимо сделать одно замечание. Одной из точек тела дельфина, траектория которой прослеживалась описанными методами, была развилка хвостовой лопасти. Выбор этой точки, вообще говоря, не очень корректен, так как хвостовая лопасть подвижна относительно стебля. Подвижность ее может внести определенную погрешность в фазовые соотношения колебаний выбранной точки и других точек тела дельфина. Для проверки возможности такой погрешности третью точку наблюдения выбирали на хвостовом стебле вблизи места его сочленения с хвостовой лопастью и прослеживали за ее кинематикой, затем сравнивали результаты наблюдений с предыдущими результатами. Оказалось, что расхождение результатов несущественно и не выходит за пределы экспериментальной погрешности.

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 В.Г. Янова (1990).

До недавнего времени считалось, что скорость локомоторной волны постоянна в пределах тела рыбы или дельфина. В дальнейшем будет показано, что переменный характер фазовой скорости локомоторной волны существенно влияет на характеристики обтекания дельфинов потоком воды.

Что касается амплитудной функции локомоторной волны, то измеренные значения амплитуд колебаний трех точек тела дельфина h_c , h_{cn} и h_{xb} позволяют аппроксимировать ее монотонной функцией типа

$$h(x, t) = h_{xb} \left[\frac{h_c}{h_{xb}} - 1 + \left(2 - \frac{h_c}{h_{xb}} \right) \left(\frac{x}{l} \right)^\gamma \right] \sin[\omega t - k(x)x] \quad (6.16)$$

где $\gamma = 3.5$ и 4.2 при скорости плавания $U = 2.2 \text{ мс}^{-1}$ и 4.3 мс^{-1} соответственно.

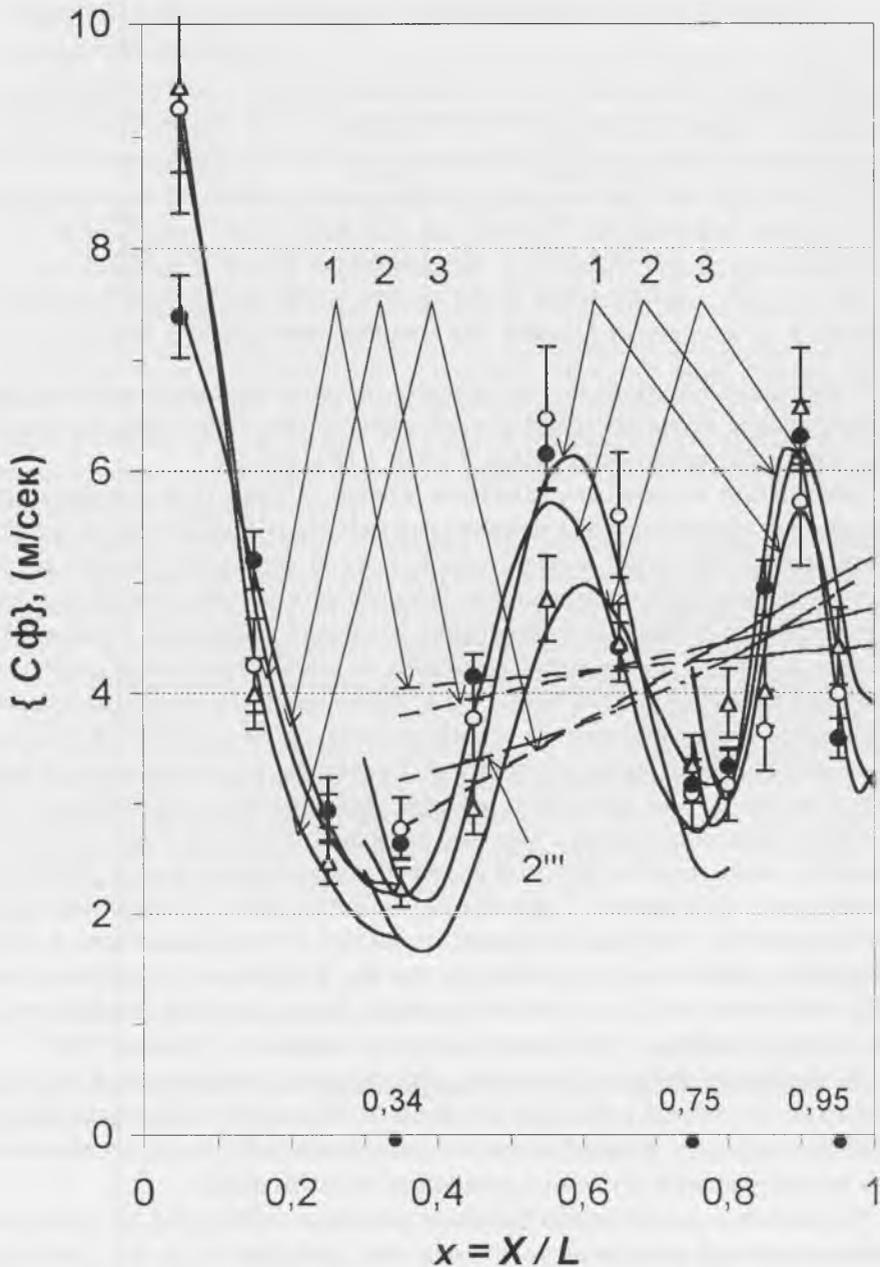


Рис. 6.4. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНИХ ЗНАЧЕНИЙ СКОРОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ ФАЗЫ (ФАЗОВОЙ СКОРОСТИ) ПОПЕРЕЧНЫХ КОЛЕБАНИЙ ВДОЛЬ ОСЕВОЙ ЛИНИИ ТЕЛА ДЕЛЬФИНА ДЛЯ ТРЕХ РЕЖИМОВ ПЛАВАНИЯ. СПЛОШНЫЕ ЛИНИИ — ФАЗОВАЯ СКОРОСТЬ, ШТРИХОВЫЕ И ШТРИХ-ПУНКТИРНЫЕ — УСРЕДНЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ (ТРЕНД) ФАЗОВОЙ СКОРОСТИ. 1, 2, 3 — РЕЖИМ ПЛАВАНИЯ: 1 — ЗАМЕДЛЕНИЕ; 2 — РАВНОМЕРНОЕ ДВИЖЕНИЕ; 3 — УСКОРЕНИЕ (РИСУНОК ВЗЯТ ИЗ РАБОТЫ ЯНОВА, 1980).

Однако, как показано в работе В.Г.Янова (1990), амплитудная функция локомоторной волны имеет немонотонный характер и должна аппроксимироваться более сложной функцией. Экспериментальные исследования, описанные в упомянутой работе, направлены на детальное изучение кинематических характеристик дельфина афалины (*Tursiops truncatus*) кинематографическим методом. Амплитуду колебаний тела и фазовую скорость локомоторной волны определяли в 12 точках тела дельфина. Для этого на теле дельфина (на его боку вдоль средней линии тела) закрепляли резиновые присоски белого цвета на приблизительно равных расстояниях друг от друга. Дельфин был обучен плавать в длинном вольере по прямой линии. (Схема эксперимента аналогична показанной на рис. 5.40). Подводную киносъемку плывущего дельфина осуществляли через боковую сетчатую стенку вольера кинокамерой, способной вращаться в горизонтальной плоскости, прослеживая движение животного. Полученные результаты свидетельствуют о том, что амплитудная функция локомоторной волны на теле дельфина немонотонна и имеет минимум при $x/l = 0.3$ (рис. 5.44), 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 (рис. 6.4), 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.

6.2. Кинематика хвостовой лопасти дельфина

Исследователи разных стран на протяжении многих десятилетий пытаются выяснить, существует ли парадокс Грея и, если существует, то какими механизмами обладают дельфины для снижения гидродинамического сопротивления. Один из возможных механизмов связывают с оптимизацией работы движителя дельфина — хвостового плавника, работающего как гидродинамическое крыло. Вопросу математического моделирования работы хвостового плавника рыб и дельфинов посвящено достаточно большое количество работ (Lighthill, 1970; Wu, 1971; Chopra, 1976; Chopra, Kambe, 1977; Katz, Weihs, 1979; Lan, 1979; Videler, Kamermans, 1985; Ahmadi, Widnall, 1985), в которых оценивается сила тяги и коэффициент полезного действия колеблющихся крыльев с различными характеристиками: формой, удлинением, гибкостью, амплитудой колебаний, положением оси вращения и значениями углов атаки и наклона лопасти к направлению движения. Однако экспериментальных работ по кинематике хвостовой лопасти дельфина исключительно мало. Имеющиеся же в литературе данные по измерениям углов наклона лопасти и атаки нуждаются в серьезных уточнениях.

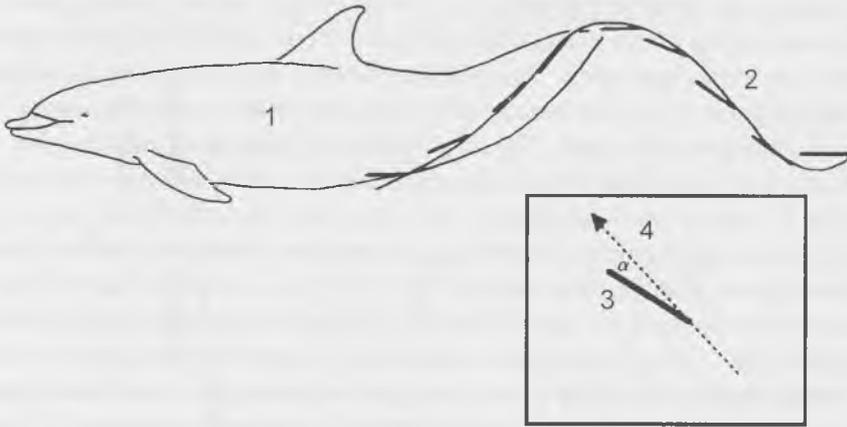


Рис. 6.5. Пример аппроксимации хвостовой лопасти дельфина жестким гидродинамическим крылом (рисунок взят из работы Fish, 1993). 1 — дельфин, 2 — траектория движения хвостовой лопасти, 3 — крыло, аппроксимирующее хвостовую лопасть, 4 — касательная к траектории движения лопасти, α — угол атаки.

6.2.1. Деформация хвостовой лопасти при активном плавании

При оценке кинематических параметров хвостовой лопасти дельфина (Wu, 1971; Каян, 1979; Fish, 1993) последнюю обычно аппроксимируют плоским жестким гидродинамическим крылом (рис. 6.5). Однако анализ кинограмм показывает, что в процессе активного плавания дельфина его хвостовая лопасть значительно деформируется, особенно в верхнем и нижнем положениях (рис. 6.6). Заметнее всего она изгибается в том месте, где оканчиваются хвостовые позвонки. При движении лопасти вверх и вниз деформации меньше, но все же вполне заметны. На рис. 6.7 показана форма хвостовой лопасти в некотором среднем положении траектории ее движения (между верхней и нижней крайними точками). Видно, что лопасть имеет форму дуги.

В упомянутых работах совершенно не оговаривается способ аппроксимации, из которого было бы ясно, как искривленную лопасть дельфина заменяют плоским крылом. По — видимому, по этой причине опубликованные в литературе данные измерений наклона лопасти дельфина к горизонтальной оси и угла атаки имеют значительный разброс (таблица 6.2).

Отсутствие достоверных экспериментальных данных о кинематике хвостовой лопасти дельфина не позволяет достаточно корректно оценить эффективность ее работы и развиваемую силу тяги с помощью известных теоретических моделей.

В настоящем и последующих разделах представлены результаты детального экспериментального изучения кинематики хвостовой лопасти дельфина афалины (*Tursiops truncatus*).



Рис. 6.6. Хвостовая лопасть в крайнем нижнем положении.

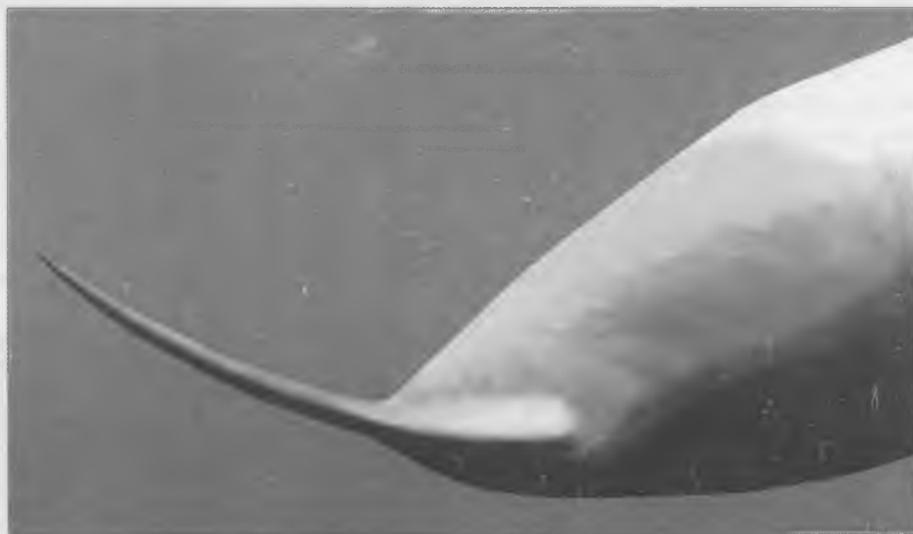


Рис. 6.7. Хвостовая лопасть в среднем положении.

Эксперименты проводили на трех самцах дельфинов афалин приблизительно одного размера — длина тела около 220 см. Кинематику хвостовой лопасти дельфинов изучали в морском вольере кинематографическим методом (схема экспериментов показана на рис. 5.40 и более подробно описана в разделе 5.1.8). Киносъемку хвостовой лопасти крупным планом осуществлял кинооператор-водолаз с помощью кинокамеры (ширина киноленты 16 мм, частота съемки 32 и 48 кадров в секунду) через сетчатую стенку вольера. Размер ячеей 10 x 10 см. С

Таблица 6.2. Значения угла наклона хвостовой лопасти дельфина к горизонтальной оси (ϑ) и угла атаки лопасти (α) при различных значениях скорости плавания (U) по литературным данным.

Вид	ϑ , град	α , град	U , мс ⁻¹	Автор
<i>Tursiops truncatus</i>	30–40	4–6	2.3	Каян, 197
Тот же	23–27	2.8–4	2.35	Videler, Kamerma
Тот же		19.5	2.0	Fish, 199.
Тот же		12.0	6.0	Fish, 199.
<i>Sotalia guianensis</i>	6–32	6–13	2.4	Videler, Kamerma
<i>Lagenorhynchus obliquidens</i>	38		5.1	Yates, 198
Тот же		16	5.1	Webb, 197

киноленты делали фотоотпечатки, которые затем сканировали и дальнейшую обработку вели с помощью компьютерных программ. В качестве примера на рис. 6.8 показан фотоотпечаток хвостовой лопасти, очищенное изображение которой приведено на рис. 6.6.

При оценке кинематических параметров хвостовой лопасти пришлось провести пок кадровый анализ очень большого количества фотоизображений. При этом каждую лопасть (точнее, ее изображение в профиль) заменяли линией, повторяющей с возможно большей точностью ее кривизну. На рис. 6.9 показан фотоотпечаток хвостового стебля и лопасти дельфина. На рис. 6.10 — тот же отпечаток с нанесенной четкой линией, повторяющей форму профиля и кривизну лопасти. Далее, изображения нескольких последовательных кадров совме-



Рис. 6.8. Фотоотпечаток хвостовой лопасти дельфина с кадра киноленты. Хорошо видна сеть Вольбера.

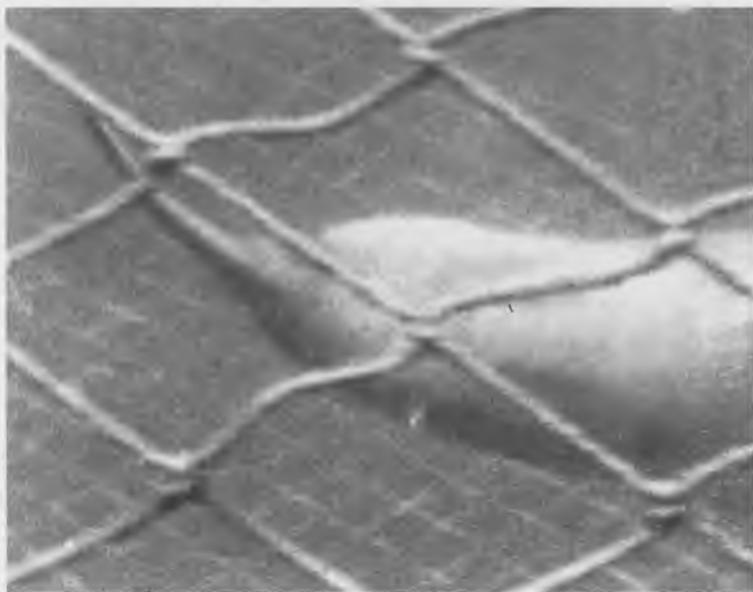


Рис. 6.9. Фотоотпечаток хвостовой лопасти дельфина с кадра киноленты.

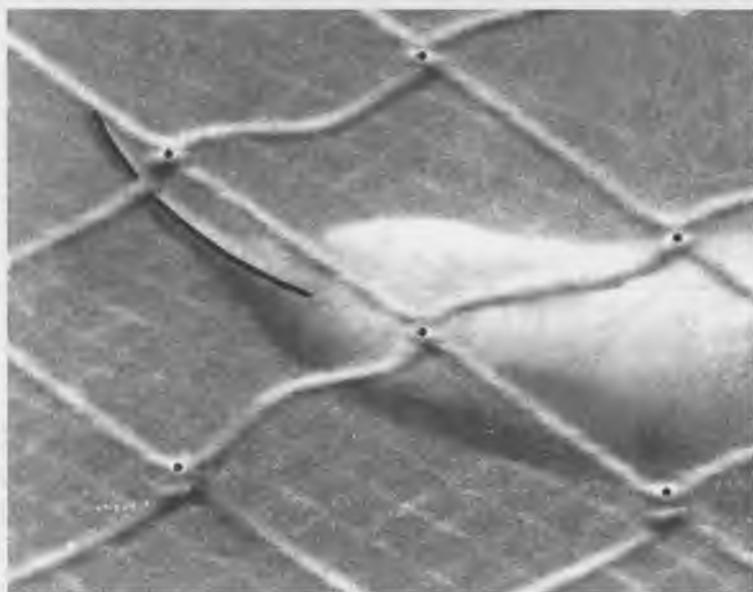


Рис. 6.10. Фотоотпечаток хвостовой лопасти дельфина с кадра киноленты. Профиль лопасти прорисован четкой черной линией.

щали таким образом, чтобы совпали элементы сети вольера (прежде всего узлы) (рис. 6.11). Предполагается, что сеть остается неподвижной в течение фрагмента кино съемки, выбранного для анализа. Обычно длительность фрагментов, выбравшихся для анализа, не превышала 0.5–0.8 с. Затем полученные изобра-

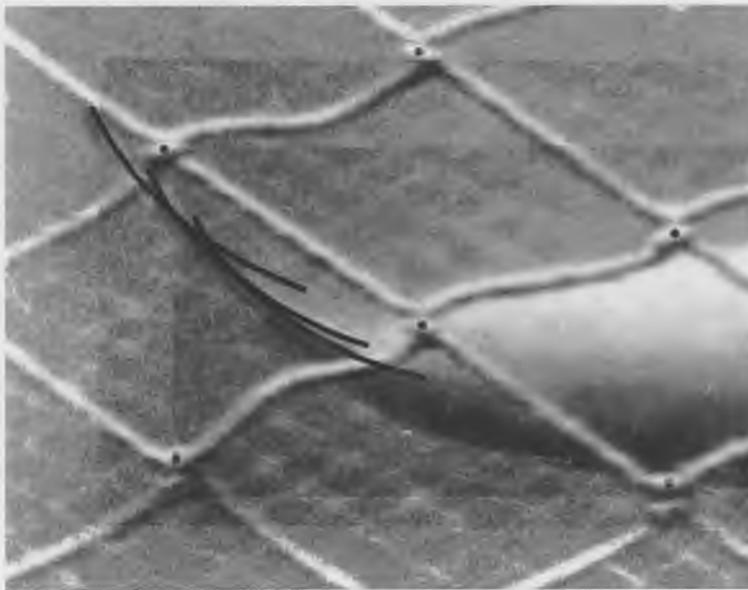


Рис. 6.11. РЕЗУЛЬТАТ НАЛОЖЕНИЯ ТРЕХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫХ ФОТООТПЕЧАТКОВ С ПРОРИСОВАННЫМИ ПРОФИЛЯМИ ЛОПАСТЕЙ. Видны совмещенные узлы сети (черные точки).

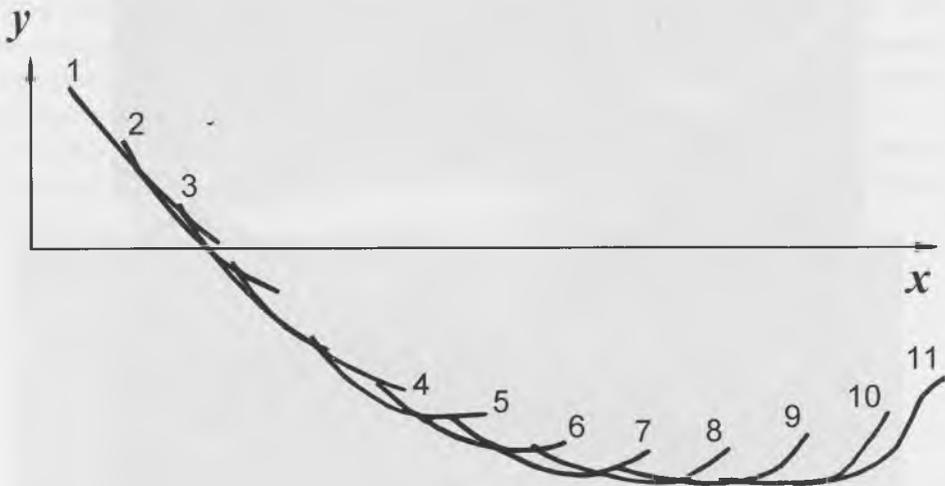


Рис. 6.12. ПРИМЕР ПОКАДРОВОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ПОЛОЖЕНИЙ ХВОСТОВОЙ ЛОПАСТИ (длительность фрагмента кино съемки около 0.3 с).

жения очищали от ненужных элементов и получали покадровую последовательность положений хвостовой лопасти. Пример такой последовательности показан на рис. 6.12. Лопасть двигалась сверху вниз. Длительность фрагмента в этом случае составляла около 0.3 с. Видно, что кривизна лопасти меняется в широких пределах. На кадре 1 лопасть почти прямая. Этот момент соответствует по-

ложению лопасти сразу же после перекладки в верхней части ее траектории. На кадре 11 изображено начало перекладки лопасти в нижней части, с чем и связана ее весьма сложная форма.

6.2.2. Линейные колебания лопасти

Киносъёмка плывущего дельфина подвижной кинокамерой (камерой, способной совершать вращательные следящие движения в горизонтальной плоскости) позволила зафиксировать достаточно много фрагментов с полным или почти полным циклом колебаний лопасти. По таким фрагментам была определена амплитудная функция точки хвостовой лопасти, совпадающей с задним концом корневой хорды. Именно эта точка была выбрана для наблюдения потому, что с большой степенью вероятности через нее проходит ось вращения лопасти. Более подробно об этом будет сказано в следующем разделе.

На рис. 6.13 показана экспериментально определенная амплитудная функция (точки) и для сравнения гармоническая функция такой же амплитуды и периода (пунктир). Экспериментальные точки снабжены доверительными интер-

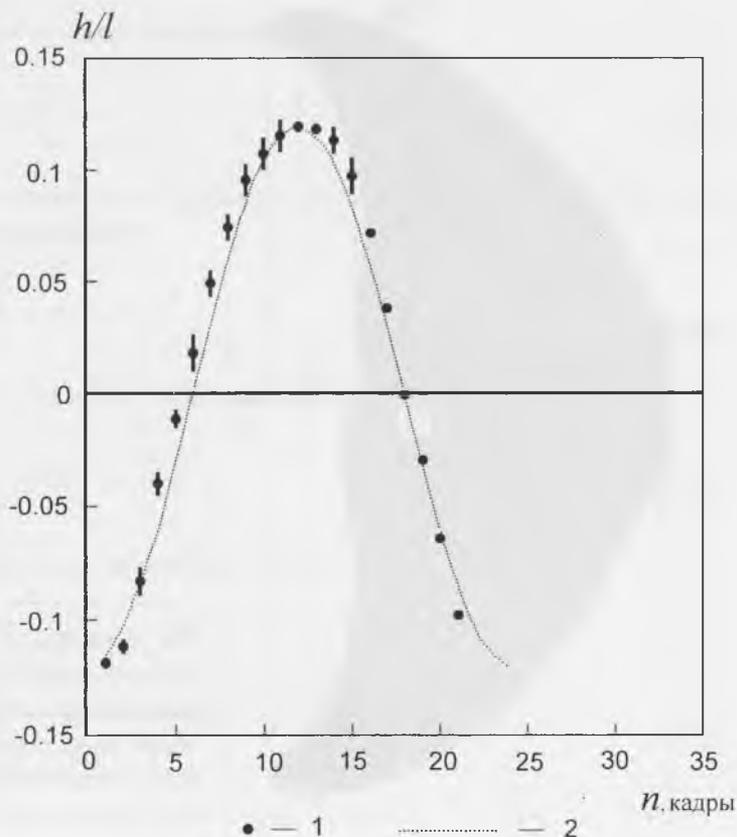


Рис. 6.13. Амплитудная функция колебаний хвостовой лопасти дельфина (1) и гармоническая функция (2). По горизонтальной оси отложены номера кадров фрагмента.

валами в одну среднеквадратичную погрешность. Видно, что амплитудная функция колебаний хвостовой лопасти дельфина очень близка к гармонической.

Относительная амплитуда колебаний хвостовой лопасти h_{x_0}/l равна 0.12 ± 0.004 . Здесь h_{x_0} — амплитуда колебаний в м, l — длина тела дельфина также в м. Число проанализированных фрагментов киносъемки равно 22.

6.2.3. Определение положения оси вращения лопасти

Для дальнейшего рассмотрения обозначим основные элементы лопасти, как показано на рис. 6.14 (фотография реальной лопасти дельфина). При сравнении рис. 6.6 и 6.14 видно, что в поворотных точках траектории лопасти часть от $-c$ до $+c$ остается практически прямолинейной. Следовательно, для этой части может быть применен закон движения, предложенный Лайтхиллом (1970) для описания движения колеблющегося двумерного жесткого крыла (рис. 6.15), имитирующего хвостовой полулунный плавник рыб и дельфинов:

$$y = [h - i\vartheta(x - b)]e^{i\omega t}, \quad (-c \leq x \leq +c) \quad (6.17)$$

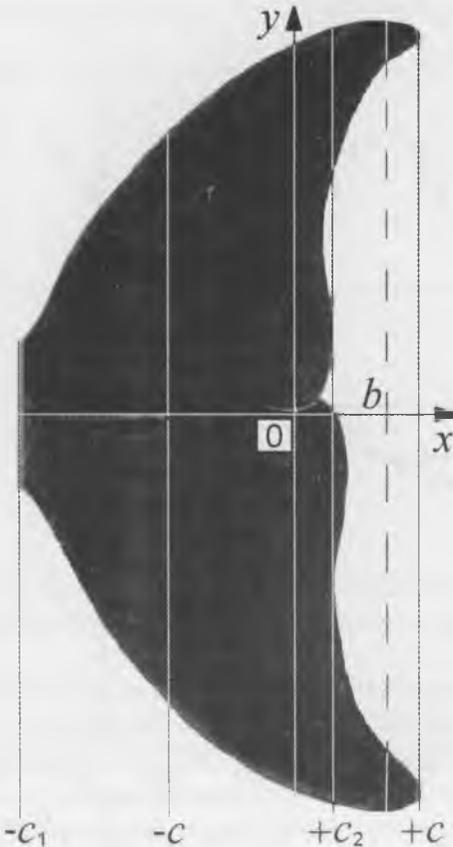
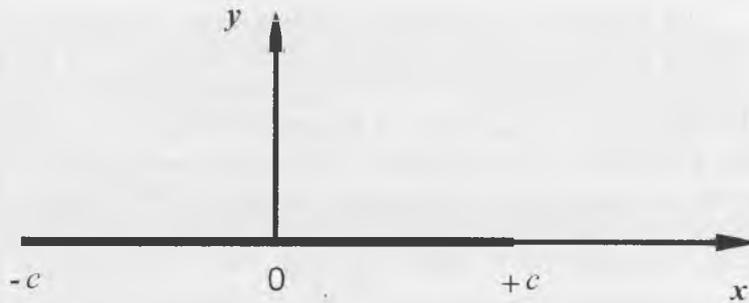


Рис. 6.14. Фотография хвостовой лопасти дельфина с разметкой характерных участков (штриховой линией обозначено текущее, пока неизвестное, положение оси вращения, остальные обозначения в тексте).

Рис. 6.15. Двумерное жесткое крыло.



где x и y — координаты, h и ϑ — амплитуды линейного и углового движения лопасти соответственно, b — расстояние от начала координат до оси вращения, i — мнимая единица, c — полухорда крыла, $e^{i\omega t}$ — временной множитель, характеризующий гармонический характер движения лопасти, $\omega = 2\pi f$, f — частота колебаний хвоста. В дальнейшем мы опустим этот множитель, так как на результаты он не влияет. Закон движения (6.17) предполагает фазовый сдвиг между линейными и угловыми движениями лопасти, равный 90° .

Амплитудное значение колебаний имеет вид:

$$y = \sqrt{[h^2 + \vartheta^2(x-b)^2]} \quad (6.18)$$

или в нормированном по длине полухорды виде:

$$\frac{y}{c} = \sqrt{\left[\left(\frac{h}{c}\right)^2 + \vartheta^2\left(\frac{x-b}{c}\right)^2\right]} \quad (6.19)$$

Амплитуда смещения точек лопасти с координатой ($x = -c$) (см. рис. 6.14) будет определяться выражением

$$\frac{y^{(-c)}}{c} = \sqrt{\left[\left(\frac{h}{c}\right)^2 + \vartheta^2\left(-1 - \frac{b}{c}\right)^2\right]} \quad (6.20)$$

Соответственно для точек с координатой ($x = +c$):

$$\frac{y^{(+c)}}{c} = \sqrt{\left[\left(\frac{h}{c}\right)^2 + \vartheta^2\left(1 - \frac{b}{c}\right)^2\right]} \quad (6.21)$$

Отношение амплитуд в указанных точках имеет вид:

$$\frac{y^{(-c)}}{y^{(+c)}} = \frac{\sqrt{\left[\left(\frac{h}{c}\right)^2 + \vartheta^2\left(-1 - \frac{b}{c}\right)^2\right]}}{\sqrt{\left[\left(\frac{h}{c}\right)^2 + \vartheta^2\left(1 - \frac{b}{c}\right)^2\right]}} \quad (6.22)$$

Из формулы (6.22) видно, что амплитуды смещения в точках $(-c)$ и $(+c)$ лопасти одинаковы лишь в одном случае: когда $b/c = 0$. Если b/c отлично от 0, соотношение амплитуд $y^{(-c)}/y^{(+c)}$ определяется тремя величинами: h/c , ϑ и b/c . Нас интересует положение оси вращения лопасти, т. е. величина b/c . Полученные в результате эксперимента с дельфинами кинограммы (несколько десятков) позволили рассчитать соотношение амплитуд $y^{(-c)}/y^{(+c)}$, амплитуду колебаний лопасти h/c и максимальный угол наклона лопасти к горизонтальной оси ϑ (Романенко, Пушков, 1997, 1998). Значения $y^{(-c)}/y^{(+c)}$ изменялись в пределах от 1 до 1.1, а величина h/c равнялась 3.5. Более привычно относить амплитуду колебаний хвостовой лопасти к ее корневой хорде (от $-c_1$ до $+c_2$ на рис. 6.14). Обозначим корневую хорду через c_0 . Полученное значение h/c_0 равно 1.43.

Для определения угла ϑ представим хвостовую лопасть дельфина, изображенную на рис. 6.7, в форме дуги соответствующей кривизны. На рис. 6.16а показаны четыре дуги, отражающие положение хвостовой лопасти дельфина на четырех последовательных кадрах кинограммы в моменты времени, когда лопасть двигалась от верхнего положения к нижнему и пересекала горизонтальную ось координат, совпадающую с продольной осью дельфина, находящегося в состоянии покоя. На дугах выделены участки A1B1, A2B2, A3B3 и A4B4, соответствующие части хвостовой лопасти от $-c$ до $+c$ на рис. 6.14 (буквами B1–B4 обозначены места окончания позвоночника в пределах хвостовой лопасти, помеченные светлыми точками). Углы наклона хорд A1B1, A2B2, A3B3 и A4B4 (соответственно $\vartheta_1, \vartheta_2, \vartheta_3, \vartheta_4$) равны в данном конкретном случае $48.5^\circ, 51^\circ, 42^\circ$ и 38° . (На рис. 6.16б отдельно показана верхняя дуга и измеряемый угол ϑ_1). Они отражают динамику изменения угла наклона участка хвостовой лопасти от $-c$ до $+c$ к горизонтальной оси в процессе ее движения. (Эти величины не следует отождествлять с углами наклона всей лопасти, методика измерения которых будет описана в следующем разделе).

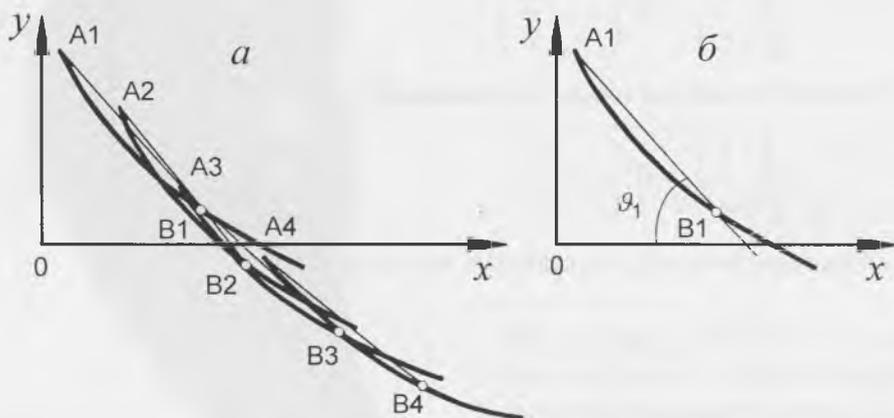


Рис. 6.16. Положение хвостовой лопасти дельфина на четырех последовательных кадрах кинограммы. Пояснения в тексте.

Для оценки положения оси вращения лопасти будем использовать максимальное значение угла ее наклона, усредненное по большому числу (22) кинограмм в диапазоне скоростей плавания от 2.1 до 3.3 м/с: $\vartheta = 45.4 \pm 1.0^\circ$. Подставив измеренные значения $y^{(-c)}/y^{(+c)}$, h/c и ϑ в формулу (6.21), получим, что $b/c = 0$ при $y^{(-c)}/y^{(+c)} = 1$ и $b/c = 1.024$ при $y^{(-c)}/y^{(+c)} = 1.1$.

Учитывая, что на рис. 6.14 представлена фотография реальной хвостовой лопасти дельфина *Tursiops truncatus*, выпишем несколько очевидных соотношений, связывающих размеры отдельных ее частей:

$$\frac{c_1 - c}{c_1 + c} = 0.35 \quad (6.23)$$

$$\frac{c_2 + c}{c_1 + c} = 0.41 \quad (6.24)$$

$$\frac{c - c_2}{c_1 + c} = 0.22 \quad (6.25)$$

из которых следуют выражения:

$$c = 0.32(c_1 + c), \quad (6.26)$$

$$c_1 = 0.67(c_1 + c), \quad (6.27)$$

$$c_2 = 0.09(c_1 + c). \quad (6.28)$$

Введем параметры: расстояние оси вращения от передней кромки лопасти $b^0 = c_1 + b$ и корневая хорда лопасти $c_0 = c_1 + c_2$. Тогда относительное положение оси вращения лопасти может быть записано в виде

$$\frac{b^0}{c_0} = \frac{(c_1 + b)}{c_1 + c_2}. \quad (6.29)$$

Поделив числитель и знаменатель в правой части на c и воспользовавшись соотношениями (6.26)–(6.28), получим:

$$\frac{b^0}{c_0} = 0.88 + 0.42 \left(\frac{b}{c} \right) \quad (6.30)$$

Учитывая, что соотношение амплитуд $y^{(-c)}/y^{(+c)}$ концов участка лопасти от $-c$ до $+c$ в процессе активного плавания в интервале скоростей от 2.1 до 3.3 м/с изменяется от 1 до 1.1 и при этом величина b/c варьирует от 0 до 1.024, можно по формуле (6.30) вычислить относительное положение оси вращения лопасти при крайних значениях величины b/c :

$$\frac{b^0}{c_0} = 0.88 \text{ при } b/c = 0, \quad (6.31)$$

$$\frac{b^0}{c_0} = 1.31 \text{ при } b/c = 1.024. \quad (6.32)$$

Полученные результаты свидетельствуют о том, что ось вращения хвостовой лопасти дельфина расположена вблизи ее задней кромки, что хорошо согласуется с предположением Лайтхилла (1970). (В работах Романенко, Пушкова, 1997, 1998 при численных оценках величины b/c вкралась неточность, которая, однако, не повлияла на основной конечный результат).

6.2.4. Определение углов наклона лопасти дельфина и ее траектории движения к горизонтальной оси

Знание углов наклона лопасти и траектории ее движения к направлению движения, совпадающему с горизонтальной осью координат, необходимо для вычисления углов атаки лопасти и численной оценки развиваемых лопастью гидродинамических сил. С учетом искривленности лопасти были разработаны методы оценки углов ее наклона и наклона траектории. Прежде всего рассмотрим метод определения углов наклона траектории. На рис. 6.17 показана последовательность из трех положений хвостовой лопасти. Точками А1, А2 и А3 показано положение оси вращения лопасти, совпадающее с ее задней кромкой (точнее, с линией $+c_2$ на рис. 6.14) в соответствии с результатами предыдущего раздела. Измеряли углы, образованные линиями А1А2 и А2А3 (углы θ_1 и θ_2) с горизонтальной осью координат. Затем вычисляли среднее значение угла $\theta_{cp} = \frac{\theta_1 + \theta_2}{2}$ и считали, что это и есть угол касательной к траектории движения оси А2 лопасти (θ_p). Аналогично вычисляли углы наклона касательных ко

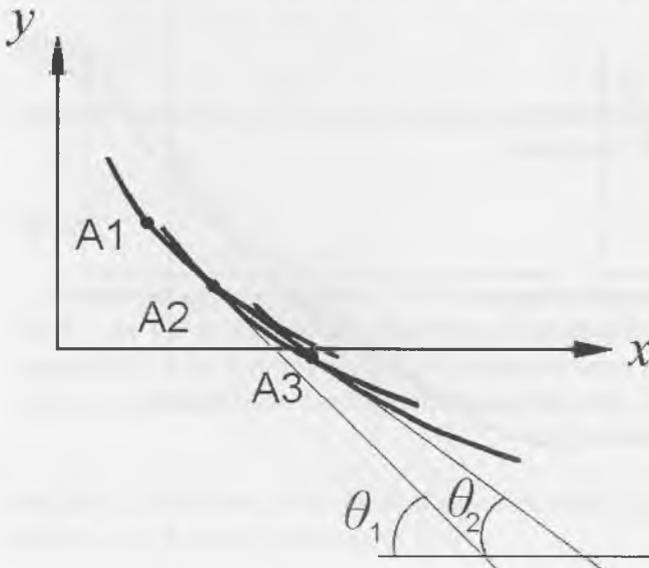


Рис. 6.17. СХЕМА, ПОЯСНЯЮЩАЯ МЕТОДИКУ ОПРЕДЕЛЕНИЯ УГЛА НАКЛОНА ТРАЕКТОРИИ ЛОПАСТИ К ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ОСИ. ПОЯСНЕНИЯ В ТЕКСТЕ.

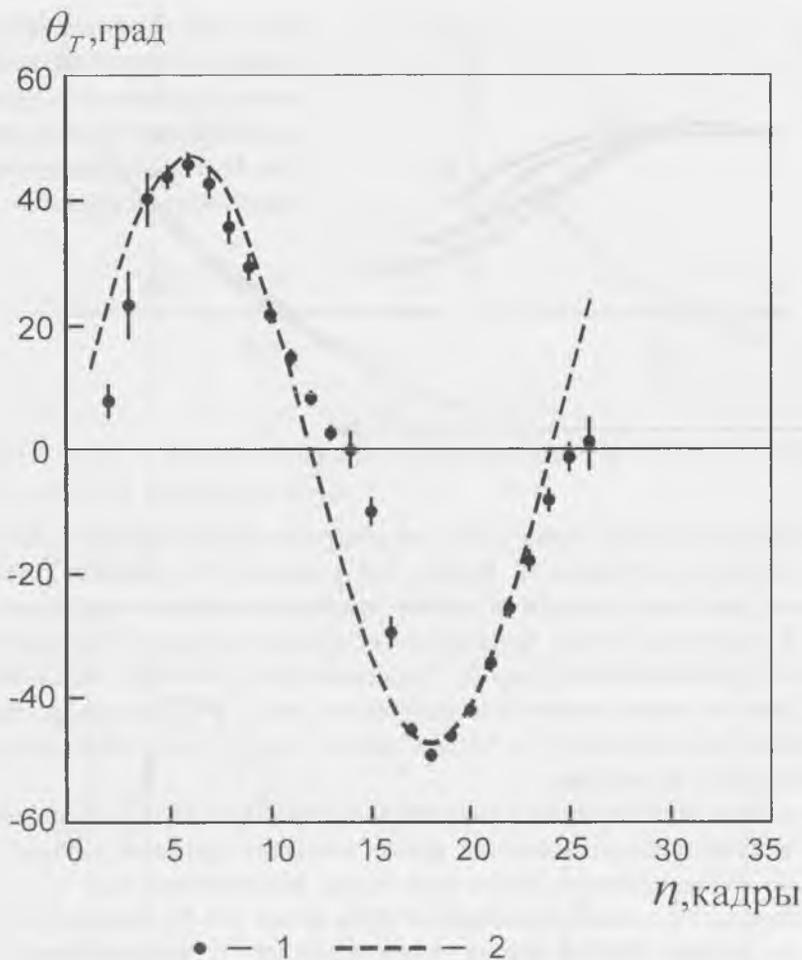


Рис. 6.18. Функция угла наклона траектории к горизонтальной оси (1) и гармоническая функция (2). По горизонтальной оси отложены номера кадров фрагмента.

всем положениям оси лопасти фрагмента киносъемки, взятого для анализа. Строго говоря, вычисленный таким методом усредненный угол может не совпадать с истинным углом наклона траектории. Однако для средних положений лопасти (в момент пересечения горизонтальной оси) угол наклона траектории практически постоянен и поэтому погрешность за счет усреднения углов в двух соседних положениях оси пренебрежимо мала. Погрешность может оказаться заметной в верхней и нижней поворотных точках лопасти, где траектория ее движения имеет наибольшую кривизну.

На рис. 6.18 показана усредненная в диапазоне скоростей 2.2–4.3 мс⁻¹ экспериментально определенная функция угла наклона траектории (θ_T) к горизонтальной оси (точки) и для сравнения гармоническая функция (пунктир). У каж-

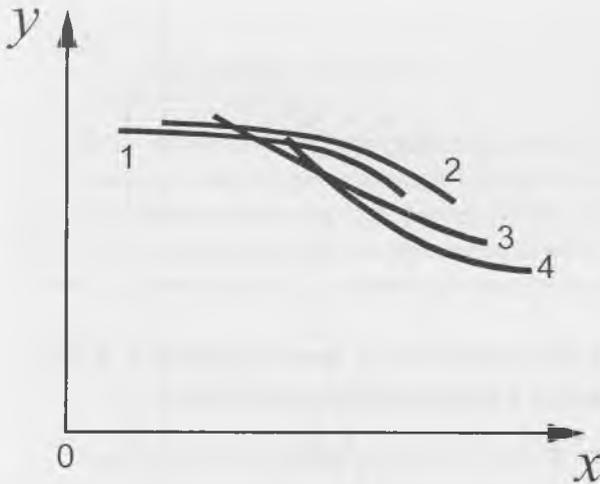


Рис. 6.19. ФРАГМЕНТ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ПОЛОЖЕНИЙ ХВОСТОВОЙ ЛОПАСТИ ДЕЛЬФИНА, ВКЛЮЧАЮЩИЙ В СЕБЯ МОМЕНТ ПЕРЕКЛАДКИ ЛОПАСТИ. ЦИФРАМИ УСЛОВНО ОБОЗНАЧЕНЫ ПОЛОЖЕНИЯ ЛОПАСТИ.

дой экспериментальной точки приведен доверительный интервал в одну среднеквадратичную погрешность. Видно, что функция угла наклона траектории движения хвостовой лопасти дельфина достаточно близка к гармонической. Однако в некоторых точках траектории экспериментальные точки достоверно отходят от гармонической функции. Это происходит в моменты перекадки лопасти. Один из таких моментов иллюстрирует рис. 6.19. Перекадка происходит в момент времени между 2 и 3 положениями лопасти, в результате чего сильно изменяется угол ее наклона.

Для пояснения методики измерения угла наклона лопасти рассмотрим двумерное жесткое аэродинамическое крыло, имеющее профиль в форме дужки (рис. 6.20). Направление нулевого угла атаки, обозначенное как V_{∞}^0 , у такого крыла совпадает с линией, проходящей через точки А и В (Лойцянский, 1987). На том же рисунке показан вектор скорости потока V_{∞}^1 , направленный под углом атаки α к дужке. Можно предположить, что обтекание дугообразной хвостовой лопасти дельфина в первом приближении будет таким же, как у представленной на рис. 6.20 дужки. Очевидно, можно принять за угол наклона лопасти угол наклона линии нулевого угла атаки. На рис. 6.21а показана та же последо-

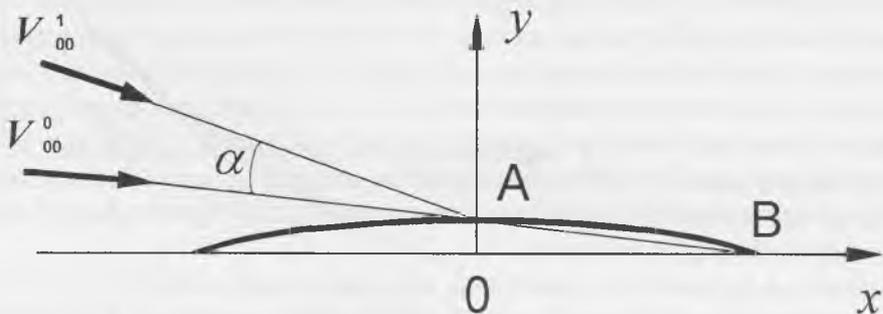


Рис. 6.20. ДВУМЕРНОЕ КРЫЛО В ФОРМЕ ДУЖКИ.

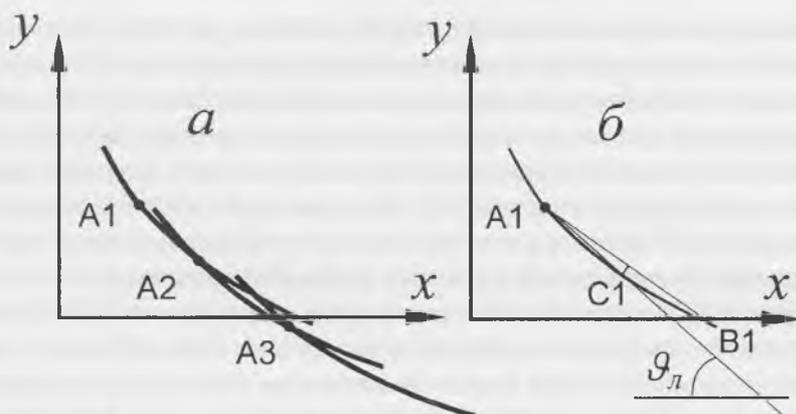


Рис. 6.21. Схема, поясняющая методику определения угла наклона лопасти к горизонтальной оси. Пояснения в тексте.

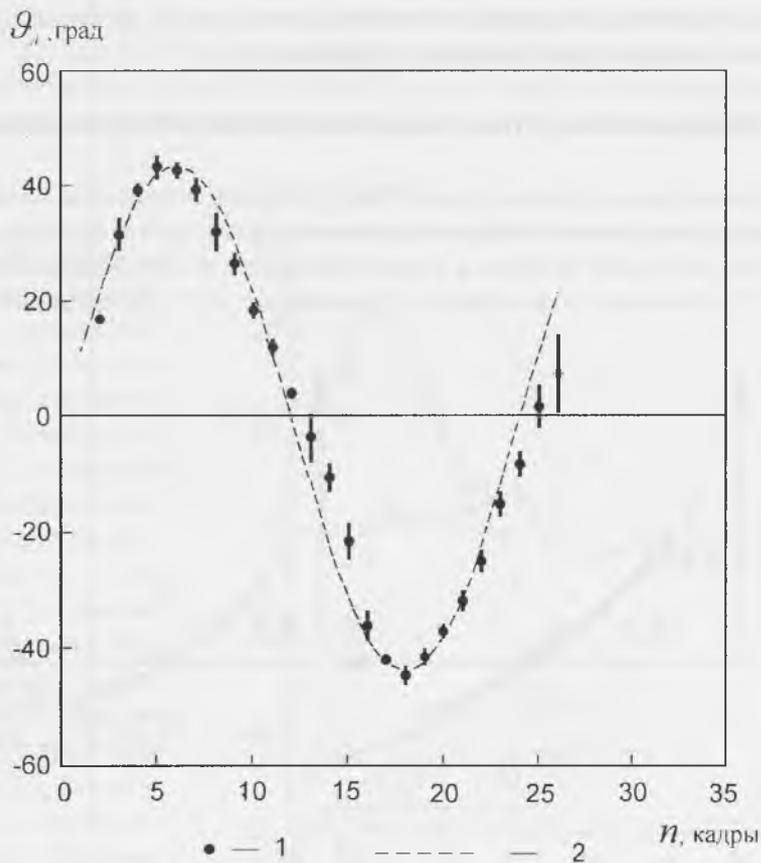


Рис. 6.22. Функция угла наклона лопасти дельфина к горизонтальной оси (1) и гармоническая функция (2). По горизонтальной оси отложены номера кадров фрагмента.

вательность положений хвостовой лопасти, что и на рис. 6.17. Для пояснения методики измерения выбираем верхнее положение лопасти (рис. 6.21б) и, как и ранее, точкой А1 обозначим положение оси вращения. Точка В1 обозначает положение передней кромки лопасти (лопасть движется сверху вниз). Из середины отрезка А1В1 проводим перпендикуляр до пересечения с линией, представляющей профиль лопасти (точка С1). Через точки А1 и С1 проводим линию, угол наклона которой измеряем и считаем его углом наклона лопасти. Аналогичные измерения проводим и с другими изображениями лопасти.

На рис. 6.22 показана усредненная в диапазоне скоростей 2.2–4.3 мс⁻¹ экспериментально определенная функция угла наклона лопасти (точки с доверительными интервалами в одну среднеквадратичную погрешность) и для сравнения гармоническая функция (пунктир). Функция угла наклона лопасти несколько лучше согласуется с гармонической функцией, чем функция угла наклона траектории движения лопасти (рис. 6.18). В момент перекладки лопасти экспериментальные точки отходят от гармонической функции, но значительно меньше, чем на графике функции угла наклона траектории. Полученные значения угла заметно больше представленных в таблице 6.2.

6.2.5. Определение угла атаки хвостовой лопасти дельфина

Для пояснения методики определения угла атаки искривленной хвостовой лопасти дельфина полезно аппроксимировать ее как и ранее двумерным жестким крылом, имеющим профиль в форме дужки (рис. 6.20) (Лойцянский, 1987). На рис. 6.23а показаны те же три дуги, что и на рис. 6.17, отражающие положе-

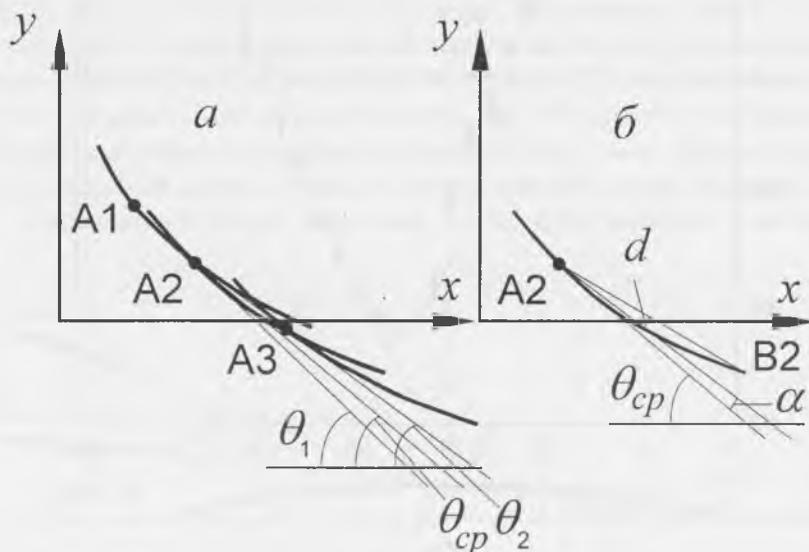
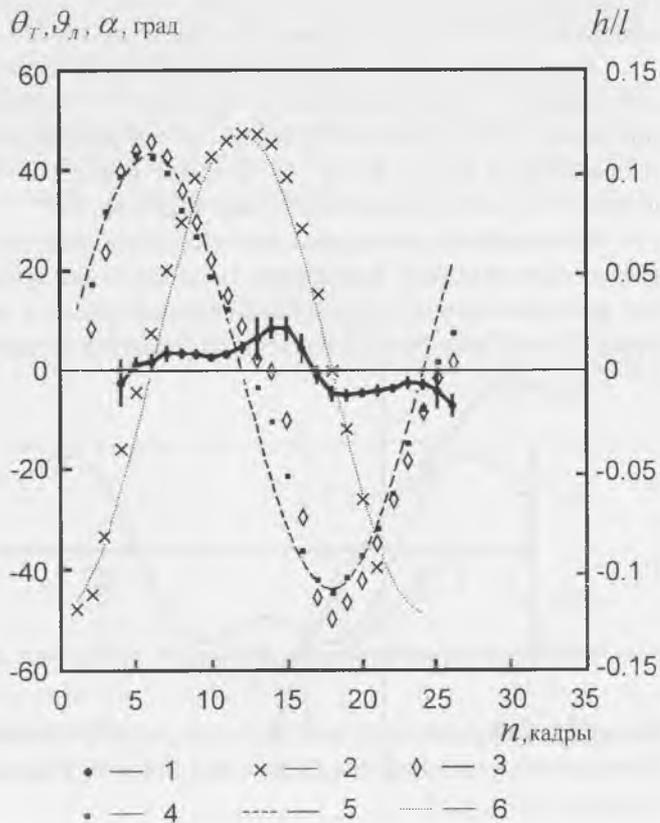


Рис. 6.23. Схема, поясняющая методику определения угла атаки лопасти дельфина. Пояснения в тексте.

ние хвостовой лопасти дельфина на трех последовательных кадрах кинограммы. Буквами А1–А3 обозначены положения оси вращения хвостовой лопасти в пространстве в процессе ее движения, характеризующие траекторию движения лопасти. В соответствии с результатами, полученными в предыдущем разделе, считаем, что в данном случае ось вращения лопасти совпадает с ее задней кромкой (точнее с линией $+c_2$ на рис. 6.14). Направление касательной к траектории движения лопасти, как известно, определяет направление обтекающего потока. Угол атаки лопасти заключен между касательной к траектории движения лопасти и направлением ее нулевого угла атаки. Касательная к траектории на рис. 6.23а и б для положения лопасти, характеризуемого осью А2, обозначена углом θ_{cr} . Направление нулевого угла атаки с осью А2 проходит через точку А2 и конец отрезка d , проведенного из середины хорды А2В2 перпендикулярно к ней до пересечения с дугой. Угол α между этими двумя линиями представляет собой искомый угол атаки. Путем анализа большого числа (33) кинограмм определенное нами усредненное значение угла атаки хвостовой лопасти, соответствующее моменту пересечения лопастью горизонтальной оси, оказалось равным 3.3° . На рис. 6.24 представлена функция угла атаки хвостовой лопасти дельфина за время одного цикла колебаний (точки с доверительными интервалами в одну среднеквадратичную погрешность). Там же приведены: амплитудная фун-

Рис. 6.24. Сводные данные по кинематическим параметрам хвостовой лопасти дельфина, определенные экспериментально, (1–4) и гармонические функции, приведенные для сравнения, (5,6): 1 — угол атаки (α), 2 — амплитудная функция (h/l), 3 — функция угла наклона траектории лопасти к горизонтальной оси (θ_T), 4 — функция угла наклона лопасти (ϑ_{cr}). По горизонтальной оси отложены номера кадров. Пояснения в тексте.



кция (крестики), а также функция угла наклона траектории (ромбы) и функция угла наклона лопасти (квадратные точки). Пунктирами (штриховым и точечным) показаны соответствующие гармонические функции.

Функция угла атаки имеет сложный вид. На большей части периода колебаний лопасти угол атаки меняется мало и составляет величину около 3.3° . Однако в моменты времени, соответствующие переключке лопасти, угол атаки может достигать 8° .

Сложный характер функции угла атаки можно объяснить тем, что она представляет собой разницу функций угла наклона траектории и угла наклона лопасти. Теоретически разница упомянутых углов имеет вид

$$\alpha = \arctg\left(\frac{V_y}{U_0}\right) - \vartheta_\lambda \quad (6.33)$$

где $V_y = h_{\text{в}} \omega \cos \omega t$, $\vartheta_\lambda = \vartheta_1 \cos \omega h_1$ и ϑ_1 — амплитуда линейных и угловых колебаний лопасти соответственно, U_0 — скорость набегающего потока, $\omega = 2\pi f$, f — частота колебаний тела дельфина. На рис. 6.25 показана функция угла атаки в соответствии с формулой (6.33). Видно, что эта функция качественно согласуется с экспериментальной функцией, представленной на рис. 6.24. Ранее аналогичный характер функции угла атаки лопасти дельфина *Tursiops truncatus* был обнаружен экспериментально и описан в работе (Каян, 1979).

Изложенный подход к оценке угла атаки позволяет объяснить завышенные его значения, представленные в таблице 6.2. Действительно, если (рис. 6.23) при оценке угла атаки пользоваться не направлением его нулевого значения, а направлением хорды А2В2, то он будет равен 10° . Большое число подобных оценок, будучи усредненными, дает значение 9.6° .

Полученные результаты вносят определенную ясность в два важных аспекта гидромеханики дельфинов: положение оси вращения хвостовой лопасти, как нестационарного гидродинамического крыла, и значение ее реального угла атаки. В этих аспектах до настоящего времени существовала полная неопреде-

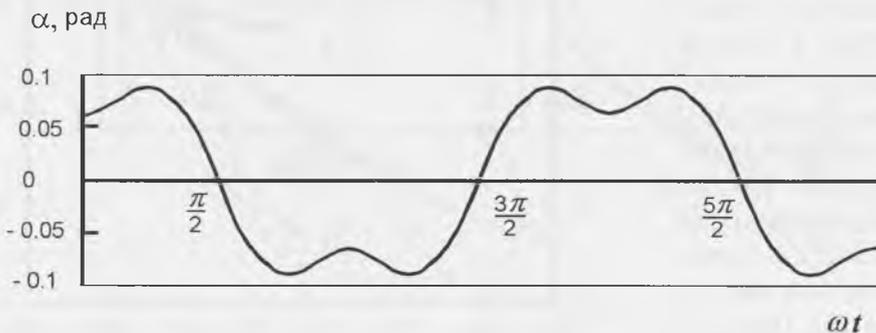


Рис. 6.25. Теоретическая функция угла атаки (в соответствии с формулой 6.33). Кинематические параметры для расчета взяты из таблицы 6.1 для $U = 4.3 \text{ мс}^{-1}$ и из графика на рис. 6.22.

ленность, что серьезно затрудняло использование известных математических моделей (Parry, 1949; Lighthill, 1970; Wu, 1971; Chopra, 1976; Chopra, Kambe, 1977; Katz, Weihs, 1979; Lan, 1979; Videler, Kamermans, 1985; Ahmadi, Widnall, 1985) для оценки тяги и коэффициента полезного действия хвостовой лопасти.

6.3 Обтекание тела дельфина

6.3.1. Скорость обтекания тела дельфина потоком воды и распределение на нем динамического давления

Экспериментальная проверка гипотезы Грея о существовании на теле дельфина отрицательного градиента динамического давления и его влиянии на характер обтекания состояла в измерении на свободно плавающем дельфине скоростей обтекания в трех точках боковой поверхности его тела, отстоящих от кончика носа на расстояниях соответственно 1.2, 1.5 и 1.7 м при длине тела дельфина 2.24 м. Измерения проводили с помощью пары миниатюрных вертушек (Романенко, 1976), одна из которых была постоянно закреплена в точке на расстоянии 1.2 м от носа животного (на резиновом поясе), а вторую закрепляли поочередно в точках на расстоянии 1.5 и 1.7 м от носа (рис. 6.13). Информация с вертушек по радиоканалу передавалась на берег. Малогабаритный радиопередатчик был закреплен на спинном плавнике дельфина.

Результаты представлены на рис. 6.26. По вертикальной оси отложено отношение усредненных по времени скоростей обтекания, регистрируемых соответственно в третьей и первой точках тела (кривая 1) и во второй и первой (кривая 2) в зависимости от ускорения, с которым плавал дель-

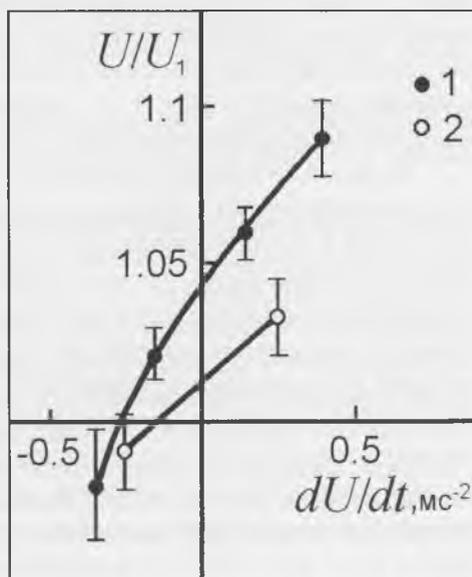


Рис. 6.26. Отношение скорости обтекания в третьей и первой точках на теле дельфина (1) и во второй и первой (2) в зависимости от ускорения движения.

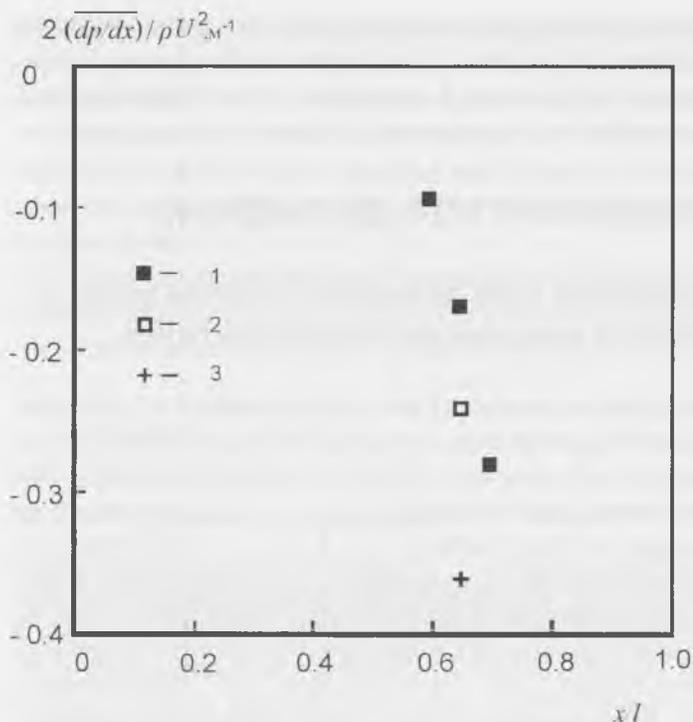


Рис. 6.27. Значения градиентов динамического давления, рассчитанные по данным рис. 6.26. 1 — движение с постоянной скоростью (4 мс^{-1}), 2 и 3 — движение с ускорением соответственно 0.14 и 0.4 мс^{-2} .

фин. Легко заметить, что при движении дельфина с постоянной скоростью или с положительным ускорением наблюдается ускорение обтекающего потока в проксимальной части тела животного. Приведенные результаты получены при средней скорости плавания дельфина, равной $4 \pm 0.5 \text{ мс}^{-1}$. От скоростей обтекающего потока нетрудно с помощью уравнения Бернулли перейти к градиентам динамического давления. На рис. 6.27 представлены результаты такого пересчета для случая движения дельфина с постоянной скоростью 1 и с ускорением (2 — ускорение равно 0.14 мс^{-2} , 3 — ускорение равно 0.4 мс^{-2}). По вертикальной оси отложены значения нормированного градиента давления в области измерения.

На рис. 6.28 показана временная зависимость скорости движения дельфина (сплошные линии) и градиента динамического давления на его теле (штриховые линии) в течение одного пробега. Разрывы сплошной линии приходятся на моменты выдоха-вдоха. Можно заметить, что в моменты особенно активного движения дельфина градиент давления становится отрицательным. При ослаблении активности и переходе к движению по инерции градиент давления положителен. Исключение составляет последний момент движения, когда уменьшение скорости движения сопровождается уменьшением градиента давления. Это связано с тем, что дельфин закончил прохождение дистанции и принял вертикальное положение, высунувшись из воды и работая хвостом. В этом случае механизм формирования отрицательного градиента давления связан с отбрасыванием масс воды хвостовой лопастью и созданием дополнительного потока

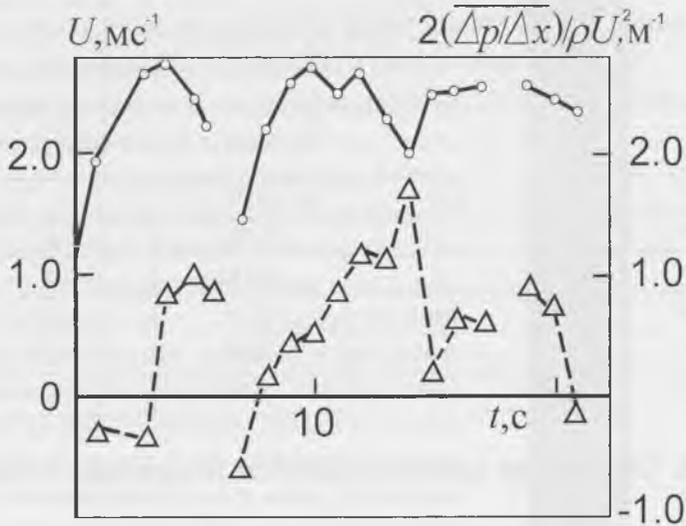


Рис. 6.28. Скорость движения дельфина (сплошные линии) и градиент динамического давления (штриховые линии) вдоль тела дельфина в зависимости от времени.

вдоль тела животного. Более наглядно этот механизм иллюстрирует специально поставленный эксперимент, который будет описан в следующем разделе.

Для оценки влияния градиента динамического давления на характер обтекания тела более показательным является усредненный по времени формпараметр профиля скоростей (Шлихтинг, 1974), который имеет вид

$$\bar{\Lambda} = -\frac{\delta^2}{\nu \rho U} \frac{dp}{dx} \quad (6.34)$$

Здесь ν — кинематическая вязкость воды, δ — толщина пограничного слоя, ρ — плотность воды, U — скорость набегающего потока, p — динамическое давление, x — координата.

Экспериментальным значениям градиента давления, представленным на рис. 6.27, соответствуют значения формпараметра профиля скоростей, приведенные в таблице 6.3.

Известно (Шлихтинг, 1974), что при положительных значениях формпараметра наблюдается повышение критического числа Рейнольдса и стабилизация ламинарного обтекания. Из таблицы 6.3 видно, что значения формпараметра, соответствующие экспериментально определенным значениям градиента динамического давления, положительны и вполне достаточны для стабилизации ламинарного обтекания (или, что то же самое, для повышения критического числа Рейнольдса). В одном из последующих разделов будет показано, что действительно числа Рейнольдса перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный на свободно плавающем дельфине значительно выше, чем на плоской пластине и жесткой модели дельфина. Обнаружена также зависимость числа Рейнольдса перехода от ускорения движения дельфина

Таблица 6.3. Значения формпараметра профиля скоростей в точках измерения (x/l) градиентов динамического давления ($2dp/dx/\rho U^2$) при различных режимах плавания дельфина (a — ускорение).

x/l	a , мс ⁻²	$2dp/dx/\rho U^2$, м ⁻¹	$\bar{\lambda}$
0.6	0	0.093	1.6
0.65	0	-0.168	3.0
0.65	0.14	-0.24	4.35
0.65	0.4	-0.36	6.5
0.71	0	-0.28	5.6

6.3.2. Обтекание колеблющегося резинового клина

С целью установить наличие отрицательного градиента динамического давления вдоль колеблющейся пластинки нами был проведен такой эксперимент. Был изготовлен резиновый клин (рис. 6.29). Вдоль боковой поверхности клина расположены три отверстия, соединяющиеся с тремя жидкостными манометрами. В головной части клина укреплен стержень, с помощью которого клин может приводиться в поперечное колебательное движение. Изгибная волна, возбужденная в головной части клина, распространялась по клину от его утолщенной части к тонкой с нарастанием амплитуды. Эксперимент проводили

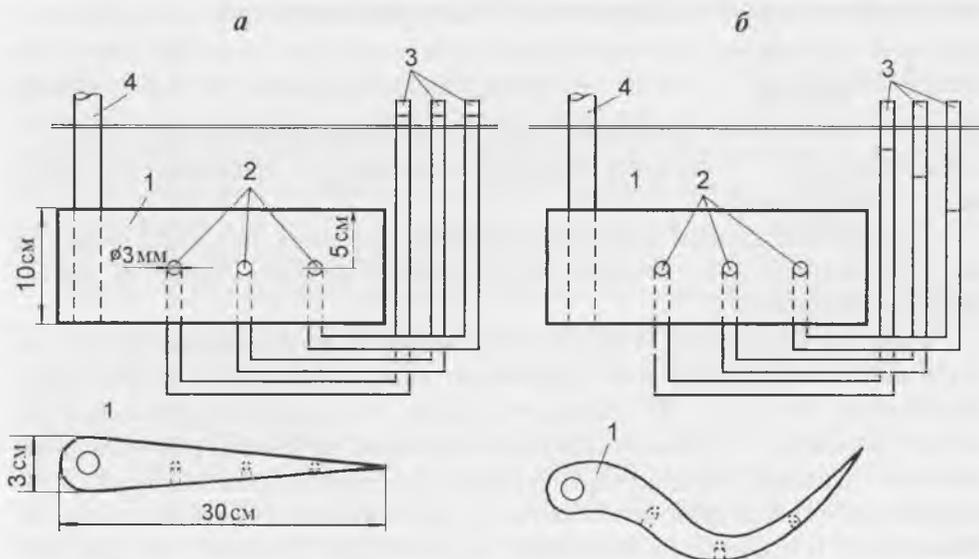


Рис. 6.29. Схема эксперимента с резиновым клином. *а* — в отсутствие колебаний; *б* — при наличии изгибных колебаний; 1 — резиновый клин; 2 — отверстия в клине; 3 — манометры; 4 — стержень, возбуждающий колебания.

в неподвижной воде. В этом случае при отсутствии колебаний уровни жидкости во всех трех манометрах одинаковы (см. рис. 6.29а).

Как только головную часть клина приводят в колебательное движение и по клину от его головной части к хвостовой распространяется изгибная волна, все три манометра показывают понижение давления, причем самое низкое давление показывает манометр, расположенный ближе всех к хвосту клина. Самое высокое — манометр, ближайший к головной части (рис. 6.29б). Следует отметить, что манометры были сконструированы таким образом, чтобы регистрировать только постоянную составляющую давления. Вдоль клина формировался значительный поток воды. Образующийся при этом отрицательный градиент давления легко достигал порядка $10^{-5} - 10^{-4}$ атм/см.

6.4. Пульсации 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 (Шлихтинг, 1974; Репик, 1970; Назарчук, Ковецкая, Панченко, 1974; Ландер, 1964). Теперь остается уточнить, действительно ли благожелательный (отрицательный) градиент динамического давления может благотворно влиять на характер обтекания тела животных. В связи с этим представляют интерес проведенные нами радиотелеметрические измерения уровня пульсаций

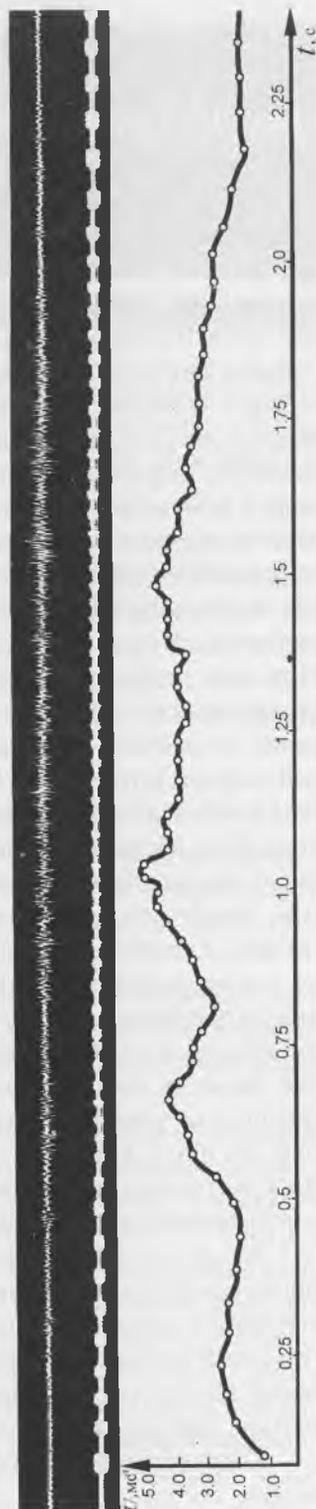


Рис. 6.30. Зависимость скорости движения дельфина *Tursiops truncatus* и уровня пульсаций давления в пограничном слое от времени в процессе броска дельфина за рыбой.

давления в пограничном слое на теле свободно плавающего дельфина в области его миделя (на расстоянии 1.2 м от носа) (Романенко, 1972, 1978, 1986; Романенко, Янов, 1973).

На рис. 6.30 отражен кратковременный бросок дельфина за рыбой. Весь процесс занимает около 2.5 с. (Время отложено на горизонтальной оси.) В нижней части рисунка показан график скорости обтекания тела дельфина в области начала спинного плавника (объяснение причины весьма значительных изменений скорости обтекания, совпадающих по частоте с частотой колебаний тела животного, дано в п. 5.1.8 Главы 5) приблизительно в 20 см от точки измерения пульсаций давления. В первом приближении можно считать, что усредненная за период колебания скорость обтекания равна скорости движения самого дельфина. Максимальное значение скорости обтекания равно 5 мс^{-1} . В верхней части рисунка приведены две осциллограммы. Первая осциллограмма (снизу) представляет собой полезную информацию в том виде, в каком она передана с дельфина по радиоканалу с помощью радиотелеметрической аппаратуры (Янов, Романенко, 1972) и зарегистрирована на магнитную ленту. Эта информация представляет собой сумму пульсаций давления (шумовой характер) и последовательности радиоимпульсов, частота следования которых пропорциональна скорости обтекания в точке измерения. Вторая осциллограмма представляет собой пульсации давления в чистом виде (отфильтрованные от импульсов). Весь процесс движения дельфина, отраженный на рисунке, можно условно разделить на три участка: участок ускорения (до момента времени 1.05 с), участок движения с приблизительно постоянной скоростью (от 1.05 до 1.5 с) и участок движения с замедлением (по инерции) (от 1.5 до 2.45 с). На участке ускорения скорость обтекания периодически изменяется. Шум обтекания (пульсации давления), так же, как и скорость обтекания, имеет нестационарный характер. Шум оказывается модулированным по амплитуде. Максимумы шума довольно точно совпадают с максимумами скорости обтекания. Характер гидродинамического шума, представленный на осциллограмме, свидетельствует о почти турбулентном режиме обтекания дельфина в области миделя при движении с постоянной скоростью. Смысл слова "почти" будет разъяснен дальше, когда мы перейдем к количественному описанию пульсаций давления. Здесь же мы остановимся на одном немаловажном обстоятельстве. Сравним шум на участках движения, соответствующих интервалам времени от 0.5 до 0.75 с и от 1.5 до 1.75 с. На этих участках средние значения скорости обтекания практически одинаковы. Уровень же шума на втором участке (движение с замедлением) заметно выше, чем на первом (движение с ускорением).

На рис. 6.31 и 6.32 в более крупном масштабе приведены фрагменты осциллограмм пульсаций давления на указанных выше участках движения. Приведенные фрагменты позволяют сделать очень важный вывод: интенсивность пульсаций давления в пограничном слое дельфина зависит от характера его движения. На участках активного движения уровень пульсаций давления заметно меньше, чем на участках пассивного движения (по инерции).

Количественный анализ полученных результатов мы начнем с оценки величины так называемого акустико-гидродинамического коэффициента полез-

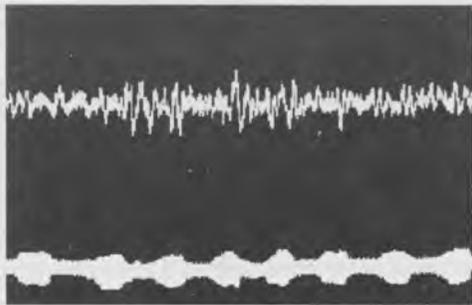


Рис. 6.31. Оциллограмма пульсаций давления на участке времени от 0.5 до 0.75 с (см. рис. 6.30). Движение с ускорением около 3 мс^{-2} .

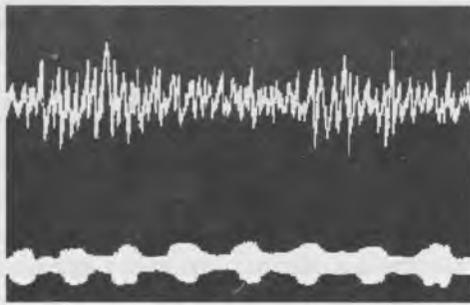


Рис. 6.32. Оциллограмма пульсаций давления на участке времени от 1.5 до 1.75 с (см. рис. 6.30). Движение по инерции.

ного действия (Петровский, 1966), характеризующего отношение энергии турбулентных пульсаций к кинетической энергии скоростного напора. Этот коэффициент имеет вид

$$\eta = \frac{2\sqrt{p^2}}{\rho U^2} \quad (6.35)$$

где $\sqrt{p^2}$ — среднеквадратичная величина турбулентных пульсаций давления, ρ — плотность воды, U — скорость потока. В некоторых работах коэффициент η называют коэффициентом трансформации, поскольку он характеризует долю кинетической энергии потока, трансформировавшуюся в энергию турбулентных пульсаций.

Мы оценим величину этого коэффициента для трех случаев движения дельфина: движения по инерции (с замедлением), слабоактивного движения при ускорении порядка $0.4\text{--}0.6 \text{ мс}^{-2}$ и сильноактивного движения при ускорении около 3.0 мс^{-2} .

Коэффициент трансформации в случае движения дельфина по инерции оказался равным $8.9 \cdot 10^{-3} \pm 0.5 \cdot 10^{-3}$. В случае слабоактивного движения дельфина коэффициент оказался равным $4.6 \cdot 10^{-3} \pm 0.4 \cdot 10^{-3}$. В случае же сильноактивного движения дельфина коэффициент трансформации равен $3.9 \cdot 10^{-3} \pm 0.4 \cdot 10^{-3}$.

Как известно (Петровский, 1966), развитый турбулентный пограничный слой характеризуется величиной η , равной приблизительно $6 \cdot 10^{-3}$. В случае ламинарного пограничного слоя эта величина должна быть по крайней мере в 6 раз меньше, т. е. $\eta < 1 \cdot 10^{-3}$. Это значит, что приведенное выше значение $\eta = 3.9 \cdot 10^{-3}$, соответствующее движению дельфина с большим ускорением, характеризует пограничный слой, имеющий некоторую промежуточную структуру между ламинарным и турбулентным, или, как он был ранее назван, “почти” турбулентный. Здесь имеет значение не столько даже абсолютное значение коэффициента η , включа-

ющее в себя неизбежно некоторую долю систематической погрешности, сколько отношение значений, соответствующих движению по инерции и сильноактивному движению. А отношение их, в значительной степени лишенное систематической погрешности, равно 2.3.

Уровень пульсаций давления, входящий в формулу (6.35), 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 по сравнению с уровнем при пассивном движении свидетельствует о том, что коэффициент сопротивления трения при активном движении дельфина должен быть меньше, чем при пассивном. А в этом именно и заключается парадокс Грея.

На рис. 6.33 показаны результаты измерений спектральной плотности среднеквадратичных пульсаций давления на боковой поверхности тела дельфина (на расстоянии 1.2 м от носа) при его свободном плавании в режиме активного движения (движение с ускорением около 3 мс^{-2}) 1 и движения по инерции 2 при одном и том же значении скорости плавания (около 3.5 мс^{-1}). Видно, что при движении дельфина с большим ускорением уровень среднеквадратичных пульсаций давления почти вдвое ниже, чем при движении по инерции (в точке измерения).

На рис. 6.34 приведена спектральная плотность среднеквадратичных пульсаций давления при слабоактивном (ускорение около 0.5 мс^{-2}) движении дельфина при наличии на нем турбулизатора и различных значениях скорости плавания (1–4). Турбулизатором служило резиновое кольцо толщиной 1.2 см, надеваемое на тело дельфина перед грудными плавниками. Измерения проведены в той же точке тела, что и в предыдущем случае. Видно, что при искусственной турбулизации пограничного слоя и слабоактивном движении дельфина со скоростью 3.5 мс^{-1} уровень пульсаций в точке измерения практически такой же, как и в предыдущем случае (см. рис. 6.33) при движении по инерции.

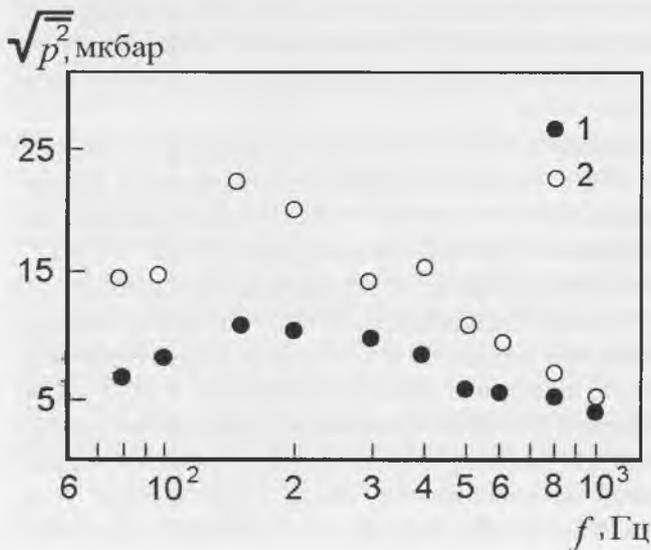


Рис. 6.33. Спектральная плотность среднеквадратичных пульсаций давления при сильно активном движении дельфина (1) и движении по инерции (2).

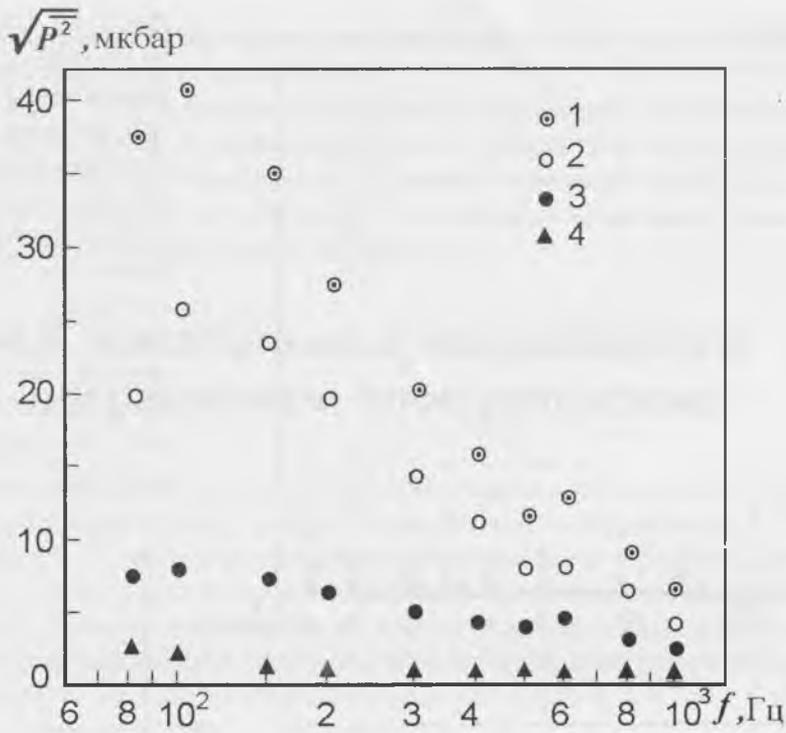


Рис. 6.34. Спектральная плотность среднеквадратичных пульсаций давления при слабоактивном движении дельфина (с турбулизатором). Скорость движения: 1—4 мс^{-1} , 2 — 3.5 мс^{-1} , 3 — 2.1 мс^{-1} , 4 — менее 0.8 мс^{-1} .

На рис. 6.35 показан аналогичный график для случая слабоактивного движения дельфина без турбулизатора.

Интересные результаты измерения пульсаций скорости в пограничном слое дельфина приведены в работе Л.Ф. Козлова и В.М. Шакало (1973). Они проводили измерения с помощью термоанемометра, закрепленного на боку дельфина перед спинным плавником. Расстояние от носа животного до точки измерения составляло 0.9 м. Расстояние между нитью термоанемометра и поверхностью кожи животного было около 1 мм. Степень свободной турбулентности в акватории составляла 0.5%. На рис. 6.36 приведены экспериментальные данные (1). Для сравнения на том же рисунке приведены данные А.М. Цыганюка (1971) по измерению степени турбулентности в пограничном слое буксируемого жесткого тела вращения (2). Носовая оконечность тела имела форму эллипсоида вращения с отношением осей 2:1. Диаметр тела составлял 22 см. Расстояние от носа тела до точки измерения было 1.2 м, а от поверхности тела до точки измерения 0.5 мм. Измерения проводили при равномерном движении тела.

При анализе экспериментальных данных, приведенных на рис. 6.36, авторы делают вывод о независимости степени турбулентности в пограничном слое

$$\frac{U}{U_{\max}}, \frac{C}{C_1}$$

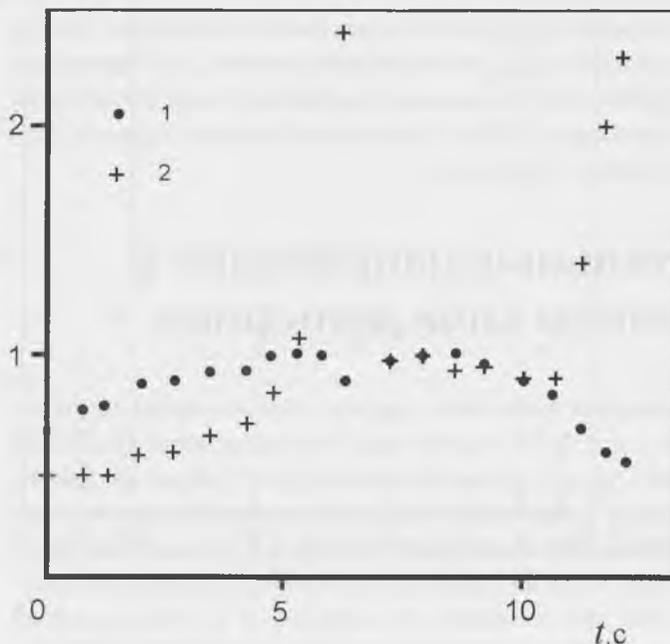


Рис. 6.37. Зависимость скорости плавания (1) и местного коэффициента сопротивления (2) от времени в процессе плавания дельфина *Tursiops truncatus* ($C_1 = C$ при $U = U_{\max}$).

точки) и 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 движении с замедлением (по инерции) — наибольший. Разница между наименьшим и наибольшим значениями весьма значительна. 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 0.78 l в 4.7 раза меньше, чем в точке 0.4 l . Здесь l — длина тела животного. Объяснение этому факту будет дано в следующей главе.

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.

6.6. Переход ламинарного обтекания дельфина в турбулентное

Явление перехода изучали на трех животных в разное время с помощью приемников пульсаций давления и измерителей касательных напряжений. Измерители пульсаций давления и касательных напряжений устанавливали в различных точках на боковой поверхности тела дельфина (на правом боку). Измеритель касательных напряжений устанавливали поочередно в точках на расстояниях от носа животного, равных 90, 120 и 150 см. Приемник пульсаций давления — на расстоянии 100 см.

Типичная картина перехода, регистрируемая измерителем касательных напряжений в точках, отстоящих от носа дельфина на расстоянии 120 и 150 см, показана на рис. 6.38 и 6.39. (Аналогичная картина, регистрируемая приемником пульсаций давления, показана на рис. 6.30). Во всех случаях турбулизация пограничного слоя наступает в момент смены ускоренного плавания дельфина плаванием с постоянной скоростью (или по инерции). Прежде чем анализировать записи отметим, что по горизонтальной оси отложено текущее время, а по вертикальной — величина, пропорциональная силе, приложенной к лепестку

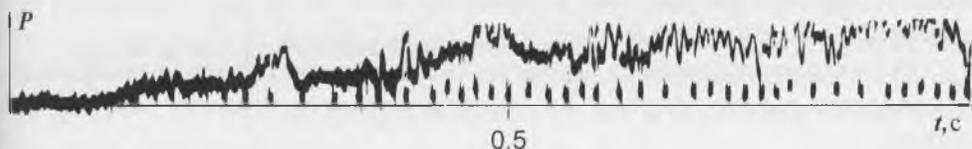


Рис. 6.38. Касательные напряжения в пограничном слое дельфина на расстоянии 1.2 м от его носа в зависимости от времени.

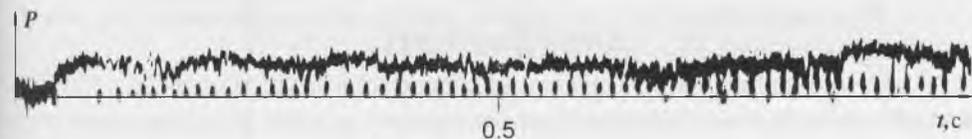


Рис. 6.39. Касательные напряжения в пограничном слое дельфина на расстоянии 1.5 м от его носа в зависимости от времени.

измерителя в направлении потока воды. На горизонтальной оси расположены точки, частота следования которых характеризует скорость обтекания тела животного в месте расположения измерителя скорости.

Обе записи характеризуются начальным участком, где касательное напряжение практически равно нулю. При значении скорости обтекания около 4.5 мс^{-1} на обеих записях линия касательного напряжения отходит от горизонтальной оси координат, свидетельствуя тем самым о турбулизации пограничного слоя. Иногда, как на первой записи, в течение около 0.4 секунды наблюдается переходный процесс. (На рис. 6.30 переходный процесс наблюдается в течение около 0.8 с). В других случаях (вторая запись) переход к турбулентному обтеканию осуществляется в малые доли секунды. После перехода к турбулентному обтеканию касательные напряжения не остаются в дальнейшем постоянными даже при постоянной средней скорости движения дельфина. Наблюдается периодическое изменение уровня касательного напряжения, обусловленное колебательными движениями тела дельфина. Эти колебания уровня коррелируют с колебаниями скорости обтекания, которые отражены в сгущениях и разрежениях импульсов измерителя скорости обтекания (вертушки) на горизонтальных осях приведенных выше записей. При этом максимальные уровни касательных напряжений достигаются не при максимальных скоростях обтекания. Это обусловлено тем, что измеритель скорости обтекания несколько смещен вперед относительно измерителя касательных напряжений, так как он закреплен на основной аппаратуре вблизи передней части спинного плавника.

Есть еще одна особенность, общая для обеих записей на рис. 6.38 и 6.39. Помимо стационарной части (точнее, квазистационарной) касательных напряжений есть еще нестационарная часть (пульсации). Наличие нестационарной части объясняется тем, что чувствительный элемент измерителя касательных напряжений (лепесток) достаточно мал (его размер $5 \times 10 \text{ мм}$) и по этой причине может реагировать на отдельные возмущения, масштаб которых превышает половинный размер лепестка.

Мы охарактеризовали те особенности приведенных выше записей, которые являются для них общими. Теперь остановимся на наиболее важных различиях:

1. Нестационарная часть касательных напряжений на первой записи значительно больше, чем на второй. Напомним, что первая запись сделана в точке, отстоящей от носа дельфина на расстоянии 1.2 м, а вторая — в точке, отстоящей на 1.5 м.

2. Нестационарная часть на первой записи более низкочастотна, чем на второй.

3. Стационарная часть на первой записи почти в два раза превышает стационарную часть на второй записи. Этот факт является, очевидно, следствием первых двух.

Характерной особенностью, обнаруженной в описываемых экспериментах, является то, что при одном и том же значении ускорения движения переход

ламинарного обтекания в турбулентное в разных точках тела животного осуществляется при одном и том же значении скорости движения. Объяснение может быть только одно: турбулизация пограничного слоя на теле дельфина начинается не в хвостовой части тела по мере увеличения скорости плавания, как это наблюдается на телах вращения и плоской пластине, а сразу в средней части тела, где отрицательный градиент давления имеет наименьшее значение по абсолютной величине. (Более подробно об этом будет сказано в следующей главе).

В процессе изучения явления перехода выяснена еще одна особенность. Значение местного критического числа Рейнольдса перехода зависит от величины ускорения движения дельфина: чем выше ускорение, тем больше значение критического числа Рейнольдса перехода. При увеличении ускорения от 0.25 до 1.2 мс^{-2} число Рейнольдса перехода возрастает в 1.9 раза (рис. 6.40). Более наглядной является величина приращения числа Рейнольдса перехода на единицу ускорения в исследованном диапазоне ускорений. Эта величина составляет $2.6 \cdot 10^6$ на 1 мс^{-2} ускорения.

Приведенные результаты позволяют сделать вывод, что при ускорении около $1.5\text{--}2 \text{ мс}^{-2}$ дельфин имеет полностью ламинарное обтекание до чисел Рейнольдса около $1.2 \cdot 10^7$. В этом случае имеются в виду числа Рейнольдса, вычисленные по длине тела животного.

6.7. Результаты корреляционных измерений в пограничном слое дельфина

Значительный интерес представляют корреляционные измерения в пограничном слое на теле дельфина. Они позволяют оценить характер турбулентности, масштабы турбулентных возмущений, степень их когерентности. Используемый нами метод многоканальных измерений пульсаций давления в погра-

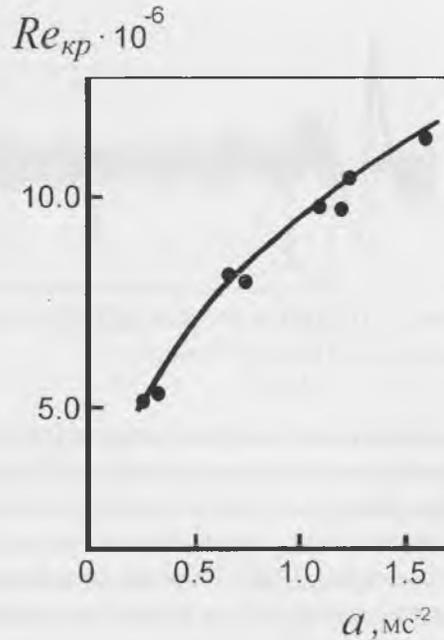


Рис. 6.40. Зависимость числа Рейнольдса перехода ламинарного обтекания в турбулентное на боковой поверхности тела дельфина *Tursiops truncatus* от ускорения его движения.



Рис. 6.41. Автокорреляционная функция пульсаций давления в пограничном слое дельфина *Tursiops truncatus*.

ничном слое дельфина позволил провести не только автокорреляционный, но и пространственно-корреляционный анализ. Напомним, что измерения пульсаций давления проводились одновременно в трех точках поперечного сечения пограничного слоя с минимальным разделением приемников пульсаций около 6 мм (Романенко, 1978). Имелась возможность изменять величину разделения между приемниками от 6 до 48 мм. Измерения проводили при скорости движения дельфина до 5 мс^{-1} .

На рис. 6.41 показана автокорреляционная функция (в полосе частот 80–850 Гц) пульсаций давления в пограничном слое дельфина на расстоянии 1.2 м от его носа, движущегося слабоактивно с постоянной скоростью 4.5 мс^{-1} . По горизонтальной оси отложено время задержки. Характер функции свидетельствует о широкополосности пульсаций давления. Действительно, приняв за интервал корреляции промежуток времени между нулями функции, находим, что он равен $\tau = 4 \cdot 10^{-3} \text{ с}$. Ширина полосы полезного сигнала, оцениваемая как $1/\tau_0$, составляет в нашем случае примерно 250 Гц, что согласуется с данными, приведенными на рис. 6.33–6.35.

Автокорреляционная функция позволяет также оценить конвективную скорость U_c в пограничном слое (скорость переноса вихрей), которая связана с интервалом корреляции τ_0 и радиусом корреляции d_0 соотношением

$$U_c = \frac{d_0}{\tau_0} \quad (6.36)$$

За радиус корреляции в нашем случае ориентировочно можно принять толщину пограничного слоя, оцениваемую как 1–2 см. Тогда при $d_0 = 1 \text{ см}$ имеем $U_c = 2.6 \text{ мс}^{-1}$, а при $d_0 = 2 \text{ см}$ соответственно $U_c = 5.2 \text{ мс}^{-1}$, что неплохо согласуется с измеренной скоростью, равной 4.5 мс^{-1} . Однако, учитывая, что скорость переноса вихрей, которую в первом приближении можно считать совпадающей со скоростью набегающего потока, измерять, по-видимому, легче, чем толщину пограничного слоя, соотношение (6.36) целесообразно использовать для оценки толщины пограничного слоя (точнее, радиуса корреляции) при известных U_c и τ_0 . Вычисления показывают, что в нашем случае $d_0 = 1.8 \text{ см}$. Понятно, что точ-

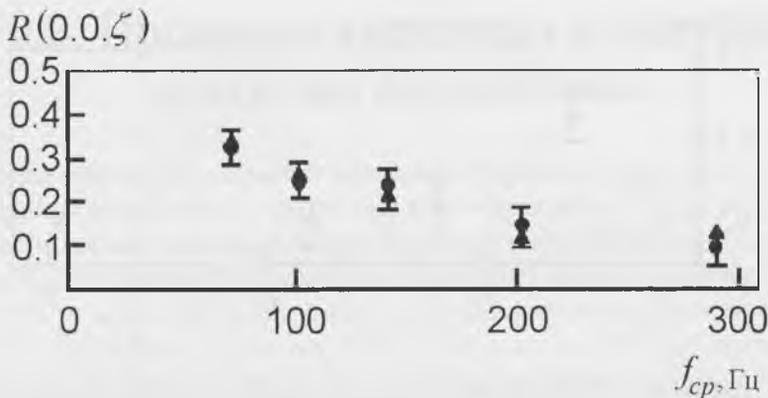


Рис. 6.42. Поперечная пространственная корреляция пульсаций давления в пограничном слое дельфина при его движении по инерции с турбулизатором и без него в зависимости от частоты. Пояснения в тексте.

ность таких оценок весьма невелика. Однако, когда речь идет о выявлении тенденций изменения оцениваемых величин при изменении режимов плавания животного, такие оценки могут оказаться чрезвычайно полезными.

Результаты измерения поперечной пространственной корреляции $R(0,0,\zeta)$ в случае движения дельфина по инерции с турбулизатором и без него приведены на рис. 6.42, где по горизонтальной оси отложены средние частоты 1/3 октавных полос анализа. По вертикальной оси — величина $R(0,0,\zeta)$ при разделении между приемниками пульсаций давления, равном 6 мм, и скорости движения дельфина, равной 3.2 мс^{-1} (кружки). На этом же рисунке (треугольники) показана величина корреляции при наличии на дельфине турбулизатора в виде резинового кольца толщиной 5 мм, расположенного в районе грудных плавников.

На рис. 6.43 приведена функция поперечной корреляции в зависимости от величины разделения между приемниками пульсаций давления при движении дельфина по инерции. Анализ проводили в 1/3 октавной полосе частот 60–85 Гц.

На рис. 6.44 показана поперечная пространственная корреляция в общей полосе частот в зависимости от отношения разделения к толщине вытеснения пограничного слоя (черные кружки) при движении дельфина по инерции. На том же рисунке сплошной линией приведены данные W.W. Willmarth и С.Е. Wooldridge (1962) для случая турбулентного обтекания плоской пластины.

Приведенные результаты еще раз подтверждают, что обтекание дельфина, движущегося по инерции, является чисто турбулентным в интервале чисел Рейнольдса $2 \cdot 10^6 - 5.5 \cdot 10^6$, соответствующих точке расположения измерителей пульсаций давления.

Как было показано выше, на теле активно плывущего дельфина формируется значительный отрицательный градиент давления, приводящий к заметным изменениям тонкой структуры пограничного слоя: уменьшению уровня и изме-

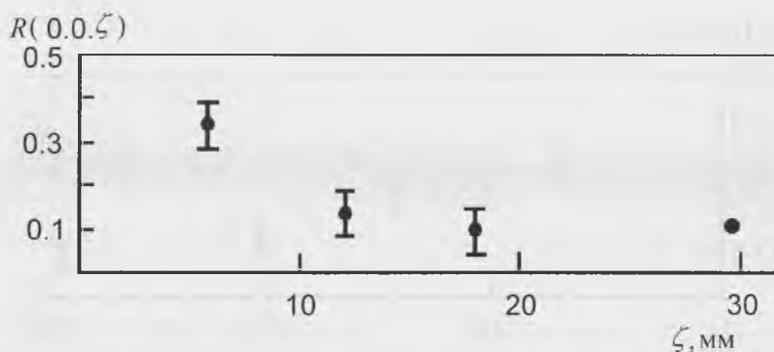


Рис. 6.43. Поперечная пространственная корреляция пульсаций давления в пограничном слое дельфина при его движении по инерции с турбулизатором и без него в зависимости от величины разделения между приемниками. Пояснения в тексте.

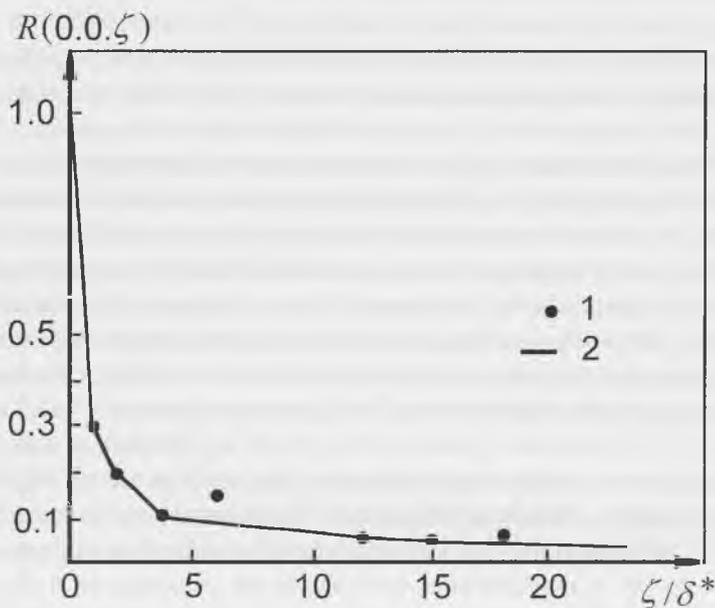


Рис. 6.44. Поперечная пространственная корреляция пульсаций давления в зависимости от отношения разделения к толщине вытеснения в пограничном слое дельфина при его движении по инерции (1) и плоской пластины (2) (по данным работы WILLMARTH, WOOLDRIDGE, 1962).

нению спектра пульсаций давления. В случае же движения дельфина по инерции структура пограничного слоя на теле дельфина такая же, как на жестком теле. Эти результаты позволяют сделать важный вывод о зависимости касательных напряжений и местного коэффициента сопротивления в различных участках на теле дельфина от режима его плавания.

6.8. Проверка гипотезы о кожном дыхании дельфинов

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, Чумаков, Севастьянов, 1973) и может быть сравнительно легко проверена экспериментально, что и было проделано (Дарголец, Романенко, Соколов, 1978). Оценить значение кожного дыхания в общем балансе энергии животных можно лишь экспериментально, определив интенсивность потребления кислорода кожей живых животных. Такой эксперимент был проведен на трех черноморских дельфинах афалинах (*Tursiops truncatus*), содержащихся в бассейне с размерами 12.5 x 6 x 1.2 м.

Потребление кислорода кожей дельфинов определяли по изменению концентрации кислорода, растворенного в воде, находящейся в специальной камере, которая была приклеена к коже дельфина. Концентрацию кислорода определяли по методу Винклера (Поляков, 1950; Минх, 1971). В начале эксперимента уровень воды в бассейне понижали до 20–25 см для того, чтобы осушить дельфина и относительно обездвижить его. В разных сериях эксперимента камеру фиксировали либо на туловище животного перед спинным плавником, как показано на рис. 6.45, либо непосредственно на спинном плавнике (рис. 6.46). Поверхность кожи, предназначенную для приклеивания на нее камеры, тщательно очищали от отслаивающегося слоя эпидермиса и обезжири-



Рис. 6.45. Расположение измерительной камеры на спине дельфина.

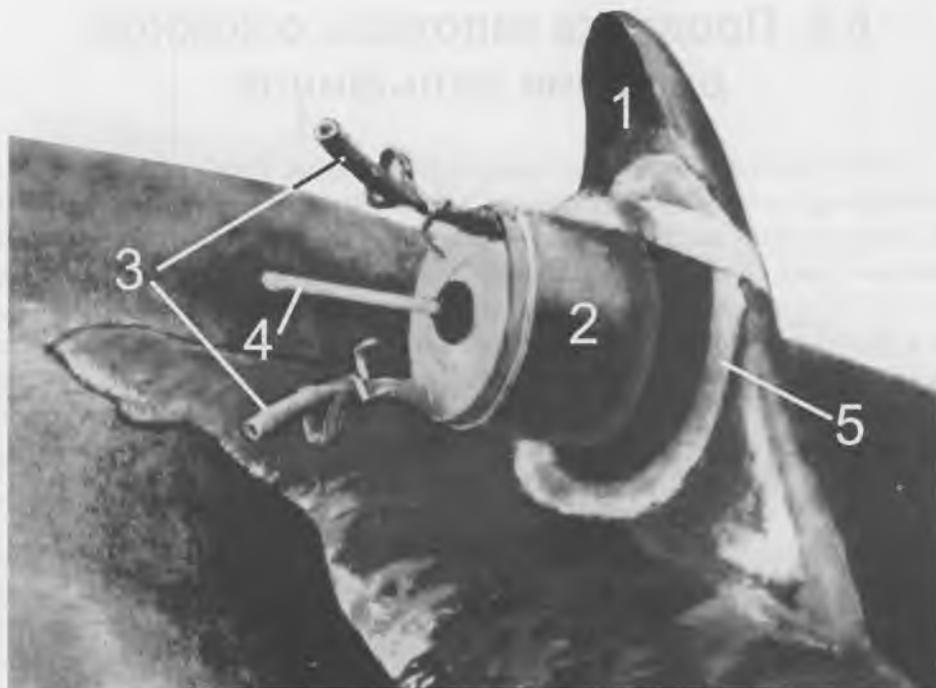


Рис. 6.46. РАСПОЛОЖЕНИЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ КАМЕРЫ НА СПИННОМ ПЛАВНИКЕ ДЕЛЬФИНА. 1 — СПИННОЙ ПЛАВНИК, 2 — КАМЕРА, 3 — РЕЗИНОВЫЕ ТРУБКИ, 4 — ТЕРМОМЕТР, 5 — ЭЛАСТИЧНЫЙ РЕЗИНОВЫЙ БОРТИК.

вали спиртом. На приклеиваемую к коже поверхность камеры по ее периметру наносили слой быстрополимеризующегося клея, прижимали камеру к намеченному участку кожи и в течение 10–15 минут давали возможность клею полимеризоваться. Затем заливали в камеру воду, проверяли герметичность фиксации и начинали эксперимент. Уровень воды в бассейне при этом повышали до 35–40 см, так что дельфин был почти полностью покрыт водой. В таком положении дыхание животного не было затруднено и дельфин при желании мог даже передвигаться.

Камера емкостью около 680 мл представляла собой резиновый цилиндр с металлическим дном. В дно камеры у самого края окружности друг против друга были впаяны два отвода, на которые были надеты резиновые трубки. Через них в камеру во время проведения эксперимента заливали и из камеры сливали воду, содержание растворенного кислорода в которой определяли в ходе эксперимента. В середину дна камеры был вмонтирован термометр для регистрации температуры воды. С другого торца цилиндра по периметру камеры был приклеен достаточно широкий и эластичный резиновый бортик для того, чтобы при фиксации камеры на коже животного плотно прилегать к телу дельфина, повторяя кривизну его поверхности.

Процедура определения потребления кислорода кожей состояла в следующем. Обычно за сутки до проведения эксперимента в резервуар емкостью около 0.5 м³ заливали чистую морскую воду, которую в дальнейшем использовали для заполнения камеры во время эксперимента и содержание кислорода в которой одновременно служило контролем. Обе отводные трубки фиксированной на теле камеры освобождали от зажимов, к нижней трубке присоединяли резиновый шланг с воронкой и несколько раз промывали камеру водой из резервуара. Заполнив камеру и убедившись в отсутствии пузырьков воздуха в ней, на трубки надевали зажимы. В это же время из резервуара в пикнометр отбирали контрольную пробу воды, содержание кислорода в этой пробе было показателем исходной концентрации кислорода в камере. Через определенные интервалы времени из камеры в пикнометр отбирали пробу воды следующим образом: на одну из отводных трубок надевали резиновый шланг со стеклянным наконечником, отсоединяли зажим на этой трубке и, нажимая на камеру рукой, выдавливали в пикнометр воду из камеры. Таким образом получали опытную пробу, в которой так же, как и в контрольной, методом Винклера определяли концентрацию растворенного кислорода. По разности содержания кислорода в контрольной и опытной пробках вычисляли потребление кислорода участком кожи под приклеенной камерой, площадь которой составляла 71 см².

Для проведения следующего эксперимента камеру тщательно не менее, чем тремя — четырьмя объемами воды из контрольного резервуара, промывали и, заполнив водой, проводили следующий эксперимент. Одновременно при этом снова брали контрольную пробу воды из резервуара. Длительность экспериментов варьировали от 15 мин до 1 часа. Чаще всего была длительность 15—20 мин. Такая длительность позволяла за 2 часа, в течение которых животное обычно находилось на мелководье в полуосушенном состоянии, провести серию из пяти — шести экспериментов.

Для того, чтобы оценить величину кожного потребления кислорода как часть от общего потребления кислорода при дыхании, необходимо иметь данные о площади поверхности тела, весе и метаболизме (потреблении кислорода) в покое у взятых в эксперимент животных. В полевых условиях можно было измерить лишь длину и наибольшую высоту тела у подопытных животных. Эти данные были использованы для последующего расчета площади поверхности тела и веса животных (Lang, 1963; Зенкович, 1952).

Для оценки уровня метаболизма в покое были использованы приведенные в работах (Карандеева, Протасов, Семенов, 1970; Карандеева, Матишева, Шапунов, 1971; Колчинская, Карандеева, Мищенко, Шапунов, Матишева, Степанов, 1971) данные о величине потребления кислорода на килограмм веса для афалин, полученные авторами упомянутых работ прямыми измерениями в покое у дельфинов при температуре 21—23°C и соответствующие от 3.8 до 4.4 мл O₂ в 1 мин на 1 кг веса животного.

Результаты экспериментов по исследованию потребления кислорода кожей дельфинов представлены в таблице 6.4.

ТАБЛИЦА 6.4 Относительная интенсивность потребления кислорода различными участками кожи у афалин при разных температурах среды.

Номер дельфина	l , м	S , м ² *	P , кг**	Обмен в покое при 21–23°С, мл O ₂ /ч*	n	$T^{\circ}\text{C}$	Доля от потребл. в покое, %
№ 1	2.45	2.1	165	42960	6	18.5	0.36
№ 2	1.9	1.25	80	21070	11	17.8	0.37
№ 2	1.9	1.25	80	21070	5	14.5	0.1
№ 3	2.15	1.6	150	39060	12	13.8	-0.04

* Рассчитана по Lang (1963)

** Рассчитана по Зенковичу (1952)

*** Рассчитан по Карандеевой и др. (1970, 1971) и Колчинской и др. (1971).

Здесь l — длина тела дельфина, S — площадь поверхности тела, P — масса тела, n — количество экспериментов, $T^{\circ}\text{C}$ — температура в камере.

Абсолютные значения потребления кислорода кожей приведены в таблице 6.5.

Приведенные в таблицах результаты особых пояснений не требуют.

У дельфинов № 1 и № 2 камеру фиксировали на спине дельфина, а у дельфина № 3 — на спинном плавнике. Это было сделано для того, чтобы выяснить, не играют ли заметной роли в осуществлении “кожного дыхания” те части тела, которые, как известно, имеют существенное значение в терморегуляции как теплообменные поверхности. У водных млекопитающих это грудные, спинной и хвостовой плавники, которые пронизаны системой переплетающихся между собой довольно крупных венозных и артериальных сосудов, выполняющих роль противоточных теплообменников. Было проведено две серии экспериментов, объединенных в четвертых строках таблиц. К моменту проведения этих экспериментов температура воздуха и воды понизилась до 13.5–14°С. При этих условиях получен парадоксальный результат: концентрация растворенного в воде кислорода в течение эксперимента не только не уменьшилась, а, наоборот, возросла на незначительную величину. Эти данные в таблицах приведены со знаком минус, чтобы подчеркнуть обратный характер изменений. Объяснить это можно увеличением концентрации кислорода при заполнении камеры водой из

ТАБЛИЦА 6.5. Абсолютная интенсивность потребления кислорода.

Номер дельфина	Потребление кислорода кожей		
	мл O ₂ /ч на камеру	мл O ₂ /ч на м ²	мл O ₂ /ч на животное
№ 1	0.523±0.038	73.7±5.4	154.7±11.4
№ 2	0.440±0.059	62.0±8.3	77.5±10.4
№ 2	0.122±0.014	17.2±1.9	21.5±2.5
№ 3	-0.072±0.012	-10.2±1.7	-16.3±2.7

контрольного резервуара. Дело в том, что камеру заполняли водой с помощью химического стакана, которым зачерпывали воду из резервуара. В этот момент в воде могло раствориться дополнительное количество кислорода из воздуха. Воду в контрольный пикнометр из резервуара набирали при помощи сифона, что практически исключало попадание дополнительного количества кислорода в воду из воздуха. По-видимому, такое увеличение концентрации кислорода при заполнении камеры водой могло иметь место и в предыдущих сериях, и если внести поправку в 0.04% от легочного дыхания (последняя цифра в последней строке таблицы 6.5), то величины потребления кислорода кожей в экспериментах с камерой на спине соответственно станут: при температуре 18.5°C — 0.4% от легочного дыхания, при 17.8°C — 0.41% и при 14.5°C — 0.14%.

Приведенные результаты однозначно свидетельствуют об отсутствии заметной роли так называемого кожного дыхания в общем кислородном обмене у дельфинов.

Краткие выводы

В этой главе представлены все оригинальные экспериментальные исследования кинематики и гидродинамики дельфинов. В большинстве своем полученные результаты имеют пионерский характер и никем пока не повторены. Главная же ценность полученных результатов заключается в том, что они свидетельствуют о наличии у дельфинов адаптационных механизмов, позволяющих им повышать критическое число Рейнольдса, снижать гидродинамическое сопротивление трения и иметь высокий коэффициент полезного действия движителя.

Глава 7. Оценка гидродинамических характеристик дельфинов по измеренным кинематическим параметрам. Сравнение теории и эксперимента

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

В Главе 3 мы рассмотрели математические модели механизма формирования динамического давления и его градиента на теле активно плывущей рыбы и дельфина как за счет колебательных движений собственно тела животного, так и за счет колебаний его хвостовой лопасти. Теперь, имея экспериментальные данные по кинематике дельфинов (см. Главу 6), оценим количественно градиент динамического давления на теле дельфина и сравним его с данными эксперимента.

7.1.1. Динамическое давление, обусловленное колебаниями тела дельфина

В Главе 3 была получена формула (3.4) для нормированного по динамическому напору мгновенного значения градиента динамического давления на теле активно плывущего дельфина, которую мы здесь воспроизводим

$$\frac{2}{\rho U^2} \frac{dp}{dx} = \frac{2}{U^2} \left\{ v_n \frac{dv_n}{dx} (1 - 4 \sin^2 \theta_0) + \frac{d}{dx} \left[\frac{\rho \cos \theta_0}{R} \frac{d(R^2 v_n)}{dt} \right] \right\}. \quad (7.1)$$

В этом выражении U — скорость движения дельфина, относительно просто измеряемая величина, ρ — плотность воды, известная величина. $R(x)$ и θ_0 — цилиндрические координаты, которые в нашем случае определяют точку на теле животного, в которой оценивается градиент давления. Эти величины являются параметрами расчета и в каждом отдельном случае могут быть заданы. В част-

Таблица 7.1. Поперечный полуразмер тела дельфина в дорсальном направлении (при $\theta_0 = 0$).

x , м	$R(x)$, м
0.8	0.2
1.0	0.19
1.2	0.17
1.4	0.155
1.6	0.14
1.8	0.125
2.0	0.1

ности, R представляет собой радиус тела дельфина. В таблице 7.1 приведены значения полуразмера тела дельфина в дорсальном направлении, который мы использовали в качестве радиуса тела.

Переменной величиной (аргументом) в расчете является скорость поперечных движений тела v_n . Эту величину можно определить, если известен закон деформации тела. Ранее было показано (Янов, 1997), что экспериментально измеренная амплитудная функция колебаний тела дельфина *Tursiops truncatus* при постоянной скорости плавания $U = 3.12 \text{ мс}^{-1}$ лучше всего аппроксимируется выражением

$$h(x,t) = h_{\text{ст}} \left[0.21 - 0.66 \left(\frac{x}{l} \right) + 1.1 \left(\frac{x}{l} \right)^2 + 0.35 \left(\frac{x}{l} \right)^3 \right] \sin \left\{ \omega t - \left(\frac{k_0}{b_0} \right) \ln [1 + lb_0(x/l)] \right\}. \quad (7.2)$$

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 (1997). Этот закон деформации мы примем для расчета градиента динамического давления, формирующегося на теле дельфина при его активном плавании.

На рис. 7.1 показаны результаты расчета минимального (1) и максимального (2) значений градиента динамического давления, нормированного по величине динамического напора $\rho \frac{U^2}{2}$, для латеральной стороны тела дельфина ($\theta_0 = \pi/2$ и $3/2\pi$), которые достигаются дважды за период одного колебания. Расчет проведен для режима плавания, характеризующегося кинематическими параметрами, представленными в нижней строке таблицы 7.2. (При постоянной скорости плавания, равной 4.3 мс^{-1} . Предполагается, что формула 7.2 справедлива при этой скорости). 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. 7.2 показаны аналогичные результаты расчета для дорсальной стороны тела ($\theta_0 = 0$) дельфина. На вентральной стороне картина будет такой же.

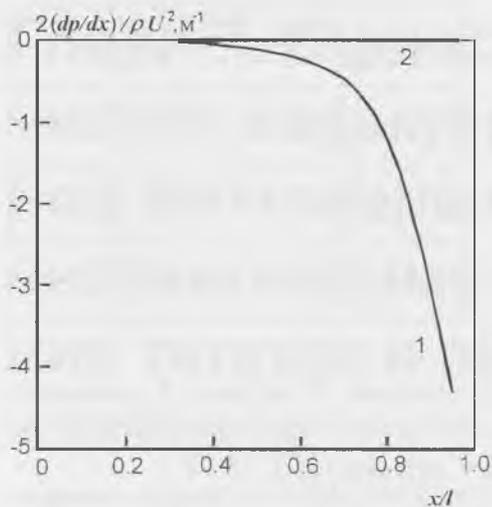


Рис. 7.1. Распределение минимальных (1) и максимальных (2) мгновенных значений градиента динамического давления, нормированного по величине динамического напора, на латеральной стороне тела дельфина без учета его формы.

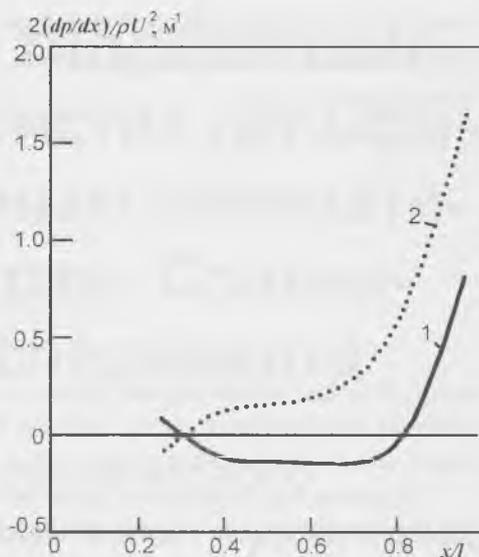


Рис. 7.2. Распределение минимальных (1) и максимальных (2) мгновенных значений градиента динамического давления на дорсальной стороне тела дельфина без учета его формы.

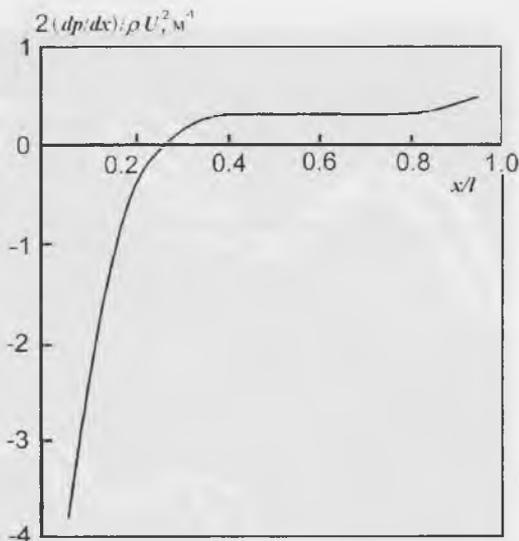
Таблица 7.2. Кинематические параметры плавания дельфина *Tursiops truncatus*.

U , мс ⁻¹	dU/dt , мс ⁻²	l , м	h_{xb}/l	f , Гц	b_0 , м ⁻¹
1.5	2.6	2.24	0.18	1.46	0.55
4.3 ± 0.07	0	2.24	0.12 ± 0.004	2.22	0.23 ± 0.07

Данные на рис. 7.1 и 7.2 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.

На рис. 7.3 показано распределение значений градиента динамического давления, нормированного по величине динамического напора $\rho \frac{U^2}{2}$, для тела вращения, подобного по форме телу дельфина. Считается, что тело вращения находится в потоке воды, имеющем скорость, равную скорости дельфина.

Рис. 7.3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГРАДИЕНТА ДИНАМИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ НА ТЕЛЕ ВРАЩЕНИЯ, ПОДОБНОГО ПО ФОРМЕ ТЕЛУ ДЕЛЬФИНА.

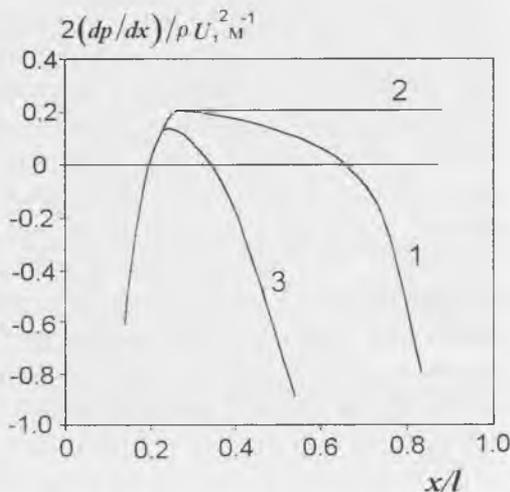


Суммарное распределение градиента динамического давления на латеральной стороне тела дельфина, обусловленное формой тела и колебательным характером движения животного, показано на рис. 7.4 для режимов плавания, параметры которых приведены во второй и третьей строках таблицы 7.2. Амплитудная функция ускоренного движения принята в первом приближении в виде (Янов, 1997)

$$\frac{h(x,t)}{h_{x6}} = 0.27 - 0.58 \frac{x}{l} + \left(\frac{x}{l}\right)^2 + 0.31 \left(\frac{x}{l}\right)^8. \quad (7.3)$$

На рис. 7.5 показано аналогичное суммарное распределение градиента давления для дорсальной стороны тела дельфина.

Рис. 7.4. СУММАРНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГРАДИЕНТА ДИНАМИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ НА ЛАТЕРАЛЬНОЙ СТОРОНЕ ТЕЛА ДЕЛЬФИНА, ОБУСЛОВЛЕННОЕ ЕГО ФОРМОЙ И КОЛЕБАТЕЛЬНЫМ ХАРАКТЕРОМ ДВИЖЕНИЯ. 1 — МИНИМАЛЬНЫЕ МГНОВЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ДЛЯ РЕЖИМА ПЛАВАНИЯ ДЕЛЬФИНА С ПОСТОЯННОЙ СКОРОСТЬЮ (ПАРАМЕТРЫ ПЛАВАНИЯ ДАНЫ В ПОСЛЕДНЕЙ СТРОКЕ ТАБЛ. 7.2). 2 — МАКСИМАЛЬНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ (ВЕРХНЯЯ ЧАСТЬ КРИВОЙ), 3 — МИНИМАЛЬНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ДЛЯ РЕЖИМА ПЛАВАНИЯ С УСКОРЕНИЕМ (ПАРАМЕТРЫ ДАНЫ ВО ВТОРОЙ СТРОКЕ ТАБЛ. 7.2).



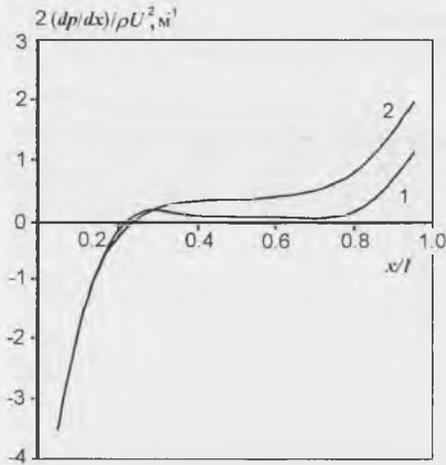


Рис. 7.5. Суммарное распределение градиента динамического давления на дорсальной стороне тела дельфина, обусловленное его формой и колебательным характером движения. 1 — минимальные мгновенные значения для режима плавания дельфина с постоянной скоростью (параметры плавания даны в последней строке табл. 7.2). 2 — максимальные значения.

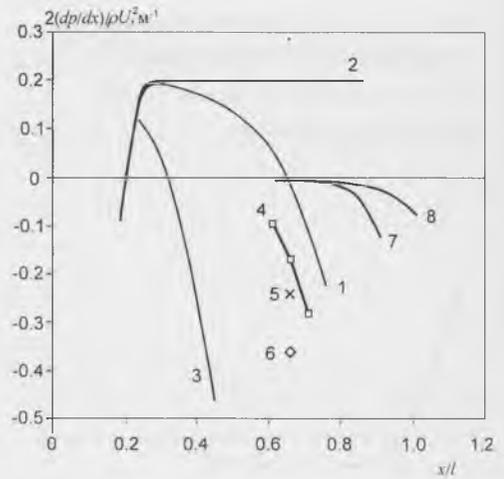


Рис. 7.6. Сравнение экспериментальных данных с расчетными. 1–3 — расчетные данные (см. рис. 7.4). 4–6 — экспериментальные результаты. 7, 8 — расчетные значения градиента динамического давления, обусловленные колебаниями хвостовой лопасти дельфина.

Сравним результаты расчета с приведенными ранее экспериментальными данными. Для этого совместим рис. 7.4 и 6.27 (из Главы 6). Результат такого совмещения приведен на рис. 7.6. Видно, что экспериментальные данные неплохо согласуются с расчетными. Кроме того ясно видно, что ускоренный режим движения сопровождается формированием более значительного отрицательного градиента давления. Характер расчетных кривых на рис. 7.6 позволяет сделать очень важный вывод. 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. Это возможно, в частности,

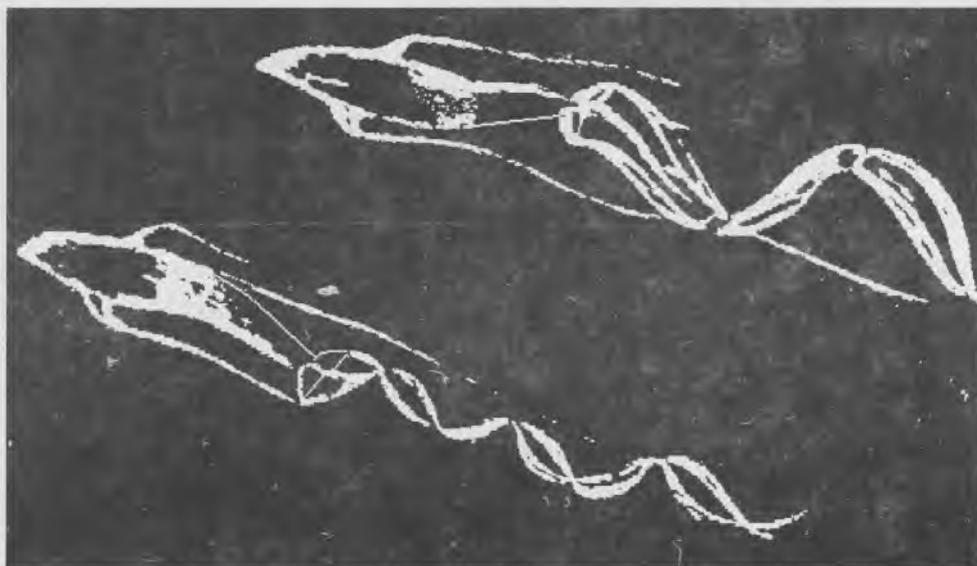


Рис. 7.7. Зарисовка из книги Вуда (1979).

когда плавание с постоянной скоростью сменяется движением со значительным ускорением. Есть несколько экспериментальных фактов, подтверждающих возможность такой ситуации.

1. В книге Вуда (1979) описаны наблюдения и зарисовки, которые сделали У.Э. Эванс и Л.Э. Мак-Кинли из подводной камеры катамарана в тот момент, когда в их поле зрения оказалась группа тихоокеанских белобоких дельфинов, плывущих в фосфоресцирующей воде. На рис. 7.7 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. Главу 6) 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 приведенными результатами.

Ранее (в Главе 3) 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 дель-

финов, а на дорсальной стороне. Это объясняется тем, что колебания тела рыбы совершаются не в вертикальной плоскости, как у дельфинов, а в горизонтальной.

В Главе 3 обсуждалась также возможность обратного перехода турбулентного обтекания в ламинарное при достаточно больших значениях отрицательного градиента динамического давления. Обратный переход возможен при значениях формпараметра $B = -(2 \div 3) \cdot 10^{-6}$. Оценки показывают, что реально на

участке тела дельфина $0.7 < \frac{x}{l} < 1$ обратный переход возможен в режиме ускоренного плавания, соответствующем второй строке таблицы 7.2.

7.1.2. Динамическое давление, обусловленное колебаниями хвостовой лопасти

В 1936 г. английский зоолог Джеймс Грей высказал предположение, что высокая энергетическая эффективность движения китообразных, в частности дельфинов, в воде во многом определяется стабилизацией ламинарного обтекания тела при активном движении.

Возможное повышение критического числа Рейнольдса перехода ламинарного обтекания в турбулентное Грей объяснял наличием вдоль тела активно плывущего животного отрицательного градиента динамического давления, формирующегося за счет отсасывающего действия хвостового плавника. Дальнейшие исследования гидродинамических особенностей движения дельфинов и рыб (Романенко, 1980а, 1981, 1986а, 1994; Romanenko, 1994) показали, что механизм образования отрицательных градиентов давления не ограничивается только отсасывающим действием движительного органа, а дополняется перераспределением давления, обусловленным колебательным движением тела животного с характерным возрастанием амплитуды и фазовой скорости локомоторной волны от головы к хвостовому плавнику. Вместе с тем роль хвостового плавника в формировании течения, о которой говорил Джеймс Грей, остается неизученной в полной мере до настоящего времени.

В Главе 3 рассмотрены математические модели двух возможных механизмов формирования градиента динамического давления на теле дельфина, обусловленных колебаниями хвостовой лопасти. Первый связан с влиянием вихревой пелены, стекающей с кромки хвоста, на характер обтекания тела, а второй обусловлен дополнительным полем скоростей, индуцируемых колеблющейся лопастью как диполем (Пушков, Романенко, в печати).

Здесь мы воспользуемся полученными в Главе 3 формулами для численных оценок с использованием измеренных в эксперименте на дельфинах кинематических параметров.

При рассмотрении первого механизма получены выражения для составляющих индуцируемой скорости в направлении горизонтальной оси при двух положения крыла, аппроксимирующего хвостовую лопасть: в момент пересечения крылом оси OX и в момент наибольшего отклонения крыла от оси OX . В первом случае полученное выражение имеет вид

$$\begin{aligned}
 V_{ix} = & \frac{\Gamma l_0}{4\pi \left[(x \sin \varphi)^2 + \frac{l_0^2}{4} \right]} \left[\frac{a + x \cos \varphi}{\sqrt{(x + a \cos \varphi)^2 + h^2 + \frac{l_0^2}{4}}} - \frac{x \cos \varphi}{\sqrt{x^2 + \frac{l_0^2}{4}}} \right] \sin \varphi + \\
 & + \frac{\Gamma l_0}{4\pi \left[\left(x + \frac{UT}{2} \right)^2 \sin^2 \varphi + \frac{l_0^2}{4} \right]} \left[\frac{\left(x + \frac{UT}{2} \right) \cos \varphi}{\sqrt{\left(x + \frac{UT}{2} \right)^2 + \frac{l_0^2}{4}}} - \frac{\left(x + \frac{UT}{2} \right) \cos \varphi - a}{\sqrt{\left(x + \frac{UT}{4} \right)^2 + h^2 + \frac{l_0^2}{4}}} \right] \sin \varphi + \quad (7.4) \\
 & + \frac{\Gamma l_0 h}{2\pi \left[\left(x + \frac{UT}{4} \right)^2 + h^2 \right] \sqrt{\left(x + \frac{UT}{4} \right)^2 + h^2 + \frac{l_0^2}{4}}}.
 \end{aligned}$$

Во втором случае

$$\begin{aligned}
 V_{ix} = & \frac{\Gamma l_0 \sin \varphi}{4\pi \left[\left(x + \frac{UT}{4} \right)^2 \sin^2 \varphi + \frac{l_0^2}{4} \right]} \left[\frac{a + \left(x + \frac{UT}{4} \right) \cos \varphi}{\sqrt{\left(x + \frac{UT}{2} \right)^2 + h^2 + \frac{l_0^2}{4}}} - \frac{\left(x + \frac{UT}{4} \right) \cos \varphi - a}{\sqrt{x^2 + h^2 + \frac{l_0^2}{4}}} \right] + \quad (7.5) \\
 & + \frac{\Gamma l_0 h}{4\pi (x^2 + h^2) \sqrt{x^2 + h^2 + \frac{l_0^2}{4}}} + \frac{\Gamma l_0 h}{4\pi \left[\left(x + \frac{UT}{2} \right)^2 + h^2 \right] \sqrt{\left(x + \frac{UT}{2} \right)^2 + h^2 + \frac{l_0^2}{4}}}.
 \end{aligned}$$

Полученные выражения для V_{ix} определяют величину градиента динамического давления $\frac{\partial p}{\partial x}$:

$$\frac{\partial p}{\partial x} \approx \rho U \frac{\partial V_{ix}}{\partial x}. \quad (7.6)$$

Путем дифференцирования выражений (7.4) и (7.5) по координате x нетрудно получить соотношения для градиентов индуцированной скорости. Для первого случая

$$\begin{aligned}
& - \frac{x \sin^3 \varphi}{\left[(x \sin \varphi)^2 + \frac{l_0^2}{4} \right]^2} \left(\frac{a + x \cos \varphi}{\sqrt{(x + a \cos \varphi)^2 + h^2 + \frac{l_0^2}{4}}} - \frac{x \cos \varphi}{\sqrt{x^2 + \frac{l_0^2}{4}}} \right) + \\
& + \frac{\sin \varphi}{2 \left[(x \sin \varphi)^2 + \frac{l_0^2}{4} \right]} \left(\frac{\left(h^2 + \frac{l_0^2}{4} - a^2 \sin^2 \varphi \right) \cos \varphi - a x \sin^2 \varphi}{\left[(x + a \cos \varphi)^2 + h^2 + \frac{l_0^2}{4} \right] \sqrt{(x + a \cos \varphi)^2 + h^2 + \frac{l_0^2}{4}}} - \right. \\
& \left. - \frac{\frac{l_0^2}{4} \cos \varphi}{\left(x^2 + \frac{l_0^2}{4} \right) \sqrt{x^2 + \frac{l_0^2}{4}}} \right) \\
\frac{\partial V_{\alpha}}{\partial x} = \frac{\Gamma l_0}{2\pi} & - \frac{\left(x + \frac{UT}{2} \right) \sin^3 \varphi}{\left[\left(x + \frac{UT}{2} \right)^2 \sin^2 \varphi + \frac{l_0^2}{4} \right]^2} \left(\frac{\left(x + \frac{UT}{2} \right) \cos \varphi}{\sqrt{\left(x + \frac{UT}{2} \right)^2 + \frac{l_0^2}{4}}} - \frac{\left(x + \frac{UT}{2} \right) \cos \varphi - a}{\sqrt{\left(x + \frac{UT}{4} \right)^2 + h^2 + \frac{l_0^2}{4}}} \right) + \\
& + \frac{\sin \varphi}{2 \left[\left(x + \frac{UT}{2} \right)^2 \sin^2 \varphi + \frac{l_0^2}{4} \right]} \left(\frac{\frac{l_0^2}{4} \cos \varphi}{\left[\left(x + \frac{UT}{2} \right)^2 + \frac{l_0^2}{4} \right] \sqrt{\left(x + \frac{UT}{2} \right)^2 + \frac{l_0^2}{4}}} - \right. \\
& \left. - \frac{\left[h^2 + \frac{l_0^2}{4} - \left(\frac{UT}{4} \right)^2 - \frac{UTx}{4} \right] \cos \varphi + a \left(x + \frac{UT}{4} \right)}{\left[\left(x + \frac{UT}{4} \right)^2 + h^2 + \frac{l_0^2}{4} \right] \sqrt{\left(x + \frac{UT}{4} \right)^2 + h^2 + \frac{l_0^2}{4}}} \right) \\
& - \frac{h \left(x + \frac{UT}{4} \right)}{\left[\left(x + \frac{UT}{4} \right)^2 + h^2 \right] \sqrt{\left(x + \frac{UT}{4} \right)^2 + h^2 + \frac{l_0^2}{4}}} \left(\frac{2}{\left(x + \frac{UT}{4} \right)^2 + h^2} + \right. \\
& \left. + \frac{1}{\left(x + \frac{UT}{4} \right)^2 + h^2 + \frac{l_0^2}{4}} \right)
\end{aligned}$$

Для второго случая:

$$\frac{\partial V_{ix}}{\partial x} = \frac{\Gamma l_0}{2\pi} \left[\frac{\left(x + \frac{UT}{4}\right) \sin^3 \varphi}{\left[\left(x + \frac{UT}{4}\right)^2 \sin^2 \varphi + \frac{l_0^2}{4}\right]^2} \left(\frac{a + \left(x + \frac{UT}{4}\right) \cos \varphi}{\sqrt{\left(x + \frac{UT}{2}\right)^2 + h^2 + \frac{l_0^2}{4}}} - \frac{\left(x + \frac{UT}{4}\right) \cos \varphi - a}{\sqrt{x^2 + h^2 + \frac{l_0^2}{4}}} \right) + \frac{\sin \varphi}{2 \left[\left(x + \frac{UT}{4}\right)^2 \sin^2 \varphi + \frac{l_0^2}{4}\right]} \left(\frac{\left(h^2 + \frac{l_0^2}{4}\right) \cos \varphi + \left(\frac{UT}{4} \cos \varphi - a\right) \left(x + \frac{UT}{2}\right)}{\left[\left(x + \frac{UT}{2}\right)^2 + h^2 + \frac{l_0^2}{4}\right] \sqrt{\left(x + \frac{UT}{2}\right)^2 + h^2 + \frac{l_0^2}{4}}} - \frac{\left(h^2 + \frac{l_0^2}{4} - \frac{UTx}{4}\right) \cos \varphi + ax}{\left(x^2 + h^2 + \frac{l_0^2}{4}\right) \sqrt{x^2 + h^2 + \frac{l_0^2}{4}}} \right) - \frac{hx}{2(x^2 + h^2) \sqrt{x^2 + h^2 + \frac{l_0^2}{4}}} \left(\frac{2}{x^2 + h^2} + \frac{1}{\left(x^2 + h^2 + \frac{l_0^2}{4}\right)} \right) - \frac{h \left(x + \frac{UT}{2}\right)}{2 \left[\left(x + \frac{UT}{2}\right)^2 + h^2\right] \sqrt{\left(x + \frac{UT}{2}\right)^2 + h^2 + \frac{l_0^2}{4}}} \left(\frac{2}{\left(x + \frac{UT}{2}\right)^2 + h^2} + \frac{1}{\left(x + \frac{UT}{2}\right)^2 + h^2 + \frac{l_0^2}{4}} \right) \right] \quad (7.8)$$

Воспользовавшись соотношениями (7.7) и (7.8), нетрудно по формуле (7.6) оценить величины градиентов динамического давления, создаваемых вихревыми нитями вдоль тела дельфина. Необходимые для расчета кинематические и морфометрические характеристики лопасти дельфина *Tursiops truncatus* приведены в Главе 6 и представлены в таблице 7.3. В таблице 7.4 даны некоторые дополнительные параметры, необходимые для оценки градиентов давления и вычисленные по соответствующим формулам Главы 3.

ТАБЛИЦА 7.3. КИНЕМАТИЧЕСКИЕ И МОРФОМЕТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ДЕЛЬФИНА *TURSIOPS TRUNCATUS*.

l , м	R , м	$h_{1/2}$, //	$S_{1/2}$, м ²	U , мс ⁻¹	T , с	α , рад	$C_{1/2}$
2.24	0.5	0.12	0.063	4.3	0.45	0.058	3.17

ТАБЛИЦА 7.4. ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ.

Γ	l_{G1} , м	a , м	φ , рад
0.088	0.39	0.55	0.51

На рис. 7.8 представлены значения градиентов динамического давления (1 и 2), вычисленные по формуле (7.6), в зависимости от расстояния между центром крыла (лопасти) и точкой наблюдения, расположенной на горизонтальной оси. Видно, что значения градиентов в первом и втором случаях одного порядка, но характеры зависимостей разные. В первом случае зависимость носит монотонный характер, во втором — экстремальный.

Есть еще одна особенность, общая для обоих случаев. Заключается она в том, что доля, вносимая продольными вихревыми жгутами, примыкающими к несущей линии AB (см. рис. 3.3 Главы 3), наибольшая (около 80%) в точках, ближайших к центру крыла (точка 0). По мере удаления точки наблюдения от центра крыла, доли, вносимые всеми вихревыми жгутами, выравниваются и становятся одного порядка (уже на расстоянии 1 м от центра крыла).

Теперь воспользуемся формулами, полученными при рассмотрении модели, соответствующей второму механизму и основанной на представлении хвостовой лопасти дельфина как акустического диполя (см. Главу 3).

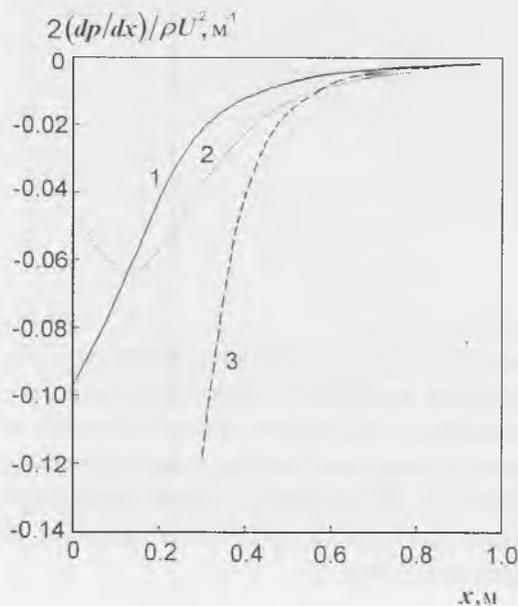


Рис. 7.8. Значения градиентов динамического давления (1 и 2), вычисленные по формуле (7.6). Значения (3) вычислены по формуле (7.10).

Для оценки мгновенного значения градиента динамического давления в Главе 3 получена следующая расчетная формула

$$\frac{2}{\rho U^2} \frac{dp}{dr} = -\frac{6\alpha S_{\text{хв}}^{1.5}}{r^4 \pi^{1.5}} \sqrt{1 + \frac{\omega^2 h_{\text{хв}}^2}{U^2} \cos^2 \omega t \cos \theta_1}. \quad (7.9)$$

Оценим величину градиента динамического давления, формируемого хвостовой лопастью дельфина вдоль горизонтальной оси. Для этого воспользуемся кинематическими и морфометрическими параметрами хвостовой лопасти дельфина из таблицы 7.3. Кроме того воспользуемся данными Главы 6, согласно которым угол ϑ_1 наклона лопасти к горизонтальной оси близок к 45° . Будем оценивать максимальное мгновенное отрицательное значение градиента динамического давления, которое соответствует моменту, когда $\cos \omega t = 1$. В этом случае формула (7.9) несколько упрощается

$$\frac{2}{\rho U^2} \frac{dp}{dr} = -\frac{3\alpha S_{\text{хв}}^{1.5}}{r^4 \pi^{1.5}} \sqrt{2 \left(1 + \frac{\omega^2 h_{\text{хв}}^2}{U^2} \right)} \quad (7.10)$$

Необходимые для вычислений характеристики плавания даны в Таблице 7.3. На рис. 7.8 представлены значения градиента динамического давления (3), вычисленные по формуле (7.10). Видно, что в непосредственной близости от хвостовой лопасти (значения x , близкие к 0) результаты оценок по формулам (7.6) и (7.10) заметно отличаются друг от друга. Вдали же от хвостовой лопасти (значения x , измеряемые десятками сантиметров) результаты вычислений практически совпадают.

Интересно сравнить полученные оценки градиентов динамического давления, формируемых вдоль тела дельфина колебательными движениями лопасти, с оценками градиента, формируемого движениями собственно тела животного, а также с экспериментально измеренными значениями, приведенными в предыдущем разделе настоящей главы. На рис. 7.6 кривыми 7 и 8 представлены значения градиентов динамического давления, обусловленные рассмотренными двумя механизмами. Кривая 7, соответствующая первому из рассмотренных механизмов, отражает результаты, полученные для случая пересечения крылом горизонтальной оси. Случай максимального отклонения крыла от горизонтальной оси на графике не отражен ввиду того, что оценки в обоих случаях одного порядка величины. Видно, что градиенты давления, формируемые движениями хвостовой лопасти в области средней части тела и хвостового стебля дельфина, пренебрежимо малы по сравнению с градиентом давления, развиваемым собственно телом животного. И лишь в пределах хвостовой лопасти градиент давления достигает заметной величины. Вполне возможно, что обтекание собственно хвостовой лопасти набегающим потоком воды определяется формируемым в ее пределах градиентом динамического давления.

Таким образом предположение Грея о решающем влиянии отсасывающего действия хвостовой лопасти на характер обтекания тела дельфина не соответствует действительной картине. Это предположение справедливо, по-видимому, лишь по отношению к обтеканию самой лопасти.

7.2. Тяга, гидродинамическое сопротивление и коэффициент полезного действия

Гидродинамика дельфинов уже много лет привлекает внимание исследователей. Прежде всего их интересует, обладают ли дельфины механизмами уменьшения сопротивления в процессе плавания при числах Рейнольдса (Re), превышающих критическое. В 1936 г. Дж. Грей предположил наличие такого механизма, связанного с формированием на теле дельфина благожелательного (отрицательного) градиента динамического давления в процессе активного плавания. Позднее было высказано еще несколько гипотез: о демпфирующих свойствах кожного покрова (Kramer, 1960; Бабенко, 1972), о кожных и глазных выделениях, снижающих сопротивление (Ускова и др., 1975), и др.

Помимо исследователей, признающих существование механизмов снижения сопротивления дельфина в процессе активного плавания и занятых поиском этих механизмов, есть и такие, которые считают, что никаких механизмов не существует 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 (Webb, 1975; Yates, 1983; Fish and Hui, 1991; Fish, 1993). На рис. 7.9, взятом из работы Fish (1993), отражено, что большая часть оцененных значений сопротивления дельфина в несколько раз превышает не только сопро-

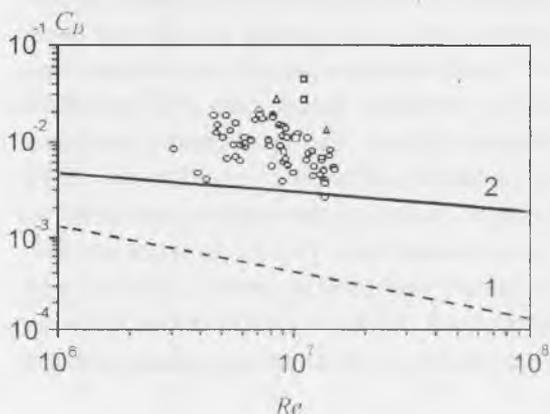


Рис. 7.9. Коэффициент сопротивления дельфина (по: Fish, 1993).

тивление при ламинарном обтекании животного (1), но и величины, присущие турбулентному обтеканию (2). Необходимо, однако, отметить, что этот метод оценок не может служить основанием для окончательных выводов по двум причинам: во-первых, потому, что он является косвенным и, во-вторых, потому, что, как во всяком косвенном методе, в процессе оценок фигурирует большое число параметров, измеренных с определенными погрешностями. В последнем случае суммарная погрешность оценки может оказаться весьма значительной и привести к непредсказуемым результатам. Далее мы покажем это на примере. 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 (см. Главу 6). Только они позволят корректно оценить гидродинамические характеристики дельфина, в том числе тягу и коэффициент сопротивления. Но даже использование косвенного метода оценки тяги, развиваемой дельфином, при аккуратном учете всех допущений может позволить сделать выводы, противоположные тем, которые были сделаны в упомянутых работах. В качестве иллюстрации проанализируем работы (Webb, 1975; Yates, 1983; Fish, 1993).

7.2.1. Тяга

Webb (1975) оценил коэффициент тяги (C_T) активно плывущего дельфина на основе выводов малоамплитудных стационарной (Parry, 1949) и двумерной нестационарной (Lighthill, 1969, 1970) теорий крыла, а Fish (1993) и Yates (1983) коэффициенты тяги и сопротивления дельфина на основе нестационарной теории трехмерного крыла полулунной формы (с удлинением, равным 8), совершающего малые колебания (Chopra and Kambe, 1977).

В таблице 7.5 приведены оценки тяговой мощности трех видов дельфинов, описанные в работе (Webb, 1983) и основанные на стационарной малоамплитудной теории крыла (Parry, 1949).

Из таблицы видно, что расчетные значения мощности трех видов дельфинов (цифры в последней колонке без скобок) превышают теоретические соответственно в 6.3, 9.4 и 16 раз. Теоретические значения тяговой мощности вычислены по формуле

Таблица 7.5. Оцененные и теоретические значения тяговой мощности (цифры без скобок по: WEBB, 1975).

Вид	L (cm)	U (cm/s)	n (s ⁻¹)	EU (erg/s)	S_p (cm ²)	$(EU)_T$ (erg/s)	$EU/(EU)_T$
<i>Delphinus bairdi</i>	170	430	1.8	8.96(0.3)•10 ⁹	11560	1.42•10 ⁹	6.3(0.21)
<i>Phocoenoides dalli</i>	200	430	2.1	18.0(1.1)•10 ⁹	16000	1.91•10 ⁹	9.4(0.57)
<i>Lagenorhynchus obliquidens</i>	204	554(518)	3.9(2.8)	61.8(1.8)•10 ⁹	16646	3.96(3.0)•10 ⁹	16(0.45)

$$EU = C_f \frac{\rho S_b U^3}{2}. \quad (7.11)$$

Здесь U — скорость плавания дельфина, S_b — смоченная поверхность тела, ρ — плотность воды, C_f — теоретический турбулентный коэффициент трения, E — сила тяги.

Вычисления тяговой мощности проведены с использованием формулы для тяги из работы (Parry, 1949), умноженной на скорость U .

$$EU = 0.0175L^2U^3 \left[\frac{0.38Ln}{U} - 0.047 \right]. \quad (7.12)$$

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)

$$EU = \frac{1}{2} \rho A_f U^3 \left(C'_\alpha \alpha_1 \pi a v - \frac{1}{2} C'^2_\alpha \alpha_1^2 \frac{1}{\pi \Lambda} - C_{\text{оп}} \right). \quad (7.13)$$

Здесь сохранены все обозначения (кроме скорости U), принятые в работе (Parry, 1949): $C'_\alpha = \frac{2\pi\Lambda}{2 + \Lambda}$, $v = ns/U$; $C_{\text{оп}} = 0.023$; n — частота колебаний тела; $s = 0.13L$ — полуширина лопасти; Λ — удлинение; a — амплитуда колебаний лопасти, представленная через ее полуширину (s); α_1 — максимальное значение угла атаки; α — его текущее значение.

Выпишем отдельно часть формулы (7.12), стоящую перед скобками:

$$0,0175L^2U^3 = \rho A_f U^3 / 2, \quad (7.14)$$

где $A_f = 0.034L^2$ — суммарная (смоченная) площадь двух сторон лопасти дельфина. Однако в создании тяги участвует только одна сторона лопасти. Следовательно, надо использовать в формуле половину величины A_f . Таким образом была допущена ошибка, завышающее результат оценки в 2 раза.

Ошибка в оценке площади хвостовой лопасти привела к ошибке вычисления ее удлинения, которая в свою очередь привела к ошибочному значению коэффициента C'_α .

Исходное выражение для получения первого члена формулы (7.12) в скобках может быть записано в виде

$$\frac{0.38Ln}{U} = C'_\alpha \alpha_1 \pi a v. \quad (7.15)$$

Не имея экспериментальных данных, автор работы (Parry, 1949) выбрал произвольно амплитуду колебаний хвостовой лопасти ($as = 0.221L$) и угол атаки ($\alpha_1 = 10^\circ$). В настоящее время эти кинематические параметры дельфинов (по

крайней мере вида *Tursiops truncatus*) хорошо изучены экспериментально и опубликованы. Например, амплитуда колебаний лопасти, по данным работы (Fish, 1993), может быть представлена как $h = (0.1 \pm 0.03)L$. Здесь L — длина тела дельфина. По нашим данным (см. Главу 6) $h = (0.12 \pm 0.004)l$. Здесь l — также длина тела дельфина. Отсюда видно, что Parry использовал величину амплитуды, в 1.8–2.2 раза (в среднем в 2 раза) превышающую реальную. Что же касается угла атаки, то экспериментальные данные (Романенко, 1986а, а также Глава 6 настоящей книги) позволяют считать, что угол атаки хвостовой лопасти дельфина не превышает 3.3° . В итоге, приняв ошибочные значения амплитуды колебаний и угла атаки хвостовой лопасти дельфина, Parry допустил еще одну ошибку, завышающую оценку по формуле (7.12) в 6 раз.

Предположение об абсолютной жесткости крыла также приводит к завышению оценок тяги. Дело в том, что хвостовая лопасть дельфина, особенно ее задняя кромка, обладает известной гибкостью. В работах (Katz, Weihs, 1979; Bose, Lien, 1989) показано, что гибкость крыла уменьшает тягу приблизительно на 20%.

Еще два уточнения: хвостовой стебель дельфина препятствует образованию подсосывающей силы на некоторой части передней кромки хвостовой лопасти, кроме того форма лопасти отличается от прямоугольной формы теоретического крыла (Chopra, Kambe, 1979). Эти обстоятельства приводят также к уменьшению тяги соответственно на 10 и 12%.

Автору работы (Parry, 1949) вообще не следовало упрощать исходную формулу теории крыла, включая малоизученные кинематические параметры в численные коэффициенты. Более корректно использовать эту формулу в наиболее общей форме (7.13) без численных коэффициентов.

Необходимо отметить, что для *Lagenorhynchus obliquidens* используемые в работе (Yates, 1983) параметры скорости плавания и частоты колебаний хвоста заимствованы из работы (Lang and Daybell, 1963) и отличаются от приведенных в работе (Webb, 1975). Согласно Yates, (1983) $U = 5.18 \text{ мс}^{-1}$, а $n = 2.8 \text{ Гц}$. Мы в своих оценках пользовались именно этими данными (см. таблицу 7.5).

В таблице 7.6 приведены некоторые уточненные параметры, необходимые для проведения расчетов по формуле 7.13, в дополнение к содержащимся в таблице 7.5.

Параметр C'_α оценивали по формуле $C'_\alpha = \frac{2\pi\Lambda}{\sqrt{\Lambda^2 + 4 + 2}}$, которая более корректна (Козлов, 1979), чем та, которой пользовался Parry (1949). Удлинение

крыла оценивали по формуле $\Lambda = \frac{(2s)^2}{S_{\text{хв}}}$, где $s = 0.13L$, $\varepsilon = \frac{1}{2}A_f = 0.017L^2$.

Значения коэффициентов профильного сопротивления C_p взяты из работы (Bairstow, 1939) (у Parry коэффициент $C_{\text{агр}}$). Там же в седьмой колонке приведены значения тяги ($E_{\text{корр}}$), вычисленные по формуле (7.13) с учетом всех уточнений. Результаты вычислений по этой формуле с учетом отмеченных неточностей представлены в таблице 7.5 в пятой колонке (в скобках). В последней колон-

Таблица 7.6. Оценка тяги и коэффициентов сопротивления.

Вид	Λ		α , рад	as/L	C_p	$E_{\text{сопр}}$, Н	$C_{\text{уп}}$
<i>Delphinus bairdi</i>	4	3.8	0.058	0.12	0.02	10.8	0.00066
<i>Phocoenoides dalli</i>	4.6	4.12	0.058	0.12	0.019	26.6	0.00146
<i>Lagenorhynchus obliquidens</i>	5.4	4.37	0.058	0.12	0.018	34.0	0.00131

ке (в скобках) приведены соотношения между оцененными и теоретическими значениями тяговой мощности. Видно, что после учета неточностей и допущений, сделанных при выводе формулы, оцененные значения оказываются заметно меньше теоретических.

Необходимо сказать несколько слов об исходной формуле (7.13), взятой Parry (1949) за основу. Как уже отмечалось ранее, она представляет собой решение малоамплитудной стационарной трехмерной теории крыла в предположении гармоничности функции угла атаки. В Главе 6 показано, что детальное изучение кинематики хвостовой лопасти дельфина свидетельствует о гармоническом характере функции угла наклона лопасти к горизонтальной оси, функция же угла атаки не является гармонической. Этот факт позволяет предполагать, что оценки по формуле 7.13 могут оказаться неверными. Это значит, что даже скорректированные оценки, учитывающие основные обнаруженные погрешности и приведенные в пятой колонке таблицы 7.5, не являются вполне достоверными.

Webb (1975) также проводит оценку коэффициента тяги дельфина *Lagenorhynchus obliquidens* на основе выводов двумерной нестационарной теории крыла (Lighthill, 1969, 1970). Во второй строке таблицы 7.7 приведены результаты его оценок, а также некоторые дополнительные параметры плавания дельфина, отсутствующие в таблице 7.5. Обращает на себя внимание полученное им значение коэффициента тяги, равное 1.5. Оно получено с графика, представленного на рис. 9 в работе (Lighthill, 1969), с помощью рассчитанных значений параметра флюгирования $\theta = 0.21$ и приведенной частоты $\sigma = 0.4$ (эти значения указаны во второй строке таблицы 7.7). Однако следует учесть, что на упомянутом рисунке в работе (Lighthill, 1969) по вертикальной оси указан коэффициент тяги

Таблица 7.7. Параметры плавания дельфина *LAGENORHYNCHUS OBLIQUIDENS*.

вариант	A (см)	α radian	θ	σ	C_T	$S_{\text{тв}}$ (см ²)	EU эргс ⁻¹	$EU/(EU)_T$
Данные из работы (Webb, 1975)	60	0.28	0.21	0.40	1.5	466	$4.03 \cdot 10^{10}$	10.2
Уточненные данные по стационарной теории (Lighthill, 1969)	50	0.66	0.91	0.66	0.13	466	$0.32 \cdot 10^{10}$	0.82
Уточненные данные по нестационарной теории (Chopra, Kambe, 1977)	50	0.66	0.91	0.66	0.08	466	$0.35 \cdot 10^{10}$	0.87

(C_T), определяемый выражением $C_T = \frac{\bar{P}}{\omega^2 h^2 a}$, где \bar{P} — тяга, h — амплитуда колебаний, a — полухорда крыла. Путем несложных преобразований можно

перейти к привычному выражению для коэффициента тяги $\left(C_{T0} = \frac{2\bar{P}}{\rho S_B U^2} \right)$,

который будет равен $C_{T0} = C_T \left(\frac{\omega^2 c^2}{U^2} \right) \left(\frac{h^2}{c^2} \right)$. Здесь $c = 2a$ — хорда крыла. Если

учесть это обстоятельство, то даже при упомянутых выше значениях θ и σ коэффициент тяги оказывается равным всего 0.4. Но и это значение оказывается сильно завышенным, так как параметр флюгирования $\theta = 0.21$ определен неверно. Для определения этой величины служит формула, предложенная в работе (Lighthill, 1970):

$$\theta = \frac{U\alpha}{\omega h} \quad (7.16)$$

Здесь U — скорость плавания дельфина, α — угол наклона лопасти к горизонтальной оси, h — амплитуда колебаний, $\omega = 2\pi f$, f — частота колебаний хвоста. Авторы работы (Chopra, Kambe, 1977) уточнили эту формулу для случая больших амплитуд колебаний лопасти и предложили ее в следующем виде

$$\theta = \frac{Utg\alpha}{\omega h} \quad (7.17)$$

Данные об угле наклона хвостовой лопасти дельфина к горизонтальной оси в работе (Lang and Daybell, 1963), по-видимому, отсутствуют, о чем сообщает Yates (1983). (К сожалению работа Lang and Daybell, 1963 нам недоступна). В то же время Webb (1975) определенно приводит величину этого угла (0.28 рад.), называя его углом атаки. Поскольку нас интересует не угол атаки, а угол наклона лопасти к горизонтальной оси, то, следуя Yates (1983), мы примем его величину равной 0.66 радиан. Параметр флюгирования $\theta = \frac{Utg\alpha}{\omega h}$ в этом случае будет равен 0.91, а не 0.21, как в работе Webb (1975).

Есть еще неясности в работе (Webb, 1975), касающиеся вычисления приведенной частоты $\sigma = \omega c/U$. Дело в том, что необходимое для оценки приведенной частоты значение хорды хвостовой лопасти дельфина в работах (Webb, 1975; Yates, 1983) отсутствует, поэтому мы заимствуем его из работы (Wu, 1971). (Хорда равна 19 см.) Кроме того, из таблицы 7.7 видно, что двойная амплитуда колебаний хвоста по Webb (1975) составляет 60 см, тогда как Wu (1971) и Yates (1983), заимствуя эту же величину из той же работы (Lang and Daybell, 1963), что и Webb, приводят совсем другую цифру: она составляет 50 см. Мы в своих оценках также принимаем ее равной 50 см.

С учетом высказанных ранее замечаний по поводу скорости плавания дельфина и частоты колебаний его тела величина приведенной частоты $\sigma = \frac{\omega c}{U}$ равна 0.65 (вместо 0.40 в работе Webb, 1975). В формуле c — хорда хвостовой лопасти.

Используя полученные значения приведенной частоты (0.65) и параметра флюгирования (0.91), по графикам на рис. 9 из работы (Lighthill, 1969) и рис. 6 из работы (Chopra and Kambe, 1977) определяем коэффициент тяги. В случае двумерной теории он равен 0.13, а трехмерной — 0.08. Видно, что оценка коэффициента тяги в работе (Webb, 1975) завышена по сравнению с этими цифрами в 12–19 раз. В последней колонке таблицы 7.7 из приведенных отношений оцененной тяговой мощности и теоретической видно, что оцененная мощность не плохо согласуется с теоретической. Оценка тяги и тяговой мощности была осуществлена по методике, подробно описанной в конце настоящего раздела.

Yates (1983) так же, как и Webb (1975), провел оценку коэффициента тяги дельфина *Lagenorhynchus obliquidens* по кинематическим данным работы (Lang and Daybell, 1963) с использованием выводов нестационарной трехмерной теории крыла (Chopra and Kambe, 1977). Исходные кинематические данные мало отличаются от данных, приведенных в последней строке таблицы 7.5 (в скобках) и таблице 7.7. Основная ошибка, которую допустил Yates (1983), 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 таблице 7.7. Используя это значение параметра флюгирования и значение приведенной частоты (см. таблицу 7.6), нетрудно по графику на рис. 6 из работы (Chopra and Kambe, 1977) определить коэффициент тяги: $C_T = 0.08$ (вместо 0.23 у Yates, 1983). Таким образом автор работы (Yates, 1983) допустил ошибку в оценках, почти в три раза завышающую тяговые возможности дельфина.

Работа (Fish, 1993) выгодно отличается от рассмотренных выше тем, что содержит оригинальные экспериментальные данные. Однако 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, приведенные в работе измеренные значения углов атаки неправдоподобно велики. В результате оценки, сделанные в работе Fish (1993), оказались завышенными приблизительно в 5 раз.

Скорректированные данные позволяют сделать следующие выводы.

1. Значения тяговой мощности дельфина, вычисленные с учетом допущенных в упомянутых выше работах ошибок, удовлетворительно согласуются с теоретическими, а в некоторых случаях значительно меньше теоретических.

2. Полученные результаты весьма приближительны и условны, так как основаны на использовании недостаточно корректных малоамплитудных теоретических моделей. В частности, все рассматривавшиеся до сих пор теоретические модели исходили из предположения о гармоническом характере функции угла атаки крыла, что неверно применительно к дельфинам (см. Главу 6), так как у них гармоническим является угол наклона лопасти, а не угол атаки. Кроме того не учтен ряд допущений, которые трудно или невозможно представить в количественной форме. К их числу относятся: неопределенность положения оси вращения хвостовой лопасти дельфина, отсутствие точных данных о глубине, на которой плавал дельфин в процессе экспериментов; искривленность лопас-

ти; предположительный характер и значительный разброс некоторых параметров (углов атаки и наклона лопасти к горизонтальной оси).

3. Оценки тяговой мощности дельфинов не содержат данных о величинах погрешностей измерений кинематических параметров. Это обстоятельство не позволяет оценить достоверность полученных результатов.

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

Мы проведем оценку тяги и коэффициента сопротивления дельфина, пользуясь результатами теоретической модели, рассмотренной в п. 1.3.6 Главы 1, для большой амплитуды линейных и угловых колебаний жесткого прямоугольного крыла, аппроксимирующего хвостовую лопасть дельфина, и собственными экспериментальными данными, представленными в Главе 6. Ось вращения крыла расположена на расстоянии половины хорды от передней кромки.

Приведем здесь основные расчетные формулы.

Общее выражение для среднего по времени значения тяги:

$$\bar{T} = k \frac{\rho S_{\text{хв}}}{2} \left(C_y^\alpha v_n \overline{V_y} - C_y^{\omega_z} c_0^2 \overline{\dot{\omega}_z \sin \theta} \right) - \frac{\rho \pi S_{\text{хв}}}{4} v_n^2 \overline{\cos \vartheta} - \frac{\rho S_{\text{хв}}}{2} C_p \overline{U^2 \cos \vartheta}. \quad (7.18)$$

Множители, входящие в формулу (7.18):

$$\overline{v_n V_y} = U^2 \frac{1}{\lambda_p} \left(\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\lambda_p} - \vartheta_1 \right) - \frac{3}{8} \frac{\vartheta_1^2}{2!} \left(\frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{3} \vartheta_1 \right) + \right. \\ \left. + \frac{5}{16} \frac{\vartheta_1^4}{4!} \left(\frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{5} \vartheta_1 \right) - \frac{35}{128} \frac{\vartheta_1^6}{6!} \left(\frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{7} \vartheta_1 \right) + \dots \right) \quad (7.19)$$

$$\overline{c_0^2 \dot{\omega}_z \sin \theta} = \frac{\vartheta_1 U^2}{2} (Sh)^2 \left[\frac{1}{\lambda_p} \left(1 - \frac{1}{4\lambda_p^2} + \frac{1}{8\lambda_p^4} - \frac{5}{64\lambda_p^6} \right) - \frac{3\vartheta_1^2}{8\lambda_p} \left(1 - \frac{5}{18\lambda_p^2} + \frac{7}{48\lambda_p^4} - \frac{3}{32\lambda_p^6} \right) + \right. \\ \left. + \frac{5\vartheta_1^4}{192\lambda_p} \left(1 - \frac{7}{24\lambda_p^2} + \frac{63}{400\lambda_p^4} - \frac{33}{320\lambda_p^6} \right) + \frac{1}{4} \vartheta_1^3 \left(1 - \frac{1}{12} \vartheta_1^2 \right) \right], \quad (7.20)$$

$$\overline{v_n^2 \cos \vartheta} = \frac{1}{2} U^2 \left[\left(\frac{1}{\lambda_p} - \vartheta_1 \right)^2 - \frac{9}{8} \vartheta_1^2 \left(\frac{1}{\lambda_p^2} - \frac{14}{9} \frac{\vartheta_1}{\lambda_p} + \frac{5}{9} \vartheta_1^2 \right) + \right. \\ \left. + \frac{15}{32} \vartheta_1^4 \left(\frac{1}{\lambda_p^2} - \frac{10}{9} \frac{\vartheta_1}{\lambda_p} + \frac{7}{27} \vartheta_1^2 \right) - \frac{35}{512} \vartheta_1^6 \left(\frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{3} \vartheta_1 \right)^2 \right], \quad (7.21)$$

$$\overline{U_i^2 \cos \vartheta} = U^2 \left(1 + \frac{1}{2\lambda_p^2} - \frac{3\vartheta_1^2}{16\lambda_p^2} - \frac{\vartheta_1^2}{4} \right), \quad (7.22)$$

где

$$\theta = \arctg \frac{V_y}{U}, \quad (7.23)$$

$$\lambda_p = \frac{U}{h_{xg} \omega}, \quad (7.24)$$

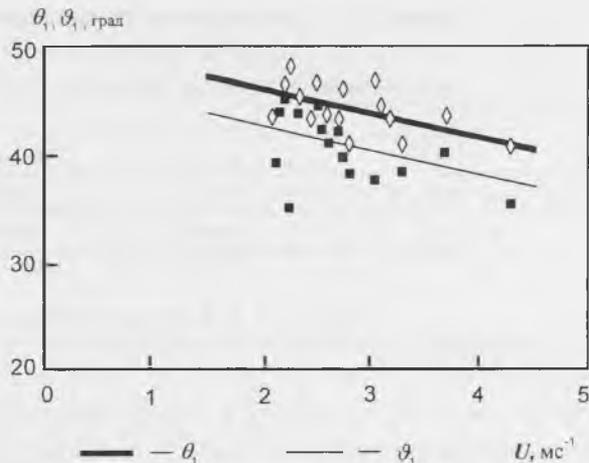
$$Sh = \frac{\omega c_0}{U}, \quad (7.25)$$

$$U_i^2 = U^2 + \left(\frac{dh}{dt} \right)^2, \quad (7.26)$$

$$h = h_{xg} \sin \omega t, \quad (7.27)$$

U — скорость движения дельфина, C_y^α , $C_y^{\omega_z}$ — коэффициенты гидродинамических производных (см. таблицу 1.8), ρ — плотность воды, $\omega = 2\pi f$, f — частота колебаний тела, S_{xg} — площадь одной стороны хвостовой лопасти, c_0 — корневая хорда лопасти, C_p — коэффициент профильного сопротивления лопасти, ϑ_1 и θ_1 — амплитуды угла наклона хвостовой лопасти и траектории ее движения к горизонтальной оси соответственно. В формуле (7.18) в отличие от исходной формулы Главы 1 добавлен множителем коэффициент k , учитывающий некоторые отличия математической модели от реальной хвостовой лопасти дельфина, как и в случае модели Рагу (1949). Он учитывает тот факт, что наличие хвостового стебля приводит к уменьшению величины подсосывающей силы, формирующейся на передней кромке лопасти, приблизительно на 10%. Кроме того в отличие от жесткого крыла лопасть может изгибаться и это также приводит к уменьшению тяги приблизительно на 20%. Теоретическая модель, которую мы рассматриваем, разработана для случая, когда ось вращения крыла расположена в центре его симметрии, т. е. в середине корневой хорды. В работе (Зайцев, Федотов, 1986) показано, что тяга зависит от положения оси вращения крыла: если ось расположена на его задней кромке, то тяга (при $Sh = 1$) в 1.5 раза больше (за счет роста подсосывающей силы), чем в случае, когда ось расположена в середине хорды. В нашем случае $Sh = 0.63 \div 0.7$. Учитывая сильную зависимость величины подсосывающей силы от числа Sh (Chopra, Kambe, 1977), можно предполагать, что в рассматриваемом случае при расположении оси вращения на кромке хвоста тяга будет отличаться менее чем в 1.5 раза. Тем не менее мы примем именно эту величину и будем считать, что оценки по формуле 7.18 должны быть увеличены в 1.5 раза, помня однако, что в этом случае оценки будут завышенными. И еще одно уточнение. По данным работ (Chopra, 1974; Зайцев, Федотов, 1986) крыло, близкое по форме к хвостовой лопасти дельфина, производит тягу, меньшую по величине, чем прямоугольное приблизительно на 12%. С учетом всех отмеченных уточнений будем полагать, что $k = 0.92$.

Рис. 7.10. Результаты измерений углов наклона траектории движения лопасти дельфина (θ_1) и самой лопасти (ϑ_1) к горизонтальной оси.



Выражения (7.23) и (7.24) позволяют получить следующее очевидное, но очень важное соотношение

$$\frac{1}{\lambda_p} = \operatorname{tg} \theta_1. \quad (7.28)$$

Величины ρ , $S_{x\sigma}$, c_0 , C_p будем считать известными или измеряемыми с высокой точностью. Частоту колебаний тела f будем вычислять из хорошо проведенного в экспериментах с дельфинами соотношения (Козлов, 1983)

$$f = 1.05 \frac{U}{l} + 0.25. \quad (7.29)$$

Здесь l — длина тела дельфина, которую также будем считать измеряемой с высокой точностью. Скорость U будем использовать как параметр.

Погрешность оценок по приведенным выше формулам будет определяться главным образом погрешностями измерения углов ϑ_1 и θ_1 .

В Главе 6 приведены данные измерений указанных углов, которыми мы воспользуемся. Здесь мы приведем фактические данные измерений в форме графика на рис. 7.10, где приведены две группы экспериментальных точек, через которые проведены две линии регрессии соответственно для углов наклона лопасти и траектории ее движения. Уравнения этих линий имеют вид:

Для углов наклона траектории

$$\theta = 50.1 - 2.025U \quad (7.30)$$

и для углов наклона лопасти

$$\vartheta = 47 - 2.07U. \quad (7.31)$$

По этим уравнениям легко вычислить значения соответствующих углов для конкретных скоростей плавания, а также значения углов атаки. В таблице 7.8 приведены результаты вычислений с погрешностями в одну среднеквадратичную величину.

Таблица 7.8. Экспериментальные значения углов наклона лопасти (ϑ_1), траектории ее движения (θ_1) и углов атаки (α_1) для двух значений скорости плавания (U).

U , мс ⁻¹	ϑ_1 , град	θ_1 , град	α_1 , град
2.2	42.5±0.7	45.6±0.5	3.1±1.2
4.3	38.1±0.7	41.4±0.5	3.3±1.2

Таблица 7.9. Кинематические и морфометрические параметры дельфина.

U , мс ⁻¹	l , м	$S_{\text{плп}}$, м ²	$S_{\text{мвп}}$, м ²	c_0 , м	$h_{\text{плп}}$, м	Sh	C_y^α	$C_y^{\dot{\omega}}$	C_θ
2.2	2.24	0.063	2.226	0.19	0.269	0.695	3.14	-0.2	0.02
4.3	2.24	0.063	2.226	0.19	0.269	0.627	3.18	-0.21	0.02

Таблица 7.10. Оценка тяги и коэффициента сопротивления трения дельфина.

U , мс ⁻¹	\bar{T} , Н	K	\bar{T} , Н	$(\bar{T}+2\sigma)$, Н	$(\bar{T}-2\sigma)$, Н	$C_{\text{мп}}$	$C_{\text{мп}+2\sigma}$	$C_{\text{мп}-2\sigma}$
2.2	19.3	1.1	21.2	35.7	6.3	0.00300	0.00565	0.00028
4.3	55.4	1.25	69.2	122.7	17.3	0.00246	0.00502	0

Для вычислений тяги по формуле (7.18) с использованием формул (7.19)–(7.29) необходимы некоторые кинематические и морфометрические параметры дельфина. В таблице 7.9 приведены такие параметры. Плотность воды при вычислениях принята равной 1016 кгм⁻³ (для Черного моря).

В таблице 7.10 во второй колонке приведены полученные значения тяги.

Прежде чем анализировать полученные результаты оценим тягу по данным теоретической модели, рассмотренной в работе (Chorpa, Kambe, 1977), которая по нашему мнению является наиболее продвинутой. Необходимые для оценок значения приведенных частот (совпадающих по смыслу с числами Струхала) даны в таблице 7.8. Параметр флюгирования представим в виде (Chorpa, 1976)

$$\Theta = \frac{\text{tg } \vartheta_1}{\text{tg } \theta_1} \quad (7.32)$$

Вычисления по формуле (7.32) и данным таблицы 7.9 дают для параметра флюгирования практически совпадающие значения, равные 0.9 и 0.89 для скоростей плавания 2.2 и 4.3 мс⁻¹ соответственно. Зная числа Струхала и парамет-

Таблица 7.11. Оценка тяги на основе выводов работы (Чорпра, Камбе, 1977).

U , мс ⁻¹	Sh	θ_1 , рад	ϑ_1 , рад	$\Theta = \frac{tg\vartheta_1}{tg\theta_1}$	C_T при $\Theta = 0.8$	C_T при $\Theta = \frac{tg\vartheta_1}{tg\theta_1}$	T , Н	
							Для крыла В1	Для крыла В2
2.2	0.7	45.6	42.5	0.9	0.17	0.085	22.3	25.4
4.3	0.63	41.4	38.1	0.89	0.14	0.077	72.3	86.4

ры флюгирования, можно определить коэффициенты тяги по графикам на рис. 6 в работе (Чорпра, Камбе, 1977). Однако процедура эта непростая поэтому мы сведем в отдельную таблицу исходные данные и проследим поэтапно за процессом определения коэффициента тяги. В таблице 7.11 в первой колонке указаны скорости, для которых мы будем проводить оценки. Во второй — указаны значения чисел Струхаля (приведенной частоты), в третьей и четвертой — углы наклона траектории и лопасти, в пятой — значения параметра флюгирования. В шестой приведены значения коэффициента тяги, определенные по графику на рис. 6 упомянутой работы, для формы крыла, обозначенного авторами как В1 (ось вращения расположена на расстоянии 0.8 хорды от передней кромки), параметра флюгирования, равного 0.8, и приведенных частот, указанных в таблице. Дело в том, что на графике рис. 6 работы (Чорпра, Камбе, 1977) отсутствует кривая для случая параметра флюгирования, равного 0.9. Но в работе есть указание, что, если бы параметр флюгирования дельфина оказался равным 0.9, то коэффициент тяги был бы вдвое меньше того, который соответствует параметру, равному 0.8. В седьмой колонке приведены скорректированные значения коэффициента тяги для параметров флюгирования, равных соответственно 0.89 и 0.9. Но в упомянутой работе есть еще одно важное указание, касающееся зависимости тяги от отношения амплитуды колебаний к хорде крыла. Авторы считают, что тягу следует вычислять по формуле

$$T = C_T \left(\frac{h_{\text{те}}}{c_0} \right)^2 \frac{\rho S_{\text{те}} U^2}{2} \quad (7.33)$$

Однако в работе (Зайцев, Федотов, 1986) показано, что зависимость тяги от амплитуды колебаний лопасти не является строго квадратичной. В формуле (7.33) показатель степени у относительной амплитуды должен быть 1.33 для числа Струхаля, равного 0.63, и 1.52, для числа Струхаля, равного 0.7.

В восьмой колонке приведены значения тяги для крыла В1, вычисленные по формуле (7.33) с учетом упомянутых показателей степени. В девятой — значение тяги для крыла В2 (положение оси вращения крыла совпадает с задней его кромкой). Однако вычисленную таким способом тягу следует считать завышенной, так как при этом не учтены упоминавшиеся ранее отличия теоретической модели от лопасти дельфина: влияние хвостового стебля на подсасываю-

ТАБЛИЦА 7.12. ОЦЕНКА КОЭФФИЦИЕНТОВ СОПРОТИВЛЕНИЯ НА ОСНОВЕ ВЫВОДОВ РАБОТЫ (СНОПРА, КАМВЕ, 1977).

$U, \text{ мс}^{-1}$	$T, \text{ Н}$		K	$T, \text{ Н}$		$C_{\text{мн}}$	
	крыло В1	крыло В2		крыло В1	крыло В2	крыло В1	крыло В2
2.2	11.4	12.9	1.1	12.5	14.2	0.00084	0.00115
4.3	36.9	44.1	1.25	46.1	55.1	0.00078	0.00122

щую силу, гибкость лопасти, меньшее удлинение лопасти по сравнению с крылом, отличие формы лопасти от прямоугольной.

С учетом этих отличий значения тяги в восьмой и девятой колонках должны быть умножены на коэффициент 0.51. Скорректированные значения тяги приведены во второй и третьей колонках таблицы 7.12.

7.2.2. Распределение тянущей силы и тяги вдоль тела дельфина

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 вихревой пелены на всей остальной длине тела. Имеющиеся экспериментальные данные и наблюдения (Романенко, 1986а) 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 (Вуд, 1979). В этом случае изменяются условия обтекания тела и, как следствие, механизм формирования тяговых усилий. Тяга может формироваться 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.

Первые теоретические модели в наиболее полной форме разработаны Лайтхиллом (1960) и Логвиновичем (1970) применительно к плаванию рыб, но в равной мере могут быть применимы и к плаванию дельфинов.

Достаточно подробно эти работы проанализированы в Главе 1 настоящей книги (см. также рис. 1.18). Поэтому здесь мы приведем лишь окончательное выражение для тяги:

$$\bar{T} = \frac{m(l)}{2} \left[\overline{\left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)^2} - U^2 \overline{\left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)^2} \right]_{x=l} \quad (7.34)$$

Анализ формулы показывает, что в рассмотренном варианте тяга создается только хвостовой лопастью (собственно тело не вносит вклад в общую тягу). 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 вихревой пелены в пределах участка тела рыбы или дельфина от максимального сечения до хвостовой области (области минимального сечения). Эту задачу решал Ву (Wu, 1971). Полученное им выражение для тяги имеет вид

$$\begin{aligned} \bar{T} &= \frac{1}{2} m(l) \left[\left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)^2 - U^2 \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)^2 \right]_{x=l} - \\ &- \frac{1}{2} \int_0^l \left[\left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)^2 - U^2 \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)^2 \right] \frac{\partial m(x)}{\partial x} dx = \bar{T}_1 + \bar{T}_2. \end{aligned} \quad (7.35)$$

Первый член совпадает с выражением (7.34), полученным Лайтхиллом (1960), второй обусловлен сходом вихревой пелены на участке тела $0 < x < l$ (см. рис. 1.20).

Сравнивая (7.34) и (7.35), можно видеть, что при сходе вихревой пелены появляется дополнительная сила, определяемая вторым членом выражения (7.35). Знак этой силы зависит от соотношения членов в подинтегральном выражении.

Выражение (7.35) может быть получено и непосредственно на основании использования концепции “пронизываемого слоя”, развитой Г.В. Логвиновичем (1970). При этом второе слагаемое имеет простое физическое толкование, так как определяется “стекающими” импульсами $Uv(x)dm(x)$ на участке за миделем тела: $0 < x < l$.

В настоящее время в литературе имеется вполне достаточно данных по кинематике плавания дельфинов (Романенко, 1986а; Янов, 1990, 1997, 1998; Fish, 1993), 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

$$d\bar{T} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right) \left[m(x) \left(\frac{\partial h}{\partial t} + U \frac{\partial h}{\partial x} \right) \right] \frac{\partial h}{\partial x} dx \quad \text{при } 0 < x < l. \quad (7.36)$$

Распределение подсасывающей силы в варианте Лайтхилла-Логвиновича

$$d\bar{T}_s = -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial h}{\partial t} + U \frac{\partial h}{\partial x} \right)^2 \frac{\partial m}{\partial x} dx \quad \text{при } 0 < x < l. \quad (7.37)$$

Распределение тянущей силы в варианте Ву

$$\overline{dT_1} = \overline{\left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right) \left[m(x) \left(\frac{\partial h}{\partial t} + U \frac{\partial h}{\partial x} \right) \right] \frac{\partial h}{\partial x}} dx \quad \text{при } -l_n < x < 0, \quad (7.38)$$

$$\overline{dT_2} = \overline{\left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right) \left(\frac{\partial h}{\partial t} + U \frac{\partial h}{\partial x} \right) \right] m(x) \frac{\partial h}{\partial x}} dx \quad \text{при } 0 < x < 1. \quad (7.39)$$

Распределение подсасывающей силы в варианте Ву

$$\overline{dT_s} = -\frac{1}{2} \overline{\left(\frac{\partial h}{\partial t} + U \frac{\partial h}{\partial x} \right)^2} \frac{\partial m}{\partial x} dx \quad \text{при } -l_n < x < 0. \quad (7.40)$$

Полезно также для сравнения представить второй член в выражении (7.35) в дифференциальной форме

$$\overline{dT_2} = \overline{\left[\left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)^2 - U^2 \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)^2 \right] \frac{\partial m}{\partial x}} dx \quad \text{при } 0 < x < 1. \quad (7.41)$$

Для численных оценок необходимо задаться законом деформации тела дельфина. В общем виде можно записать

$$h(x, t) = h_0(x) \sin[\omega t + \tau(x)] \quad (7.42)$$

В соотношениях (7.36)–(7.42) входят кинематические параметры плавания дельфина, которые могут быть получены только экспериментальным путем: амплитудная функция $h_0(x)$, циклическая частота колебаний тела $\omega = 2\pi f$, 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

(верхний индекс *, используемый в работах Логвиновича, здесь и далее опущен). Наиболее полно все кинематические параметры плавания дельфина, определенные экспериментально, представлены в Главе 6, а также в работе (Романенко, 1986а). Некоторые данные есть в работах (Каян, Пятецкий, 1977; Козлов, 1983; Янов, 1990, 1997, 1998; Fish, 1993). В частности, в первых двух работах 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 (1983)

$$\omega = 2\pi \left(1,05 \frac{U}{l} + 0,25 \right). \quad (7.43)$$

В работе (Романенко, 1986а) предложено следующие эмпирические выражения для амплитудной и фазовой функций

$$h_0(x) = h_{\text{ст}} \left[K_s - 1 + (2 - K_s) \left(\frac{x}{l} \right)^y \right] \quad (7.44)$$

ТАБЛИЦА 7.13. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРИСОЕДИНЕННОЙ
МАССЫ И ЕЕ ПЕРВОЙ ПРОИЗВОДНОЙ ВДОЛЬ ТЕЛА
ДЕЛЬФИНА.

x , м	$R(x)$, м	$m(x)$, кг.м ¹	$\Delta m/\Delta x$, кг.м ²
0.1	0.02	1.27	102.0
0.2	0.08	20.4	250.7
0.3	0.127	51.4	301.0
0.4	0.159	80.6	253.5
0.5	0.179	102.1	209.0
0.6	0.196	122.4	152.5
0.7	0.204	132.6	44.5
0.8	0.203	131.3	-69.5
0.9	0.193	118.7	-140.0
1.0	0.180	103.3	-149.0
1.1	0.167	88.9	-148.5
1.2	0.152	73.6	-162.5
1.3	0.133	56.4	-164.5
1.4	0.113	40.7	-135.0
1.5	0.096	29.4	-104.0
1.6	0.079	19.9	-97.0
1.7	0.056	10.0	-76.5
1.8	0.038	4.6	-37.5
1.9	0.028	2.5	-10.5
2.0	0.028	2.5	0

и

$$\tau(x) = -\frac{k_0 \ln(1 + b_0 x)}{b_0} \quad (7.45)$$

Здесь $k_0 = \frac{\omega}{U}$, $K_z = \frac{h_z}{h_{xe}}$, h_z и h_{xe} — амплитуда колебаний 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.

Численные значения кинематических параметров приведены в таблицах 7.13 и 7.14.

Значения $m(x)$, приведенные в таблице 7.13, вычислены по формуле (Логвинович, 1970)

ТАБЛИЦА 7.14. КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ПЛАВАНИЯ
 ДЕЛЬФИНА *TURSIOPS TRUNCATUS*. ДЛИНА ТЕЛА ДЕЛЬФИНА $l =$
 2.24 м. РАССТОЯНИЕ ОТ КОНЧИКА НОСА ДО ХВОСТОВОЙ ЛОПАС-
 ТИ РАВНО 2.0 м.

U , мс ⁻¹	K	b_0 , м ⁻¹	γ	h_0/l
4,3	0,21	0,23	4,2	0,12

$$m(x) = \rho \pi R^2(x), \quad (7.46)$$

где $R(x)$ — поперечные размеры тела дельфина в горизонтальной плоскости, которые хорошо известны и приведены в той же таблице 7.13.

Воспользовавшись выражениями (7.44) и (7.45), нетрудно записать в окончательном виде расчетные формулы (7.36) и (7.37) в варианте Лайтхилла-Логвиновича

$$\overline{dT} = \left[\begin{aligned} & 2\pi^2 \left(1,05 \frac{U}{l} + 0,25 \right)^2 \frac{\partial h_0}{\partial x} m(x) - \frac{U^2}{2} \frac{\partial h_0}{\partial x} \frac{\partial^2 h_0}{\partial x^2} m(x) - \frac{U^2}{2} h_0 \frac{\partial h_0}{\partial x} \left(\frac{\partial \tau}{\partial x} \right)^2 m(x) - \\ & - \frac{U^2}{2} h_0^2 \frac{\partial \tau}{\partial x} \frac{\partial^2 \tau}{\partial x^2} m(x) - \pi U \left(1,05 \frac{U}{l} + 0,25 \right) h_0^2 \frac{\partial \tau}{\partial x} \frac{\partial m}{\partial x} - \frac{U^2}{2} \left(\frac{\partial h_0}{\partial x} \right)^2 \frac{\partial m}{\partial x} - \\ & - \frac{U^2}{2} h_0^2 \left(\frac{\partial \tau}{\partial x} \right)^2 \frac{\partial m}{\partial x} \end{aligned} \right] dx \quad (7.47)$$

и

$$\overline{dT}_s = \left\{ \frac{1}{4} \left[2\pi \left(1,05 \frac{U}{l} + 0,25 \right) h_0 + U h_0 \frac{\partial \tau}{\partial x} \right]^2 \frac{\partial m}{\partial x} + \frac{U^2}{4} \left(\frac{\partial h_0}{\partial x} \right)^2 \frac{\partial m}{\partial x} \right\} dx. \quad (7.48)$$

В варианте Ву (1971) формула (7.38) будет в точности совпадать с формулой (7.47), но только на участке тела $-l_n < x < 0$ (рис. 1.20 Главы 1). Формула (7.40) будет включать первые 4 члена формулы (7.47) и будет справедлива лишь на участке тела $0 < x < 1$. Подсасывающая сила в варианте Ву будет определяться формулой (7.48), но только на участке тела $-l_n < x < 0$.

Формула (7.41) может быть представлена в виде

$$\overline{dT}_2 = \left[-\pi^2 \left(1,05 \frac{U}{l} + 0,25 \right)^2 h_0^2 + \frac{U^2}{4} \left(\frac{\partial h_0}{\partial x} \right)^2 + \frac{U^2}{4} h_0^2 \left(\frac{\partial \tau}{\partial x} \right)^2 \right] \frac{\partial m}{\partial x} dx. \quad (7.49)$$

Эта формула справедлива при $0 < x < 1$.

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

Численные оценки мы получим для двух режимов плавания дельфина с постоянной скоростью: без срыва вихревой пленки на участке тела $0 < x < 1$ и со

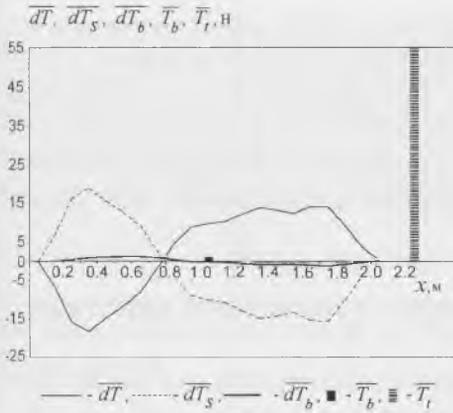


Рис. 7.11. Распределение тянущей, под-сасывающей сил и общей тяги на теле активно плывущего дельфина в предположении его обтекания потенциальным потоком.

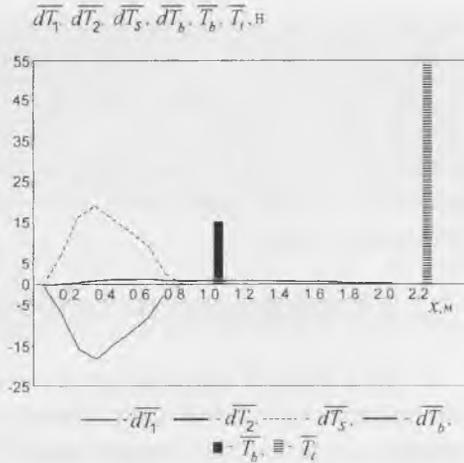


Рис. 7.12. Распределение тянущей, под-сасывающей сил и общей тяги на теле активно плывущего дельфина в предположении срыва вихрей на его участке за миделем.

срывом. Оба режима характеризуются кинематическими параметрами, приведенными в таблицах 7.13 и 7.14. При этом будем использовать амплитудную и фазовую функции, представленные выражениями (7.44) и (7.45).

Величину тяги, развиваемой хвостовой лопастью дельфина, мы уже оценивали. Результаты представлены в таблицах 7.10 и 7.12. Воспользуемся данными второй колонки таблицы 7.10 для скорости 4.3 мс^{-1} .

Результаты вычислений для случая обтекания дельфина без срыва вихревой пелены (формулы 7.47 и 7.48) представлены на рис. 7.11. Там же представлено распределение суммарного значения тянущей и подсасывающей сил ($\overline{dT} + \overline{dT}_s = \overline{dT}_b$) и интегральное значение этого распределения (\overline{T}_b). В точке $x = 2.24 \text{ м}$, соответствующей кромке хвостовой лопасти, показано значение тяги (\overline{T}_l), развиваемой лопастью в соответствии с данными таблицы 7.10. Приведенные результаты свидетельствуют о том, что вклад в общую тягу собственно тела дельфина при отсутствии срыва вихрей пренебрежимо мал и составляет менее 3% от тяги, развиваемой хвостовой лопастью. Тем не менее следует иметь в виду, что 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 и определяется конечным значением присоединенной массы в конечной точке интегрирования и, как следствие, значением стекающего в конечной точке импульса.

На рис. 7.12 приведены результаты расчетов по формулам (7.38), (7.40) и (7.41). Видно, что при обтекании тела животного со срывом вихрей на сужаю-

щейся его части появляется дополнительная тяга, которая может составлять величину порядка 25% от тяги, развиваемой хвостовой лопастью дельфина. Оценки для скорости дельфина, равной 2.2 мс^{-1} , показывают, что тяга, развиваемая собственно телом животного, составляет около 10% тяги, развиваемой хвостовой лопастью. При оценке пропульсивных способностей дельфина и особенно при оценке его коэффициента сопротивления нельзя пренебрегать этой дополнительной тягой.

7.2.3. Коэффициенты сопротивления и полезного действия

Нас в первую очередь интересует сопротивление трения, так как именно оно представляет собой часть общего сопротивления, которую могут изменять возможные механизмы управления пограничным слоем животного. Попробуем определить интересующее нас сопротивление трения.

Вообще говоря, полный коэффициент сопротивления дельфина при движении с постоянной скоростью можно представить в виде суммы его составных частей

$$C = C_1 + C_2 + C_3 + C_4 + C_5 + C_6. \quad (7.50)$$

Здесь коэффициенты C_1 , C_2 , C_3 , C_4 , C_5 и C_6 характеризуют сопротивление трения, формы, профильное сопротивление лопасти, индуктивное сопротивление лопасти, профильное сопротивление спинного плавника и сопротивление грудных плавников соответственно. Известно, что сопротивление формы тела составляет около 0.22 сопротивления трения жесткого дельфиноподобного тела (Дробленков, 1960; Семенов, 1969). Сопротивление формы спинного плавника будем считать равным половине профильного сопротивления хвостовой лопасти. С учетом сказанного можно записать очевидные соотношения

$$C_1 = C_{тр}, \quad (7.51)$$

$$C_2 = 0.22C_{тр0}, \quad (7.52)$$

$$C_3 = C_p \frac{S_{хв}}{S_{тела}}, \quad (7.53)$$

$$C_4 = C_i \frac{S_{хв}}{S_{тела}}, \quad (7.54)$$

$$C_5 = 0.5C_p \frac{S_{хв}}{S_{тела}}. \quad (7.55)$$

Здесь $C_{тр0}$ — коэффициент сопротивления трения жесткого дельфиноподобного тела при соответствующем числе Рейнольдса, C_i — коэффициент индуктивного сопротивления хвостовой лопасти. Что же касается влияния грудных плав-

ников (C_6), то им, по-видимому, в первом приближении можно пренебречь. Грудные плавники обычно при движении дельфина с большой скоростью прижаты к телу и их профильное сопротивление невелико. Мы не учитываем также волновое сопротивление, предполагая, что дельфин плывет достаточно глубоко. С учетом соотношений (7.51)–(7.55) формулу (7.50) можно представить в виде

$$C = C_{mp} + 0.22C_{mp0} + (1.5C_p + C_i) \frac{S_{\text{хв}}}{S_{\text{тела}}} \quad (7.56)$$

Из этого соотношения можно получить формулу для коэффициента сопротивления трения

$$C_{mp} = C - (1.5C_p + C_i) \frac{S_{\text{хв}}}{S_{\text{тела}}} - 0.22C_{mp0} \quad (7.57)$$

При известной тяге общий коэффициент сопротивления можно вычислить по формуле

$$C = \frac{2\bar{T}}{\rho S_{\text{тела}} U^2} \quad (7.58)$$

С учетом формулы (7.58) соотношение (7.57) примет вид

$$C_{mp} = \frac{2\bar{T}}{\rho S_{\text{тела}} U^2} - (1.5C_p + C_i) \frac{S_{\text{хв}}}{S_{\text{тела}}} - 0.22C_{mp0} \quad (7.59)$$

Для вычисления коэффициента сопротивления трения по значению тяги, представленному во второй колонке таблицы 7.10, запишем формулу (7.59) в виде

$$C_{mp} = \frac{2\bar{T}}{\rho S_{\text{тела}} U^2} - 0.5C_p \frac{S_{\text{хв}}}{S_{\text{тела}}} - 0.22C_{mp0} \quad (7.60)$$

В этой формуле отсутствует коэффициент индуктивного сопротивления лопасти C_i и численный коэффициент во втором члене правой части изменен с 1.5 на 0.5, так как в математической модели, рассмотренной в Главе 1, учтено индуктивное и профильное сопротивления крыла. С помощью этой формулы получены оценки коэффициента сопротивления трения, которые представлены в седьмой колонке таблицы 7.10. Для скорости 2.2 мс^{-1} использовано значение $C_{mp0} = 0.0027$ (Wu, 1971) и соответствующее значение тяги из второй колонки таблицы 7.10, увеличенное на 10% (показано в четвертой колонке) в соответствии с результатами предыдущего раздела (коэффициент $K = 1.1$ в третьей колонке). Аналогично для скорости 4.3 мс^{-1} значение $C_{mp0} = 0.0026$, а значение тяги из второй колонки той же таблицы увеличено на 25% (коэффициент $K = 1.25$). В восьмой и девятой колонках представлены коэффициенты сопротивления, отличающиеся от значений в седьмой колонке на $\pm 2\sigma$ (две среднеквадратичные погрешности). Видно, что доверительный интервал в две среднеквадратичные погрешности, обеспечивающий 95% доверительной вероятности, охватывает

вает всю область значений коэффициента сопротивления между ламинарным и турбулентным режимами обтекания. Строго говоря это значит, что сделанные оценки тяги и сопротивления не имеют смысла. Они не позволяют сделать однозначные выводы о наличии механизмов ламинаризации у дельфинов. Они позволяют лишь надеяться на то, что такие механизмы существуют. Здесь можно еще раз напомнить, что однозначные выводы о гидродинамических способностях дельфинов могут дать лишь прямые измерения структуры пограничного слоя и распределения динамического давления на теле дельфина. Тем не менее мы продолжим оценивать тягу и коэффициент сопротивления дельфина, используя имеющиеся данные.

Для вычисления коэффициента сопротивления трения по значению тяги, представленному во второй и третьей колонках таблицы 7.12, запишем формулу (7.59) в виде

$$C_{mp} = \frac{2\bar{T}}{\rho S_{\text{мела}} U^2} - 1.5C_p \frac{S_{\text{xa}}}{S_{\text{мела}}} - 0.22C_{mp0}. \quad (7.61)$$

В седьмой и восьмой колонках таблицы 7.12 приведены значения коэффициентов сопротивления, вычисленные по формуле (7.61), с использованием значений C_{mp0} как в предыдущем случае, а значений тяги из пятой и шестой колонок таблицы 7.12. Так же, как и в формуле (7.61), для скорости 2.2 мс^{-1} использовано соответствующее значение тяги (вторая колонка), увеличенное на 10%, а для скорости 4.3 мс^{-1} значение (третья колонка), увеличенное на 25%.

На рис. 7.13 приведены результаты вычислений коэффициентов сопротивления (из таблиц 7.10 и 7.12). Кроме того нанесены скорректированные значения коэффициентов сопротивления трех видов дельфинов: *Delphinus bairdi*, *Phocoenoides dalli* и *Lagenorhynchus obliquidens*, рассчитанные по формуле (7.60) с использованием данных таблицы 7.6. Там же приведены скорректированные значения коэффициентов сопротивления, вычисленные по значениям тяги в третьей и четвертой строках восьмой колонки таблицы 7.7. Для случая двумерной теории Лайтхилла (1969) коэффициент сопротивления вычисляли по формуле (7.62), в которой учтено также индуктивное сопротивление лопасти $C_l = 0.008$ (Bairstow, 1939), так как теория Лайтхилла не учитывает потерь энергии на преодоление этой компоненты сопротивления.

$$C_{mp} = \frac{2\bar{T}}{\rho S_{\text{мела}} U^2} - (1.5C_p + C_l) \frac{S_{\text{xa}}}{S_{\text{мела}}} - 0.22C_{mp0} \quad (7.62)$$

Для случая трехмерной теории (Chopra, Kambe, 1977) коэффициент сопротивления вычисляли по формуле (7.61). В обеих формулах полагали $T = E$ из таблицы 7.7. При этом, как и раньше, значения тяги, создаваемые лопастью, увеличивали на 25%, учитывая таким образом тягу, создаваемую колеблющимся телом дельфина.

Результаты, представленные в таблицах 7.7, 7.10, 7.12 и на рис. 7.13, свидетельствуют о значительном разбросе оцененных коэффициентов сопротивления

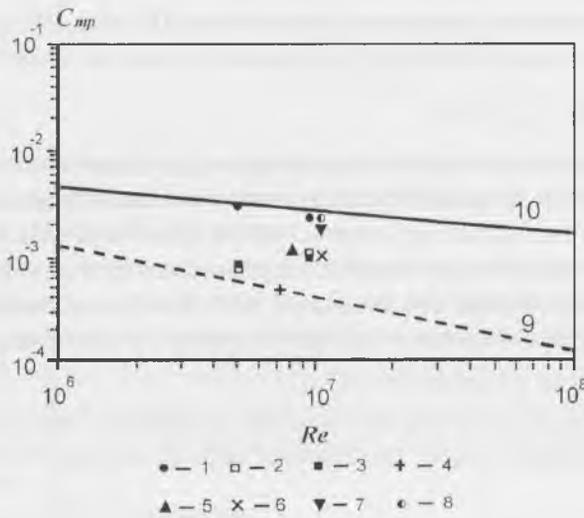


Рис. 7.13. Коэффициент сопротивления дельфина. 1 — оценка для *Tursiops truncatus* по формуле (7.18); 2 — для *Tursiops truncatus* по трехмерной теории (Чопра, Камбе, 1977) для крыла В1; 3 — то же для крыла В2; 4–6 — для *Delphinus bairdi*, *Phocoenoides dalli* и *Lagenorhynchus obliquidens* по формуле (7.13) соответственно; 7 — для *Lagenorhynchus obliquidens* по двумерной теории Лайтхилла (Lightnill, 1970); 8 — то же по трехмерной теории (Чопра, Камбе, 1977); 9 — ламинарное обтекание; 10 — турбулентное обтекание.

трения, тогда как общее среднее оказывается в 2 раза меньше значения при турбулентном обтекании.

Несколько слов о коэффициенте полезного действия движителя дельфина. Информацию на этот счет могут дать графики из работы (Chopra, Kambe, 1977), на которых к сожалению отсутствуют кривые для случая $\Theta = 0.9$. Тем не менее можно сказать, что коэффициент полезного действия составляет величину около 97%. По данным работы (Зайцев, Федотов, 1986) коэффициент полезного действия близок к 90%. Однако в этой работе оценки сделаны для крыла, имеющего угол атаки 10° , тогда как угол атаки хвостовой лопасти дельфина в 3 раза меньше. Это значит, что коэффициент полезного действия безусловно больше 90%. Вероятно он заключен между 90 и 97%.

7.3. Предельная скорость плавания

Воспользовавшись развитыми представлениями о гидродинамике дельфинов, можно оценить предельные скорости их плавания при известной развиваемой мощности и сравнить с известными, экспериментально измеренными значениями.

За основу возьмем известное соотношение (Козлов, 1983), связывающее развиваемую дельфином мощность с временем плавания и массой:

$$P(t) = 0.19t^{-1/3}m^{2/3} \text{ кВт.} \quad (7.63)$$

Оценки предельной мощности, которую кратковременно может развивать дельфин длиной 2 м и массой 80 кг, сделанные по анализу прыжков животных, показывают, что она составляет около 3000 Вт (Козлов, 1983). Поэтому и мы в расчете примем, что в течение первой секунды движения дельфин массой 80 кг не может развивать мощность, большую 3000 Вт. При дальнейшем движении развиваемую дельфином мощность будем считать уменьшающейся по закону $t^{-1/3}$ в соответствии с выражением (7.62).

Тягу, развиваемую хвостовой лопастью дельфина, также будем считать ограниченной и равной его весу (по крайней мере не меньше, хотя может быть и больше):

$$T = mg. \quad (7.64)$$

Это предположение вытекает из способности дельфинов некоторое короткое время "стоять на хвосте", когда развиваемая хвостовой лопастью тяга действительно практически равна весу животного. Полную тягу дельфина будем представлять как сумму тяги, развиваемой хвостовой лопастью, и тяги, развиваемой телом, которая составляет 25% тяги хвостовой лопасти (см. предыдущий раздел).

Процесс движения дельфина из состояния покоя можно представить себе состоящим из нескольких этапов. На первом этапе, когда скорость близка к нулю, движение будет совершаться при постоянной тяге. Уравнение движения дельфина в этом случае с достаточной точностью можно представить в виде

$$k_1 m \frac{dU}{dt} = k_2 mg \quad (7.65)$$

при начальных условиях $U = 0$ при $t = 0$. Коэффициент $k_1 = 1.05$ учитывает присоединенную массу воды (Першин, 1988), $k_2 = 1.25$ учитывает тягу, создаваемую телом. Решение уравнения (7.65) дает

$$U = \frac{k_2}{k_1} gt \quad (7.66)$$

При дальнейшем увеличении скорости становятся заметными сила сопротивления при ламинарном обтекании и сопротивление формы. Уравнение движения животного на этом этапе можно записать

$$k_2 mgU = k_1 mU \frac{dU}{dt} + (C_r + C_\phi) \frac{\rho U^3 S_{\text{тела}}}{2}. \quad (7.67)$$

Здесь C_r — коэффициент сопротивления трения при ламинарном обтекании, C_ϕ — коэффициент сопротивления формы тела, включающий в себя и коэффициент профильного сопротивления спинного плавника (см. предыдущий раздел).

$$C_r = \frac{1.328}{\sqrt{\text{Re}}}, C_\phi = 0.00103 \quad (7.68)$$

где

$$\text{Re} = \frac{Ul}{\nu}, \quad (7.69)$$

ν — кинематическая вязкость, l — длина тела животного, ρ — плотность воды, $S_{\text{тела}}$ — площадь смоченной поверхности животного, составляющая около 1.56 м² для дельфина массой 80 кг и длиной 2 м.

В формуле (7.67) не учитывается коэффициент профильного и индуктивного сопротивления хвостовой лопасти, так как потери мощности на их преодоление уже учтены в предположении равенства тяги и веса дельфина. Действительно, когда дельфин “стоит на хвосте”, хвостовая лопасть активно работает, и часть тяги идет на преодоление ее профильного и индуктивного сопротивления. Оставшаяся же часть генерируемой лопастью тяги поддерживает тело в “стоячем” положении.

Из выражения (7.67) получим

$$\frac{dU}{dt} = \frac{k_2}{k_1} g - 0.0087U\sqrt{U} - 0.0096U^2. \quad (7.70)$$

При достижении дельфином некоторой скорости развиваемая им мощность достигнет предельной, равной 3000 Вт. Это произойдет при скорости $U = 3.06$ мс⁻¹, значение которой можно получить из соотношения

$$T_{\text{макс}}U = P_{\text{макс}}, \quad (7.71)$$

где $P_{\text{макс}} = 3000$ Вт, $T_{\text{макс}} = k_2mg$, g — ускорение силы тяжести.

После достижения дельфином указанной скорости и до момента времени t с уравнение движения животного можно представить в виде

$$\frac{dU}{dt} = \frac{k_2}{k_1} g \left(\frac{3.06}{U} \right) - 0.0087U\sqrt{U} - 0.0096U^2. \quad (7.72)$$

Выражение в скобках в правой части учитывает предположение о постоянстве мощности, развиваемой дельфином до истечения первой секунды от начала движения,

По истечении первой секунды движения дельфина развиваемая им мощность должна уменьшаться по закону $t^{-1/3}$. Это обстоятельство можно учесть соответствующим множителем в правой части формулы (7.72) в первом ее члене правой части. Тогда

$$\frac{dU}{dt} = \frac{k_2}{k_1} g \left(\frac{3.06}{Ut^{1/3}} \right) - 0.0087U\sqrt{U} - 0.0096U^2. \quad (7.73)$$

Уравнение движения дельфина, представленное соотношением (7.73), выполняется до того момента времени, когда наступает турбулизация пограничного слоя и резко возрастает сила сопротивления. С этого момента рост скорости существенно замедляется. Можно считать, что максимального значения скорос-

ти дельфин достигает к моменту турбулизации пограничного слоя. Авторы работы (Грушанская, Короткин, 1973) специально изучали плавание дельфина с предельной скоростью в условиях неволи и пришли к выводу, что максимальное значение скорости достигается дельфином через 2 с от начала движения, после чего скорость заметно уменьшается. Логично предположить, что именно в этот момент наступила турбулизация пограничного слоя и коэффициент сопротивления трения дельфина стал определяться соотношением (Шлихтинг, 1974)

$$C_{mp} = \frac{0.455}{(\lg \text{Re})^{2.58}} - \frac{A}{\text{Re}} \quad (7.74)$$

где $A = 1700$. Тогда уравнение движения дельфина после турбулизации (после $t = 2$ с) будет иметь вид

$$\frac{dU}{dt} = \frac{k_2}{k_1} g \left(\frac{3.06}{Ut^{1/3}} \right) - K \left[\frac{4.046U^2}{(6.3 + \lg U)^{2.58}} - 0.0075U \right] - 0.0096U^2 \quad (7.75)$$

Здесь коэффициент K перед вторым членом в правой части учитывает тот факт, что при активном плавании дельфина после турбулизации пограничного слоя коэффициент турбулентного сопротивления меньше, чем на жестком теле дельфиноподобной формы ($K < 1$). Как было показано выше, это обстоятельство объясняется наличием значительного отрицательного градиента давления на теле активно плывущего дельфина и подтверждается прямыми измерениями касательных напряжений в пограничном слое.

На рис. 7.14 приведена расчетная зависимость скорости движения дельфина афалины от времени (кривые 1, 2, 3), полученная в результате численного интегрирования уравнений движения (7.65), (7.70), (7.72)–(7.74) по методу Рунге–Кутты (Корн, Корн, 1973). Кривые 1, 2 и 3 получены при значениях $K = 1, 1/2$ и $1/3$ соответственно (в формуле 7.75). На том же рисунке (кривые 5,6) отмечены те значения мощности, которые должен был бы развивать дельфин, чтобы обеспечить нарастание скорости, соответствующее кривым 2 и 3, если бы его обтекание было таким же, как жесткого дельфиноподобного тела. Кривая 4 показывает изменение мощности со временем, реально развиваемой дельфином.

Известны экспериментальные данные (Грушанская, Короткин, 1973), которые показывают, что предельная скорость плавания дельфина афалины в условиях неволи составляет $11 \pm 0.5 \text{ мс}^{-1}$, что неплохо согласуется с расчетными данными, приведенными на рис. 7.14 при $K = 1/2$ и $1/3$.

Таким образом, способность дельфина повышать критическое число Рейнольдса и снижать степень турбулентности в пограничном слое (а, следовательно, и коэффициент сопротивления) благодаря значительному отрицательному градиенту давления позволяет ему экономно расходовать свою мощность. Правда, экономия не 7–8-кратная, как предполагал Грей, а всего лишь 2-кратная или несколько больше. Это обстоятельство, в частности, позволяет хотя бы частично объяснить дальние миграции китообразных.

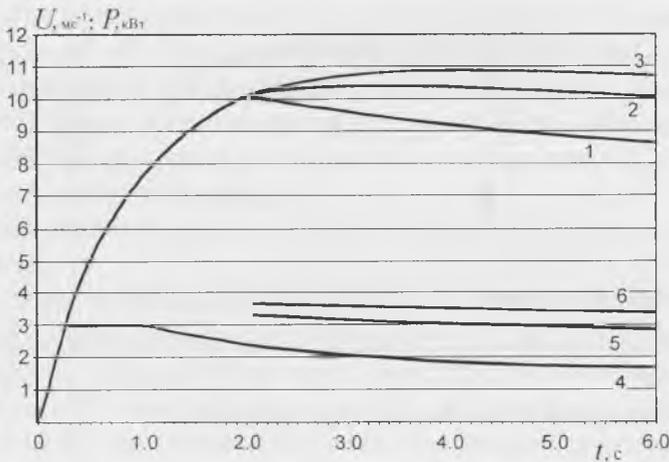


Рис. 7.14. Расчетная зависимость скорости дельфина от времени в процессе его движения из состояния покоя (1, 2, 3). 5, 6 — значение мощности, которую должен был бы развивать дельфин, чтобы достигнуть того же значения скорости, которое характеризуется кривыми 2, 3, если бы обтекание дельфина было бы таким же, как у жесткого дельфиноподобного тела; 4 — реальная мощность, развиваемая дельфином.

7.4. Оценка формы тела дельфинов и других китообразных

Градиент динамического давления, формирующийся 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 поперечного сечения (l_1/l) и угол схода тела вращения, аппроксимирующего наилучшим образом тело животного (α). На рис. 7.15 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 таблице 7.15.

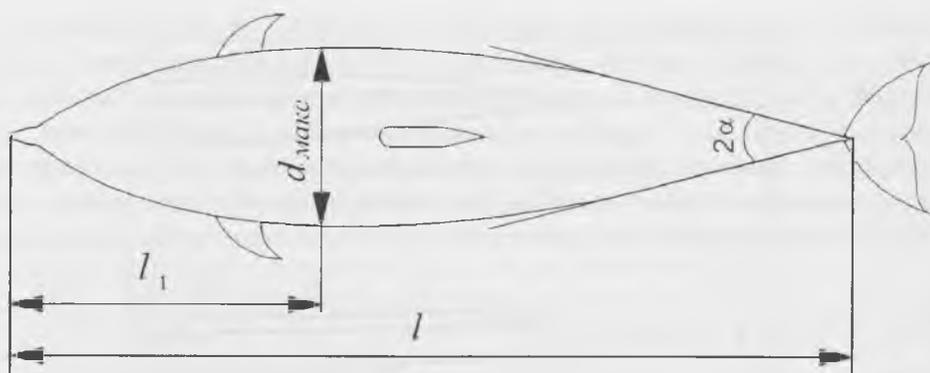


Рис. 7.15. СХЕМАТИЧЕСКОЕ ИЗОБРАЖЕНИЕ ТЕЛА ДЕЛЬФИНА.

ТАБЛИЦА 7.15. МОРФОМЕТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ КИТОВ И ДЕЛЬФИНОВ.

№	Вид	l/d_{max}	l_1/l	α , град
1	<i>Tursiops truncatus</i>	5.4	0.35	10
2	<i>Phocoena phocoena</i>	4.7	0.40	15
3	<i>Lagenorhynchus obliquidens</i>	6.9	0.36	8
4	<i>Stenella graffmani</i>	7.1	0.35	7
5	<i>Stenella longirostris</i>	7.6	0.34	7
6	<i>Delphinus delphis</i>	6.1	0.36	—
7	<i>Phocoenoides dalli</i>	4.6	0.33	13
8	<i>Lissodephis borealis</i>	7.5	0.36	7
9	<i>Eschrichtius robustus</i>	4.5	0.40	10
10	<i>Berardius bairdi</i>	6.0	0.39	—
11	<i>Pseudorca crassioleus</i>	6.9	0.38	—
12	<i>Physeter catodon</i>	5.1	0.45	—
13	<i>Kogia breviceps</i>	4.0	0.42	—

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 схождения — 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 числа 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 таблицы 7.4 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.

7.5. Гидродинамика дельфинов в свете последних данных

Развитие пограничного слоя на теле дельфина в процессе его плавания из состояния покоя 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, около 10 мс^{-2} , если принять, что максимальная тяга практически равна весу тела животного. А то, что она может достигать веса тела, доказывают хорошо известные случаи “стояния” дельфина на хвосте. 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 $x/l = 0.4-0.5$.

После турбулизации 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 турбулизации 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, что при этом средний по смоченной поверхности тела коэффициент сопротивления трения 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 головном (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 турбулизации 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.

Краткие выводы

Из всех оценок, сделанных в этой главе, самыми надежными и убедительными являются оценки распределения динамического давления и его градиентов на теле дельфина. Они доказывают существование отрицательного гради-

ента динамического давления на теле активно плывущего дельфина и его значительную величину, достаточную не только для повышения критического числа Рейнольдса, но и в отдельных случаях для осуществления обратного перехода турбулентного обтекания в ламинарное.

Оценки тяги и коэффициента сопротивления трения по кинематическим параметрам менее убедительны, хотя и свидетельствуют о возможности существования у дельфинов механизмов управления пограничным слоем. Тем самым эти оценки неплохо согласуются с оценками распределения динамического давления и его градиентов на теле дельфина.

Оценки тяги, создаваемой собственно телом дельфина, носят качественный характер, но очень важны, так как впервые иллюстрируют возможности дельфинов (и китов) нормально существовать и совершать миграции при потере полностью или частично хвостовой лопасти. Кроме того они показывают, что тяга дельфина не исчерпывается только тягой хвостовой лопасти и это обстоятельство должно учитываться при оценках эффективности движителя дельфина.

Оценки предельной скорости плавания хорошо согласуются с экспериментальными данными и косвенно подтверждают, что коэффициент сопротивления трения дельфина по крайней мере в два раза ниже турбулентного.

Оценка формы тела китообразных убедительно свидетельствует о том, что она оптимальна как для ламинарного, так и турбулентного обтекания.

Заключение

В книге предпринята попытка осветить состояние проблемы биогиродинамики рыб и дельфинов и привлечь внимание к наиболее актуальным ее задачам. Такими задачами прежде всего следует считать: развитие прямых методов исследования тонкой структуры пограничного слоя, касательных напряжений в пограничном слое, характера обтекания тела животного и проведение соответствующих измерений. В какой-то мере решение этих задач представлено в книге. Однако большинство изложенных оригинальных экспериментальных результатов, как правило, не повторено и не проверено другими исследователями. Это безусловно снижает их ценность.

Приведенные в настоящей книге 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, 1986а; Романенко, Янов, 1973). Это не исключает влияния и других факторов: упругого демпфирования (Kramer, 1955; Бабенко, 1971; Бабенко, Козлов, Першин, 1972; Козлов, 1983), высокомолекулярных выделений (Ускова, Расвский, Момот, Усков, 1975), "бегущей волны" (Меркулов, 1970; Меркулов, Савченко, 1970) и других. Однако необходимы тщательные экспериментальные исследования для определения доли каждого из факторов в общем эффекте.

Литература

- Агарков Г.Б., Бабенко В.В., Ференц З.И. Об иннервации кожи и кожной мускулатуры дельфина в связи с гипотезой стабилизации течения в пограничном слое // Проблемы бионики. М.: Наука. 1973. С. 478-483.
- Агарков Г.Б., Вишняков А.А. Об имплантации датчиков среднего и пульсационного давления в кожу морских животных // Бионика. 1975. Вып. 9. С. 131-133.
- Агарков Г.Б., Вронский А.А., Носарь А.П. Гидробионические исследования локомоции водных животных в связи с задачами функциональной морфологии // Бионика-78. 1978. М.-Л. Вып. 1. С. 71-74.
- Агарков Г.Б., Луханин В.Я. К вопросу о двигательной мускулатуре хвостового отдела дельфина белобочки // Бионика. 1970. Вып. 4. С. 61-64.
- Агарков Г.Б., Мангер А.П., Хаджинский В.Г., Хоменко Б.Г. К вопросу об особенностях вживления аллопластических материалов в кожу некоторых китообразных // Бионика. 1975. Вып. 9. С. 134-137.
- Агарков Г.Б., Сыч В.Ф. Морфо-функциональный анализ эпаксиальной мускулатуры двигательного комплекса морской свиньи // Бионика. 1974. Вып. 8. С. 122-127.
- Агарков Г.Б., Ференц З.И. К вопросу об интраорганный иннервации кожной мускулатуры дельфина афалины *Tursiops truncatus ponticus* Barabasch. Сообщение 1 // Вестник зоологии. 1967. Вып. 3.
- Агарков Г.Б., Хаджинский В.Г. К вопросу о строении и иннервации кожных покровов черноморских дельфинов в связи с их защитной функцией // Бионика. 1970. Вып. 4. С. 64-69.
- Агарков Г.Б., Хаджинский В.Г., Черняев Э.Г. Экспериментальные исследования возможности имплантации телеметрической аппаратуры в тело водных млекопитающих // Материалы 4 Украинской республиканской научной конференции. Биокibernетика. Бионика. Киев. С. 133-136.
- Агарков Г.Б., Хаджинский В.Г., Черняев Э.Г. К методике имплантации телеметрической аппаратуры в кожные покровы морских животных // Бионика. 1972. Вып. 6. С. 114-118.
- Агарков Г.Б., Хаджинский В.Г., Черняев Э. Г. Краткосрочная имплантация биотелеметрического комплекса в кожу дельфинов // Бионика. 1977. Вып. 11. С. 94-98.
- Агарков Г.Б., Хоменко Б.Г., Хаджинский В.Г. Морфология дельфинов. Киев: Наукова думка. 1974. 169 с.
- Агарков Г.Б., Хоменко Б.Г., Мангер А.П., Хаджинский В.Г., Вронский А.А. Функциональная морфология китообразных. Киев: Наукова думка. 1979. 224 с.
- Алеев Ю.Г. Приспособление рыб к движению и поворотливости // Докл. АН СССР. 1958. Т. 120. № 13.
- Алеев Ю.Г. Строение и функции хвостового плавника рыб // Тр. Севастоп. биол. станции АН СССР. 1959. Вып. 12. С. 219-258.
- Алеев Ю.Г. Местоположение наибольшей высоты тела у рыб // Тр. Севастоп. биол. станции. 1963а. Вып. 16. С. 369-373.
- Алеев Ю.Г. Функциональные основы внешнего строения рыб. М.: Изд-во АН СССР. 1963б. 247 с.
- Алеев Ю.Г. О способах уменьшения лобового сопротивления во внешней организации рыбы // Труды Севаст. биол. станции. 1964. Т.15. С. 288-291.
- Алеев Ю.Г. Тело дельфина как несущая плоскость // Зоол. журн. 1965б. Т. 44. № 4. С. 626-630.
- Алеев Ю.Г. Об исследованиях по функциональной морфологии рыб // Бионика. М.: Наука. 1965в. С. 192-198.
- Алеев Ю.Г. Плавучесть и гидродинамическая функция корпуса nektonных животных // Зоол. журн. 1966. Т. 45. № 4. С.575-584.
- Алеев Ю.Г. Топография локомоторной функции у nekтеров // Функционально-морфологические исследования nektonных животных. Киев: Наукова думка. 1969а. С. 3-12.
- Aleyev Yu.G. Function and gross morphology in fish. Transl. from Russian by M. Ravek. Washington: Smithsonian Inst. And Nat. Sci. Foundation. 1969б. IV. 268 p.

- Алеев Ю.Г. Подвижная шероховатость на поверхности тела нектеров как способ снижения гидродинамического сопротивления // Зоол. журн. 1970а. Т. 49. № 8.
- Алеев Ю.Г. Об особенностях гидродинамики рыб группы Xiphioidae // Зоол. журн. 1970б. Т. 49. № 11. С. 1676-1684.
- Алеев Ю.Г. Гидродинамические качества формы тела нектеров // Зоол. журн. 1972. Т. 51. № 7. С. 949-953.
- Aleyev Yu.G. Biohydrodynamics and ecology of life forms of pelagial // Intern.Rev.ges.Hydrobiol. 1976a. Vol. 61. N. 2. P. 137-147.
- Алеев Ю.Г. Нектон. Киев: Наукова думка. 1976б. 391 с.
- Aleyev Yu.G. Nekton. Hague: Junk. 1977. 435 p.
- Алеев Ю.Г. Экоморфология. Киев: Наукова думка. 1986. 424 с.
- Алеев Ю.Г., Курбатов Б.В. Гидродинамическое сопротивление живых рыб и некоторых других нектеров на участке инерционного движения // Вопросы ихтиологии. 1974. Т. 14. Вып. 1. С. 173-176.
- Алеев Ю.Г., Леоненко И.В. О гидродинамическом значении рострума меч-рыбы // Бионика. 1974. Вып. 8. С. 21-23.
- Алеев Ю.Г., Овчаров О.П. О развитии процессов вихреобразования и характере пограничного слоя при движении рыб // Зоол. журн. 1969. Т. 48. № 6.
- Алеев Ю.Г., Овчаров О.П. О роли вихреобразования в локомоции рыб и влиянии границы двух сред на картину обтекания // Зоол. журн. 1971. Т. 50. № 2.
- Александр Р. Биомеханика. Пер. с англ. М.: Мир. 1970. 339 с.
- Алексеева К.Д. Влияние мышечной работы на энергетический обмен у рыб // Сб. "Обмен веществ и биохимия рыб". М.: Наука. 1967. С. 193.
- Алексеева К.Д. Затраты энергии на движение у кефалей // Бионика. 1972. Вып. 6. С. 7-12.
- Алексеева К.Д. О методике измерений энергозатрат на движение у морских рыб // Сб. "Проблемы бионики". М.: Наука. 1973. С. 447-451.
- Алексеева Т.Е., Громов В.П., Дмитриева А.Ф., Колобов Б.П., Кузнецов Б.Г., Семенов Б.Н., Яненко Н.Н. Расчет характеристик ламинарного пограничного слоя на телах вращения. Новосибирск: Наука, 1968. 220 с.
- Алексеева Т.Е., Семенов Б.Н. К определению гидродинамического сопротивления дельфина // Ж. прикл. мех. и техн.физ. 1971. № 2. С. 160-164.
- Алгазин В.А. К расчету аэродинамических характеристик крыла конечного размаха // Динамика сплошной среды. 1976. Вып. 26. С. 23-37.
- Алгазин В.А. Расчет нелинейных аэродинамических характеристик крыла конечного размаха // ПМТФ. 1980. № 4. С. 87-96.
- Алгазин В.А. Влияние экрана на аэродинамические характеристики колеблющегося профиля // ПМТФ. 1982. № 4. С. 13-21.
- Алгазин В.А. Теоретическое исследование силы тяги колеблющегося крыла конечного размаха // Бионика. 1984. Вып. 18. С. 52-57.
- Алгазин В.А., Горелов Д.Н. О произвольном движении крыла конечного размаха в несжимаемой жидкости // Изв. Сиб. отд. АН СССР. Сер. Технич. науки. 1974. Т. 3. Вып. 4. С. 43-58.
- Амфилохий В.Б. Турбулентные течения с упругими границами // Бионика. 1969. Вып. 3. С. 46-53.
- Амфилохий В.Б. Экспериментальные исследования гидродинамических свойств упругих покрытий // Тез. докл. Межд. Конф. "Плавание и полет в природе и технике AQUAPROP'95". 1995. С.-Петербург, СПбГМТУ.
- Амфилохий В.Б., Золотов С.С., Ивлев Ю.П. Оценка уменьшения сопротивления трения тел вращения при использовании вытянутой носовой оконечности. // Бионика. 1980. Вып. 14. С. 21-26.
- Анисимова Т.Н. Бионика. Библиографический указатель отечественной и иностранной литературы. М.: Наука. 1958-1968. 1971. 168 с.
- Анохин Ю.С. Измерение и запись мгновенных значений давления внутри потока жидкости // Метеорология и гидрология. 1965а. № 12. С. 52-55.

- Анохин Ю.С. Измерение мгновенных значений скорости течения жидкости при помощи электронных ламп с механическим управлением // Измерительная Техника. 1965б. № 8. С.11-12.
- Антонов А.Н., Бондарев Е.Н. Приближенный метод расчета турбулентного пограничного слоя при положительном градиенте давления // Механика жидкости и газа. 1968. № 1.
- Антонюк Р.А. Экспериментальное исследование профиля скоростей в пограничном слое на частично подвижной поверхности // Гидромеханика. Республиканский межведомственный сборник. 1975. Киев: Наукова думка. С. 87-89.
- Атлас морских млекопитающих СССР. М.: Пищевая промышленность. 1980. 183 с.
- Афонин А., Гребенников В., Каян В., Щипцов А., Электропривод гидробионический движителей для подводных роботов // 2 International scientific and technical conference on unconventional electromechanical and electrotechnical systems. Szczecin and Miedzyzdroje, Poland. 1996.
- Ахутин В.М., Балицкий С.П., Кагрин А.С., Куликов Б.Г., Пахарьков Г.Н., Хропот В.Н. О подходе к оценке эффективности биомеханики плавания при оптимизации энергозатрат // Бионика-78. 1978. М.-Л.: № 1. С. 235-237.
- Ахутин В.М., Островский В.О. Биотехнические системы (БТС) с использованием гидробионтов / / Тез. докл. Межд. Конф. "Плавание и полет в природе и технике AQUAPROP'95". 1995. С.-Петербург, СПбГМТУ.
- Ачкинадзе А.Ш. Использование теории идеального движителя для оценки эффективности пропульсивных комплексов живых существ // Тез. докл. Межд. Конф. "Плавание и полет в природе и технике AQUAPROP'95". 1995. С.-Петербург, СПбГМТУ.
- Бабенко В.В. Методы измерения поля скоростей в пограничном слое вязкой жидкости // Гидродинамика больших скоростей. Киев: Наукова думка. 1967. № 3.
- Бабенко В.В. Основные характеристики гибких покрытий и критерии подобия // Бионика. 1971а. Вып. 5. С. 73-76.
- Бабенко В.В. Некоторые механические характеристики кожных покровов дельфинов // Бионика. 1971б. Вып.5. С. 76-81.
- Бабенко В.В. Методика определения механических свойств и обоснование выбора конструкций гибких покрытий // Бионика. 1973. Вып. 7. С. 71-79.
- Бабенко В.В. Экспериментальное исследование гидродинамической устойчивости при обтекании простых мембранных поверхностей // Гидромеханика. Киев: Наукова думка. 1973. № 24.
- Бабенко В.В. Экспериментальное исследование гидродинамической устойчивости при обтекании сложных мембранных поверхностей // Бионика. 1974. Вып.8. С. 9-13.
- Бабенко В.В. Экспериментальное исследование возмущающего движения в ламинарном пограничном слое при обтекании демпфирующих поверхностей // Бионика. 1976. Вып. 10. С. 40-46.
- Бабенко В.В. Возникновение турбулентности при обтекании эластичной пластины // Бионика. 1978. Вып. 12. С. 33-40.
- Бабенко В.В. Исследование упругости кожи живых дельфинов // Бионика. 1979. Вып. 13. С. 43-52.
- Бабенко В.В. О колеблющейся массе кожных покровов дельфинов // Бионика. 1980. Вып. 14. С. 57-64.
- Бабенко В.В. К взаимодействию потока с эластичной поверхностью // Механика турбулентных потоков. М.: Наука. 1980. С. 292-300.
- Бабенко В.В. К методике экспериментальных исследований по гидробионике // Бионика. 1981. Вып. 15. С. 88-98.
- Бабенко В.В. Некоторые особенности терморегуляции наружных покровов животных // Бионика. 1983. Вып. 17. С. 35-39.
- Бабенко В.В. О взаимодействии гидробионтов с потоком // Бионика. 1992. Вып. 25. С. 1-11.
- Бабенко В.В. Методы управления когерентными вихревыми структурами в пограничном слое гидробионта // Тез. докл. Межд. Конф. "Плавание и полет в природе и технике AQUAPROP'95". 1995. С.-Петербург, СПбГМТУ.
- Бабенко В.В. Гидробионические принципы снижения сопротивления. // Прикладна гидромеханіка. 2000. Т. 2(74). № 2. С. 3-17.
- Бабенко В.В., Ворopaев Г.А., Юрченко Н.Ф. К проблеме моделирования взаимодействия наружных

- покровов водных животных с пограничным слоем // Гидромеханика. 1980. № 42. С. 73-81.
- Бабенко В.В., Гнитецкий НА., Козлов Л.Ф. Предварительные результаты исследования упругих свойств кожи живых дельфинов // Бионика. 1969. Вып. 3. С. 12-19.
- Бабенко В.В., Гнитецкий НА., Козлов Л.Ф. Предварительные результаты исследования распределения температуры на поверхности тела дельфинов // Бионика. 1970. Вып. 4. С. 83-88.
- Бабенко В.В., Гнитецкий НА., Козлов Л.Ф. Гидродинамический стенд малой турбулентности, аппаратура и методика проведения исследований устойчивости ламинарного пограничного слоя // Бионика. 1972. Вып. 6. С. 84-90.
- Бабенко В.В., Козлов Л.Ф. Экспериментальное исследование гидродинамической устойчивости ламинарного пограничного слоя на упруго-демпфирующей поверхности в водном потоке // Бионика. 1972. Вып. 6. С. 22-24.
- Бабенко В.В., Козлов Л.Ф. Экспериментальное исследование поведения амплитуды возмущающего движения в ламинарном пограничном слое // Гидромеханика. Киев: Наукова думка. 1973. № 23.
- Бабенко В.В., Козлов Л.Ф. Экспериментальные исследования гидродинамической устойчивости на жесткой и упруго-демпфирующих поверхностях // Изв АН СССР. Механика жидкости и газа. 1973. № 1. С. 122-127.
- Бабенко В.В., Козлов Л.Ф., Першин С.В. О переменном демпфировании кожи дельфинов на различных скоростях плавания // Бионика. 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 // Бионика. 1982. Вып. 16. С. 3-14.
- Бабенко В.В., Козлов Л.Ф., Першин С.В. Демпфирующее покрытие. Авторское свидетельство на изобретение (СССР). 1974. № 413286.
- Бабенко В.В., Козлов Л.Ф., Коробов В.И. Демпфирующее покрытие. Авторское свидетельство на изобретение (СССР). 1975. № 483538.
- Бабенко В.В., Козлов Л.Ф., Коробов В.И. Регулируемое демпфирующее покрытие. Авторское свидетельство на изобретение (СССР). 1978. № 597866
- Бабенко В.В., Коваль А.П. О гидродинамических свойствах кожных покровов водных животных // Бионика. 1989. Вып. 23. С. 38-42.
- Бабенко В.В., Никишова О.Д. Некоторые гидродинамические закономерности строения кожных покровов морских животных // Бионика. 1976. Вып. 10. С. 27-33.
- Бабенко В.В., Суркина Р.М. Некоторые гидродинамические особенности плавания дельфинов // Бионика. 1969. Вып. 3. С. 19-26.
- Бабенко В. В., Суркина Р.М. Определение параметра колеблющейся массы кожных покровов некоторых морских животных // Бионика. 1971. Вып. 5. С. 94-98.
- Бабенко В.В., Юрченко Н.Ф. Экспериментальное исследование гертлеровской устойчивости на жесткой и эластичной пластинах // Гидромеханика. 1980. Вып. 41. С. 103-108.
- Барсуков В. В. Скорость движения рыб // Природа. 1960. № 3. С. 103-104.
- Барсуков В. В. Зачем рыбе чешуя? // Природа. 1969. № 4.
- Бай-Ши-И. Турбулентное течение жидкостей и газов. М.: ИЛ. 1962.
- Беленький Я.Е., Кидун С.М. Малогабаритный экономичный датчик для одновременного измерения глубины и скорости // Автоматизация научных исследований морей и океанов // Тез. докл. Симпозиум. Севастополь. 1968.
- Белинский В.Г., Ивањишин Б.П., Кочин В.А., Мороз В.В. О коэффициенте сопротивления удобообтекаемых тел на режимах разгона-торможения // Бионика. 1992. Вып. 25. С. 46-50.
- Белоцерковский С.М., Скрипач Б.К., Табачников В.Г. Крыло в нестационарном потоке газа. М.: Наука. 1971. 767 с.
- Беляев В.В. Геометрические характеристики формы тела черноморских дельфинов // Вопр. морск. биологии. Киев: Наукова думка. 1969. С. 12-14.
- Беляев В.В., Грундфест Р.А. Волновой движитель как пропульсивная система // Изв. Сев.-Кавк. научн. центра высшей школы. Естественные науки. 1974. № 4. С. 18-23.
- Беляев В. В., Зуев Г.В. Гидродинамическая гипотеза формирования стаи рыб // Вопросы ихтиоло-

- гии. 1969. Вып. 9. № 4. С. 716-725.
- Беляев В.В., Зуев Г.В. Гидродинамика плавания стаи // Всес. конф. молодых ученых Полярн. научно-иссл. и проектн. института морс. рыбн. хоз. и океаногр. Мурманск. 1969. С. 54-69.
- Беляев В.В., Коваль А. П. К вопросу о гидродинамической функции слизи у некоторых костистых рыб // Бионика. 1972. Вып. 6. С. 78-83.
- Бендат Дж., Пирсол А. Измерения и анализ случайных процессов. Л.: Мир. 1974. 464 с.
- Биологическая телеметрия. Под ред. акад. Парина В.В. М.: Медицина. 1971. 264 с.
- Болотин А.Ф. О влиянии характера обтекания акулых рыб на пропульсивные качества их движительно-управляющего комплекса // Бионика. 1984. Вып. 18. С. 36-40.
- Бугуслаская С.Н., Романенко Е.В. О термодинамической и волновой поправках в методе пистонфона // Тез. Докл. 6-й Всес. Акустич. Конф. 1968. М.
- Бурдак В.Д. О функциональном значении ктеноидов на чешуе рыб // Зоол. журн. 1968. Т. 47. № 5. С. 732-738.
- Бурдак В.Д. О функционировании ктеноидного аппарата рыб в условиях турбулентного пограничного слоя // Зоол. журн. 1969а. Т. 48. № 7. С. 1053-1055.
- Бурдак В.Д. Онтогенетическое развитие чешуйного покрова кефали *Migil saliens* // Зоол. журн. 1969б. Т. 48. № 2. С. 242-248.
- Бурдак В.Д. О соотношениях гидродинамических функций циклоидной ктеноидной чешуи у рыб // Зоол. журн. 1970. Т. 49. № 6. С. 868-871.
- Бурдак В.Д. О гидродинамической функции циклоидной чешуи рыб // Зоол. журн. 1972. Т. 51. № 7. С. 1086-1089.
- Бурдак В.Д. О гидродинамической функции чешуйного покрова рыб // В кн.: 4 Всес. конф. по бионике. Т. 6. Биомеханика. М.: Изд-во АН СССР. 1973а. С. 31-34.
- Бурдак В.Д. Типы чешуи как этапы исторического развития гидродинамической функции кожного покрова рыб. // Зоол. журн. 1973б. Т. 52. Вып. 8. С. 1208-1213.
- Burdak, V.D. Scale types as stages in the historical development of the hydrodynamic function of fish integument. // Zool. Zh. 1973в. Vol. 8. P. 1208-1213
- Бурдак В.Д. Функциональная морфология чешуйного покрова рыб. Киев: Наукова думка. 1979. 163 с.
- Бурлаков В.Д., Грушанская Ж.Я., Соколов В.Е. Геометрические особенности тел и теоретические чертежи двух видов черноморских дельфинов в связи с их гидродинамическими характеристиками // Бюлл. Моск. общества испытателей природы. Отдел биологии. 1977. Т. 82. № 2. С. 62-66.
- Буханевич И.Б. Новые данные о скоростях движения рыб // Рыбное хозяйство. 1969. № 10. С. 9-10.
- Варич Ю.Н. Информационная система, характеризующая обтекание живых нектеров // В сб. "Вопросы морской биологии". Тез. докл. 2 Всес симпоз. молодых ученых. Севастополь. 1969.
- Варич Ю.Н. Анализ обтекания черноморского катрана // В сб. "Биокибернетика и бионика" // Тез. докл. IV Укр. республ. науч. конф. по бионике. Киев: Наукова думка. 1970а.
- Варич Ю.Н. Исследование нестационарного обтекания некоторых рыб. Канд. дисс. Киев. 1970б.
- Варич Ю.Н. Зависимость характера обтекания от физиологического состояния плавающей рыбы. // Докл. АН УССР. 1971. Т. 5.
- Варич Ю.Н. Анализ обтекания живых катранов (*Squalus acanthias*) при помощи информационной системы. // Зоол. журн. 1971. Т. 50. Вып. 1. С. 126-129.
- Васильев А.С., Ильичев А.Ф., Михеев Г.Н. Некоторые аспекты гидродинамического сопротивления рыб и их моделей // Бионика. 1985. Вып. 19. С. 50-56.
- Вишняков А.А., Козлов Л.Ф., Шакало В.М. Некоторые результаты спектрального анализа пульсаций в пограничном слое китообразных // Бионика. 1979. Вып. 13. С. 58-62.
- Войткунский Я.И., Фаддеев Ю.И. Некоторые проблемы технической гидробионики // Бионика. 1976. Вып. 10. С. 21-27.
- Воропаев Г.А., Бабенко В.В. Турбулентный пограничный слой на эластичной поверхности // Гидромеханика. 1978. Вып. 38. С. 71-77.
- Воропаев Г.А., Свирский Е.А. О граничных условиях для турбулентного потока на вязко-упругой границе // Бионика. 1982. Вып. 16. С. 47-53.

- Вуд Ф. Г. Морские млекопитающие и человек. Пер. с англ. Л.: Гидрометеиздат. 1979. 262 с.
- Ганиев Р.Ф., Украинский Л.Е., Телалов А.И., Менделуца В.М. Экспериментальное исследование течения жидкости в трубопроводах с податливыми стенками // Бионика. 1980. Вып. 14. С. 46-50.
- Гидробионика в судостроении. Л.: ЦНИИТЭИС. 1970. 271 с.
- Глушко В.Н., Каян В.П. Экспериментальное исследование гидродинамики жесткого колеблющегося крыла // Бионика. 1992. Вып. 25. С. 71-75.
- Глушко В.Н., Каян В.П., Козлов Л.Ф. Влияние упругой заделки на гидродинамические характеристики колеблющегося крыла // Математические методы механики жидкости и газа. Днепропетровск: ДГУ. 1986. С. 30-32.
- Глушко В.Н., Каян В.П., Козлов Л.Ф. Исследование гидродинамики колеблющегося крыла с жестким и пассивно-деформируемым профилем // Математические методы механики жидкости и газа. Днепропетровск: ДГУ. 1986. С. 21-29
- Глушко В.Н., Каян В.П., Козлов Л.Ф. О гидродинамическом КПД машущего движителя // Нелинейные задачи гидромеханики и теории упругости. Днепропетровск: ДГУ. 1990. С. 31-40.
- Глушко В.Н., Каян В.П., Кочин В.А. Об оптимизации пропульсивных характеристик машущего движителя // Бионика. 1992. Вып. 25. С. 75-80.
- Глушко В.Н., Каян В.П., Козлов Л.Ф. Гидродинамические характеристики прямоугольного колеблющегося крыла // Бионика. 1984. Вып. 18. С. 40-44.
- Глушко В.Н., Цыганюк А.И. Велявцев А.И. Влияние морского волнения на величину тяги, создаваемой движителем типа "колеблющееся крыло" // Тез. докл. Межд. конф. "Плавание и полет в природе и технике AQUAPROP'95". 1995. С.-Петербург: СПбГМТУ.
- Гмурман В.Е. 1963. Введение в теорию вероятности и математическую статистику. М.: Высшая школа. 240 с.
- Гоголев В.А., Дубравин А.П., Козлов Л.Ф., Маслов Н.К., Сорокина В.Д. Применение кинорегистрации для исследования параметров плавания водных животных в горизонтальной плоскости // Бионика. 1976. Вып. 10. С. 75-80.
- Голубев В.В. Тяга машущего крыла // Труды по аэродинамике. М.: Гостехиздат. 1957. С. 399-576.
- Гордон П.В., Рыжов В.А. Математическая модель упругого колеблющегося крыла, выполняющего функции движителя // Тез. докл. Межд. Конф. "Плавание и полет в природе и технике AQUAPROP'95". 1995. С. Петербург, СПбГМТУ.
- Горелов Д.Н. Теория крыла в нестационарном потоке. Новосибирск: Новосибирский университет. 1975. 152 с.
- Горелов Д.Н. Об эффективности машущего крыла как движителя // Бионика. 1976. Вып. 10. С. 49-53.
- Горелов Д.Н. К выбору оптимального закона колебаний крыла, выполняющего роль движителя // Изв. Сиб. отд-ния АН СССР. Сер. Техн. науки. 1980. № 3. С. 12-17.
- Горелов Д.Н. Экспериментальное исследование машущего крыла // Бионика. 1980. Вып. 14. С. 42-45.
- Горелов Д.Н. Пропульсивные характеристики машущего крыла с упруго закрепленным элероном // Бионика. 1991. Вып. 24. С. 18-24.
- Горелов Д.Н., Куляев Р.Л. Нелинейная задача о нестационарном обтекании тонкого профиля несжимаемой жидкостью // Изв. АН СССР. МЖГ. 1971. № 6. С. 38-49.
- Гребешов Э.П., Сагоян ОА. Гидродинамические характеристики колеблющегося крыла, выполняющего функции несущего элемента и движителя // Труды ЦАГИ. 1976. Вып. 1725. С. 3-30.
- Гребешов Э.П., Шакарвене Е.П. Способ снижения сопротивления судов за счет энергии морского волнения // Тез. докл. Межд. конф. "Плавание и полет в природе и технике AQUAPROP'95". 1995. С.-Петербург, СПбГМТУ
- Грундфест Р.А. Уточненная теория обтекания периодически колеблющихся малоудлиненных тел // Бионика. 1980. Вып. 14. С. 26-34.
- Грундфест Р.А. Активные колебания упругой пластины в потоке жидкости // Тез. докл. Межд. конф. "Плавание и полет в природе и технике AQUAPROP'95". 1995. С.-Петербург, СПбГМТУ.

- Грундфест Р.А., Дерезина Н.П. Колебания упругой ласты в потоке жидкости // Бионика. 1981. Вып. 15. С. 29-39.
- Грундфест Р.А., Дерезина Н.П. Пространственная задача о колебании ласты переменной жесткости в потоке жидкости // Бионика. 1985. Вып. 19. С. 68-73.
- Грушанская Ж.И., Кольцова Н.А., Короткин А.И. Парадокс "Грея" и связанные с ним проблемы определения скорости, сопротивления и мощности дельфинов // Тез. докл. Межд. конф. "Плавание и полет в природе и технике AQUAPROP'95". 1995. С.-Петербург, СПбГМТУ.
- Грушанская Ж.Я., Короткин А.И. Некоторые вопросы гидродинамики дельфина // 4 Всес. конф. по бионике. Тез. докл. М. 1973. Т. 6. С. 37-41.
- Грушанская Ж.И., Короткин А.И. Некоторые проблемы биологической гидро- и аэродинамики // Итоги науки и техники. Сер. Комплексные и специальные разделы механики. М.: ВИНТИ. 1985. Т. 1. С. 143-229.
- Грушанская Ж.Л., Короткин А.И., Тюшкевич В.А. Исследование обтекания и гидродинамических характеристик твердых моделей плавников дельфинов // Труды Ленинградского общества естествоиспытателей. 1976. Т. 73. Вып. 5. С. 42-52.
- Гузев А.С. Опытная эксплуатация моноласта с лопастью большого удлинения // Тез. докл. Межд. конф. "Плавание и полет в природе и технике AQUAPROP'95". 1995. С.-Петербург, СПбГМТУ.
- Гухман А.А., Гандельсман А.Ф., Канцельсон Г.К., Кадер Б.А., Науриц Л.Н., Усанов В.В. О влиянии больших отрицательных градиентов давления на структуру турбулентного потока // Тепло- и массоперенос. М.: Энергия. 1968. Т. 1.
- Дарголец В.Г., Романенко Е.В., Соколов В.Е. Потребление кислорода кожей дельфинов и проблема кожного дыхания у китообразных // Зоол. журн. 1978. Т. 57. Вып. 5. С. 768-775.
- Дарголец В.Г., Романенко Е.В., Соколов В.Е., Юматов Е.А., Янов В.Г. Телеметрические измерения кровяного давления дельфина // 7 Всес. совещ. по морским млекопитающим. Тез. докл. Симферополь. 1978.
- Дарголец В.Г., Романенко Е.В., Юматов Е.А., Янов В.Г. Методика телеметрической регистрации динамики давления крови и дыхания у свободно плавающих дельфинов // Физиол. журн. 1981. Т. 67. № 11. С. 1744-1748.
- Довгий С.А., Каян В.П. К методике определения тяги, создаваемой колеблющимся крылом // Бионика. 1981. Вып. 15. С. 55-59.
- Довгий А.С., Копейка О.В. Системы колеблющихся крыльев // Тез. докл. Межд. конф. "Плавание и полет в природе и технике AQUAPROP'95". 1995. С.-Петербург, СПбГМТУ.
- Довгий С.А., Шеховцов А.В. Оптимальные режимы работы крыльцевого движителя // Тез. докл. Межд. конф. "Плавание и полет в природе и технике AQUAPROP'95". 1995. С.-Петербург, СПбГМТУ.
- Довгий С.А., Шеховцов А.В. О вкладе сил различной природы, возникающих на хвостовом плавнике дельфина // Тез. докл. Межд. конф. "Плавание и полет в природе и технике AQUAPROP'95". 1995. С.-Петербург, СПбГМТУ.
- Домбров Б.М., Сорокодум Е.Д. О кинематике изгибно-колеблющейся пластинки // Бионика. 1978. Вып. 12. С. 62-67.
- Дробленков В.Ф. К вопросу определения коэффициента сопротивления формы судов // Судостроение. 1960. № 8. С. 8-10.
- Дубравин А.П., Козлов Л.Ф. Применение фотограмметрии для исследования кинематики дельфинов // Гидробиологический журн. 1974. № 2. С. 124-126.
- Дубравин А.П., Козлов Л.Ф. Применение стереофото съемки для исследования кинематики плавания дельфинов // Бионика. 1975. Вып. 9. С. 33-36.
- Дюмарж П. Метод измерения пульсаций давления в возмущенной жидкости // Прикладная механика. 1970. Т. 37. серия Е. № 2.
- Егидис Б. М. Исследование турбулентности водных потоков динамическими методами. Канд. дисс. Киев. 1964.
- Егидис Б.М., Шакало В.М. Применение электролитической микровертушки для измерения скоро-

- сти движения морской воды // Бионика. 1971. Вып. 5. С. 128-131.
- Журава В.М., Фаддеев Ю.И. Уравнения пограничного слоя на деформируемом контуре // Бионика. 1971. Вып. 5. С. 46-52.
- Журава В.М., Фаддеев Ю.И. К вопросу о влиянии нестационарности-поступательного движения гидробионтов на сопротивление трения // Бионика. 1973. Вып. 7. С. 56-59.
- Журава В.М., Фаддеев Ю.И. О влиянии деформации поверхности тела на характеристики пограничного слоя // Бионика. 1974. Вып. 8. С. 17-19.
- Журава В.М., Фаддеев Ю.И. Результаты расчета нестационарного ламинарного пограничного слоя на деформируемом эллипсоиде вращения // Бионика. 1977. Вып. 11. С. 44-50.
- Заец В.А. К вопросу о переменной шероховатости покровов акул // Бионика. 1972. Вып. 6. С. 67-73.
- Заец В.А. Распределение плакоидной чешуи по телу акул // Бионика. 1973. Вып. 7. С. 83-87.
- Заец В.А. Взаимотношение поверхностных слоев мускулатуры с кожей акул // Бионика. 1974. Вып. 8. С. 93-100.
- Заец В.А. Анализ некоторых компонентов комплекса приспособлений к быстрому плаванию у акул // Бионика. 1980. Вып. 14. С. 96-100.
- Зайдель А.Н. Элементарные оценки ошибок измерений. 1967. Л.: Наука. 89 с.
- Зайцев А.А. Несущая поверхность при больших деформациях // В кн.: Аэромеханика и газовая динамика. М.: Наука. 1976. С. 42-56.
- Зайцев А.А., Тюрев В.В. Расчет обтекания несущей поверхности при больших деформациях // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1980. № 4. С. 28-37.
- Зайцев А.А., Федотов А.А. Обтекание идеальной несжимаемой жидкостью тонкого крыла конечного размаха, колеблющегося с большой амплитудой // Механика жидкости и газа. 1986. № 5. С. 75-82.
- Зайцев А.А., Шарина Л.В. Аэродинамический расчет нормального трепещущего полета // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1983. № 4. С. 71-78.
- Зенкевич Л.А. Очерк по эволюции двигательного аппарата животных // Журнал общей биологии. 1944. Т. 5. № 3.
- Зенкович Б.А. Киты и китобойный промысел. М.: Пищепромиздат. 1952. 156 с.
- Золотов С.С., Ходорковский Я.С. Особенности сопротивления трения тел формы меч-рыбы // Бионика. 1973. Вып. 7. С. 14-18.
- Зуев Г.В., Кудряшов А.В. К маневренности водных животных // Вопросы ихтиологии. 1968. Вып. 8. № 6. С. 1057-1062.
- Ибрагимов Л.М. Нестационарные гидродинамические характеристики тонкого гибкого профиля // Гидродинамика больших скоростей. Чебоксары. 1985. С. 55-59.
- Ивлев Ю.П. Стенд для исследования турбулентного потока вблизи упругих стенок // Бионика. 1972. Вып. 6. С. 90-91.
- Ивлев Ю.П. Исследование характеристик турбулентного потока воздуха в канале с упругими стенками // Бионика. 1972. Вып. 6. С. 39-41.
- Ивченко В.М. 1962. Возможности повышения пропульсивных качеств судна // Труды ЦНИИ им. акад. А. Н. Крылова. Вып. 185.
- Ильгамов М.А., Сулейманова М.М., Талдыкин В.М., Федяев В.Л. Об одной модели волнового движителя // ДАН СССР. 1978. Т. 241. № 2. С. 309-311.
- Исследования в области бионики, проводимые с целью увеличения скорости хода кораблей // Научно-технические обзоры. ЦНИИТЭИС. 1968.
- Кадук Б.Г., Веревка Н.А. О некоторых электрических свойствах турбино-магнитного датчика скорости // Бионика. 1971. Вып. 5. С. 125-128.
- Калиткин Н.Н. Численные методы. М.: Наука. 1978. 512 с.
- Калугин В.Н. Исследование стабилизирующего влияния упругой границы на течение вязкой жидкости // Труды семинара "Распределенное управление процессами в сплошных средах". ИК АН УССР. Сб. Техническая кибернетика. Киев. 1970. Вып. 16.
- Калугин В.Н., Меркулов В.И. Возможный механизм уменьшения сопротивления у рыб // В сб.: Механика передвижения и ориентации животных. Киев: Наукова думка. 1968.

- Калугин В.Н., Меркулов В.И., Фердигалов Л.Ю. Движение вязкой несжимаемой жидкости в плоском канале, нижняя стенка которого имеет форму бегущей волны // Изв. СО АН СССР. Сер. Техн. наук. 1967. № 2. Вып. 3.
- Калугин В.Н., Меркулов В.И., Фердигалов Л.Ю. Численный расчет одного течения вязкой несжимаемой жидкости в области с подвижной границей // Изв. СО АН СССР. Сер. Техн. наук. 1967. № 13. Вып. 3. С. 34-40.
- Калугин В.Н., Меркулов В.И., Фердигалов Л.Ю. Движение вязкой несжимаемой жидкости в плоском канале, нижняя стенка которого имеет форму бегущей волны // Тр. I Респ. Конференции по аэродинамике и теплообмену. Киев: Изд. КГУ. 1969.
- Калугин В.Н., Панчук В.И. Течение вязкой несжимаемой жидкости вдоль бегущей волны (численные эксперименты) // Бионика. 1970. Вып. 4. С. 104-110.
- Калюжная Т.А., Коваль А.П. Некоторые закономерности распределения типов секреторных клеток в кожном покрове костистых рыб // Гидродинамические вопросы бионики. Киев: Наукова думка. 1983. С. 102-106.
- Канарский М.В. Экспериментальное исследование динамического модуля упругости эластичной пластины // Бионика. 1981. Вып. 15. С. 98-101.
- Канарский М.В., Бабенко В.В., Козлов Л.Ф. Экспериментальное исследование турбулентного пограничного слоя на эластичной поверхности // Стратифицированные и турбулентные течения. Киев: Наукова думка. 1979. С. 59-67.
- Карандеева О.Г., Матишева С.К., Шапунов В.М. Особенности внешнего дыхания дельфинов // Морфология и экология морских млекопитающих (дельфины). М.: Наука. 1971. С. 136-146.
- Карандеева О.Г., Протасов В.А., Семенов Н.П. Особенности дыхания дельфинов в связи с водным образом жизни и высокими скоростями движения // Тез. и реф. докл. 5-го науч. совещания, посв. памяти Л.А. Орбели. Л.: 1968.
- Карандеева О.Г., Протасов А.В., Семенов Н.П. К вопросу о физиологическом обосновании парадокса Грея // Бионика. 1970. Вып. 4. С. 36-43.
- Катыс Г.П. Системы автоматического контроля полей скоростей и расходов. М.: Наука. 1965. 464 с.
- Каян В.П. О коэффициенте сопротивления дельфина // Бионика. 1974. Вып. 8. С. 31-35.
- Каян В.П. О гидродинамических характеристиках плавникового движителя дельфина // Бионика. 1979. Вып. 13. С. 9-15.
- Каян В.П. Экспериментальное исследование гидродинамического упора, создаваемого колеблющимся крылом // Бионика. 1983. Вып. 17. С. 45-49.
- Каян В.П. Технические средства повышения пропульсивных характеристик движителя типа "колеблющееся крыло" // Тез. докл. Межд. конф. "Плавание и полет в природе и технике AQUAPROP'95". 1995. С.-Петербург, СПбГМТУ.
- Каян В.П. О методах и средствах повышения мгновенного гидродинамического качества колеблющегося крыла. // Бионика. 1998. Вып. 27-28. С. 71-77.
- Каян В.П., Козлов Л.Ф., Пятецкий В.Е. Кинематические характеристики плавания некоторых водных животных // Изв АН СССР. Механика жидкости и газа. 1978. № 5. С. 3-9.
- Каян В.П., Пятецкий В.Е. Биогидродинамическая установка замкнутого типа для исследования гидродинамики плавания морских животных // Бионика. 1971. Вып. 5. С. 121-124.
- Каян В.П., Пятецкий В.Е. Кинематика плавания дельфина афалины в зависимости от режима ускорения // Бионика. 1977. Вып. 11. С. 36-41.
- Каян В.П., Пятецкий В.Е. Гидродинамические характеристики дельфина афалины при различных режимах ускорения // Бионика. 1978. Вып. 12. С. 48-55.
- Каян В.П., Цыганюк А.И. Разработка, создание и испытания плавниковых движителей с электромагнитным приводом // Тез. докл. Межд. конф. "Плавание и полет в природе и технике AQUAPROP'95". 1995. С.-Петербург, СПбГМТУ.
- Кидун С.М. Тахометрический датчик для измерения скорости движения в воде // Бионика. 1971. Вып. 8. С. 61-64.
- Кидун С.М. Исследование скорости распространения колебаний на покрове дельфина // Бионика. 1979. Вып. 13. С. 52-58.

- Кияновский Л.З. Расширение предела измерения скорости потока электромеханическим датчиком с тензометрическим преобразователем. // Приборостроение. 1964. № 9.
- Клейнбергер С.Е., Кокшайский Н.В. Современные проблемы биологической аэро- и гидродинамики // Вопросы бионики. М.: Наука. 1967.
- Клюкин И.И., Колесников А.Е. Акустические измерения в судостроении. Л.: Судостроение. 1968.
- Кляшторин Л.Б., Яржомбек А.А. Гидродинамические характеристики рыб по данным энергетики активного плавания // Океанология. 1973. Т. 13. Вып. 6. С. 1104-1107.
- Кобец Г.Ф. Влияние смачивания поверхности на сопротивление морских животных // В кн.: Механизмы передвижения и ориентации животных. Киев: Наукова думка. 1968.
- Кобец Г.Ф. О механизме влияния растворенных макромолекул на турбулентное трение // Бионика. 1969. Вып. 3. С. 72-80.
- Кобец Г.Ф., Завьялова В.С., Комарова М.Л. Влияние слизи рыб на турбулентное трение // Бионика. 1969. Вып. 3. С. 80-84.
- Кобец Г.Ф., Комарова М.Л. Роль особенностей внешнего строения в гидродинамике скоростных рыб // Бионика. 1971. Вып. 5. С. 101-108.
- Коваль А.П. Шероховатость и некоторые особенности строения кожи меч-рыбы // Бионика. 1972. Вып. 6. С. 73-77.
- Коваль А.П. К вопросу о функциональном значении некоторых кожных производных у парусника // Бионика. 1974. Вып. 8. С. 88-93.
- Коваль А.П. Некоторые адаптивные структурно-функциональные особенности эпидермиса и его дериватов у рыб. // Прикладна гідромеханіка. 2000. Т. 2(74). № 2. С. 51-58.
- Коваль А.П., Кошовский А.А. Гидродинамические показатели формы тела, движителя и их взаимосвязь с локомоторной системой скомброидных рыб. // Бионика. 1998. Вып. 27-28. С. 163-167.
- Ковалевская Л.А. 1956. Энергетика движущейся рыбы. // Тр. Морск. гидрофиз. ин-та АН СССР. Т. 7. Вып. 161.
- Козлов Л.Ф. Стабилизация течения в пограничном слое распределенным демпфированием. Л.: Судпромгиз. 1961. 77 с.
- Козлов Л.Ф. Визуализация ламинарного участка пограничного слоя методом окрашенных струй // Бионика. 1969. Вып. 3. С. 109-111.
- Козлов Л.Ф. О биологическом коэффициенте полезного действия некоторых морских рыб // Бионика. 1970. Вып. 4. С. 44-46.
- Козлов Л.Ф. Влияние формы тела на гидродинамическое сопротивление дельфина // 4 Всес. конф. по бионике. Тез. докл. М.: Наука. 1973. Т. 6.
- Козлов Л.Ф. Некоторые исследования гидродинамики водных животных // 4 Всес. конф. по бионике. Тез. докл. М.: 1973. Т. 6. С. 60-67.
- Козлов Л.Ф. Гидродинамические проблемы биомеханики // 4 Всес. съезд по теорет. и прикл. мех. Киев: Наукова думка. 1976а. С. 96.
- Козлов Л.Ф. Гидродинамические проблемы биомеханики // Биомеханика. София-книга. 1976б. Вып. 7. С. 88-91.
- Козлов Л.Ф. Количественный анализ биоэнергетики млекопитающих в условиях различной физической активности // ДАН УССР. 1978. № 12. С. 1069-1072.
- Козлов Л.Ф. Гидродинамика водных животных с полулунным хвостовым плавником // Бионика. 1979. Вып. 13. С. 3-9.
- Козлов Л.Ф. Биоэнергетический метод оценки гидродинамического сопротивления китообразных // Бионика. 1981. Вып. 15. С. 3-16.
- Козлов Л.Ф. Теоретическая биогидродинамика. Киев: Вища школа. 1983. 238 с.
- Козлов Л.Ф. Оценка энергетических затрат скоростных рыб // Гидродинамические вопросы бионики. Киев: Наукова думка. 1983. С. 3-8.
- Козлов Л.Ф. Математические и биологические модели плавания водных животных // Бионика. 1985. Вып. 19. С. 7-25.
- Козлов Л.Ф. Теория плавания гидробионтов скомброидным способом с учетом колебаний головы

- // Бионика. 1986. Вып. 20. С. 3-8.
- Козлов Л.Ф., Бабенко В.В. Экспериментальные исследования пограничного слоя. Киев: Наукова думка. 1978. 184 с.
- Козлов Л.Ф., Бабенко В.В., Першин С.В. О самонастройке демпфирования кожи при активном плавании некоторых китообразных // Бионика-78. 1978. Сер. А. Т. 2. С. 55-58.
- Козлов Л.Ф., Бабенко В.В., Скрипачев В.В. Предварительные результаты экспериментального исследования влияния гибких покрытий на устойчивость ламинарного пограничного слоя / / 4 конф. по бионике и биокибернетике. Тез. докл. Киев: Наукова думка. 1973.
- Козлов Л.Ф., Горячая Г.А., Королев Ю.Н. Опыт исследования биоэнергетики черноморских дельфинов // Бионика. 1985. Вып. 19. С. 25-38.
- Козлов Л.Ф., Довгий С.А. Скольжение китообразных на волнах зыби // Бионика. 1981. Вып. 15. С. 49-54.
- Козлов Л.Ф., Олейник А.Я. Некоторые результаты гидробионических исследований // Бионика. 1975. Вып. 9. С. 3-11.
- Козлов Л.Ф., Олейник Р.А. Гидродинамика водных животных, плавающих скомброидным способом // ДАН УССР. 1976. Сер. А. № 11. С. 1001-1004.
- Козлов Л.Ф., Олейник Р.А. Теоретическое исследование гидродинамики водных животных, плавающих скомброидным способом // Бионика. 1978. Вып. 12. С. 3-12.
- Козлов Л.Ф., Першин С.В. Комплексные исследования активного регулирования кожей дельфинов снижения гидродинамического сопротивления // Бионика. 1983. Вып. 17. С. 3-12.
- Козлов Л.Ф., Пятецкий В.Е. Влияние сополимеров и рыбьей слизи на гидродинамическое сопротивление моделей и рыб // Сб. Механизмы передвижения и ориентации животных. Киев: Наукова думка. 1968. С. 22-28.
- Козлов Л.Ф., Пятецкий В.Е., Савченко Ю.Н. Буксировочная мощность и возможные скорости плавания дельфина // Сб. Механизмы передвижения и ориентации животных. Киев: Наукова думка. 1968. С. 39-48.
- Козлов Л.Ф., Слесарев Ю.Г. Оценка воздействия турбулентности пограничного слоя на приемник давления при малых скоростях обтекания // Гидромеханика. Респ. межвед. сборник. Киев: Наукова думка. 1972. Вып. 20. С. 28-32.
- Козлов Л.Ф., Шакало В.М. Телеметрическая аппаратура для регистрации режимов течения в пограничном слое при движении в водной среде // Бионика. 1970. Вып. 4. С. 55-60.
- Козлов Л.Ф., Шакало В.М. Некоторые результаты измерений пульсаций скорости в пограничном слое дельфинов // Бионика. 1973. Вып. 7. С. 50-52.
- Козлов Л.Ф., Шакало В.М. О режиме течения в квазистационарном пограничном слое некоторых китообразных // Бионика. 1980. Вып. 14. С. 74-81.
- Козлов Л.Ф., Шакало В.М., Бурьянова Л.Д., Воробьев Н.Н. О влиянии нестационарности на режим течения в пограничном слое черноморской афалины // Бионика. 1974. Вып. 8. С. 13-16.
- Кокшайский Н.В. О диапазоне чисел Рейнольдса у биологических объектов // Вопросы бионики. М.: Наука. 1967. С. 543-549.
- Кокшайский Н.В. Биологическая гидродинамика // Итоги науки и техники. Бионика. 1973. Т. 1. С. 9-85.
- Кокшайский Н.В. Очерк биологической аэро- и гидродинамики. М.: Наука. 1974. 256 с.
- Кокшайский Н.В. О методах исследования кинематики плавания водных млекопитающих // В сб.: Новое в изучении китообразных и ластоногих. 1978. М.: Наука. С. 52-81.
- Kolobov P., Kolobov V., Maltzev L., Bannasch R. Numerical analysis of penguin hydrodynamics // Book of abstracts. 10 European drag reduction working meeting. 1997. Berlin.
- Колчин С.П., Белькович В.М. Тактильная чувствительность у обыкновенного дельфина // Зоол. журн. 1973. Т. 52, № 4. С. 620-621.
- Колчинская А.З., Карандеева О.Г., Мищенко В.С., Шапунов В.М., Матишева С.К., Степанов Ю.В. О дыхании афалин // Бионика. 1971. Вып. 5. С. 19-28.
- Комарова М.Л. О химическом составе слизи щуки и налима // Бионика. 1969. Вып. 3. С. 84-90.
- Комаров В.Т. Экспериментальные приемы и оборудование для определения скоростей движения

- нектонных животных // Зоол. журн. 1970. Т. 49. № 6. С. 923-927.
- Комаров В.Т. Скорости движения рыб // Вестник зоологии. 1971. № 4. С. 67-71.
- Кондиленко И.И., Погорелов В.Е., Хотинская В.Д. Исследование межмолекулярного взаимодействия малых добавок слизи рыб к дистиллированной воде // Бионика. 1971. Вып. 5. С. 108-112.
- Кондратьева Л.В., Скрипачев В.В. Устойчивость ламинарного пограничного слоя на деформируемой пластине // Бионика. 1971. Вып. 5. С. 43-45.
- Коренная Л.И. Оценочный расчет плавникового движителя // Бионика. 1974. Вып. 8. С. 49-52.
- Коренная Л.И. Установка для исследования гидромеханики гибкой пластины // Бионика. 1976. Вып. 10. С. 85-88.
- Коренная Л.И. Механизм образования тяги волнообразно деформирующейся пластиной. // В кн.: Опыт экспериментально-теоретического изучения актуальных задач гидродинамики судов внутреннего плавания. Л.: Судостроение. 1980. Вып. 317. С. 109-116.
- Коренная Л.И. Метод расчета волнового движителя // Бионика. 1981. Вып. 15. С. 59-63.
- Коренная Л.И. Механизм образования сопротивления трения при волнообразных деформациях тела // Гидродинамические вопросы бионики. Киев: Наукова думка. 1983. С. 71-81.
- Коренная Л.И. Составляющие вязкостного сопротивления волнообразно деформирующегося тела // Бионика. 1987. Вып. 21. С. 53-58.
- Коржев В.К., Сизов С.И. К вопросу об определении гидродинамических сил, действующих на колеблющееся крыло в неоднородном потоке // Тез. докл. Межд. конф. "Плавание и полет в природе и технике AQUAPROP'95". 1995. С.-Петербург, СПбГМТУ.
- Корн Г., Корн Е. Справочник по математике. М.: Наука. 1973. 832 с.
- Коробов В.И. Экспериментальное исследование интегральных характеристик пограничного слоя на податливых пластинках // Бионика. 1980. Вып. 14. С. 53-57.
- Короткин А.И. Устойчивость ламинарного пограничного слоя в несжимаемой жидкости на упругой поверхности // Механика жидкости и газа. 1966. № 3.
- Короткин А.И. О механизме движения дельфинов на корабельных и ветровых волнах // Бионика. 1973. Вып. 7. С. 27-31.
- Котюк А.Ф., Цветков Э.И. Спектральный и корреляционный анализ нестационарных случайных процессов. М.: Изд. Комитета стандартов, мер и измерительных приборов при Совете Министров СССР. 1970.
- Краснов Н.Ф. Аэродинамика. М.: Высш. шк. 1971. 630 с.
- Кроленко С.И. Крыльевой движительно-рулевой комплекс — гидроэкологичный движитель для экологически уязвимых мелководных районов // Тез. докл. Межд. конф. "Плавание и полет в природе и технике AQUAPROP'95". 1995. С.-Петербург, СПбГМТУ.
- Круглов А.Д. Прикладная гидробионика в судостроении // Тез. докл. Межд. конф. "Плавание и полет в природе и технике AQUAPROP'95". 1995. С.-Петербург, СПбГМТУ.
- Кудряшов А.Ф. О механизме плавания рыб и дельфинов // Биология моря. Киев: Наукова думка. 1969а. Вып. 16. С. 59-69.
- Кудряшов А.Ф. О сопротивлении воды движению рыб // Сб. Биология моря. Киев: Наукова думка. 1969б. Вып. 16. С. 21-38.
- Кудряшов А.Ф., Барсуков В.В. О гидродинамической роли чешуйного покрова рыб как аналога поверхностей, непосредственно сформированных вихревым потоком. Сообщ. 1. Сходство неровностей чешуйного покрова с неровностями на поверхностях, сформированных потоком в руслах рек // Зоол. журн. 1967а. Т. 46. № 3. С. 393-403.
- Кудряшов А.Ф., Барсуков В.В. О гидродинамической модели чешуйного покрова рыб как аналога поверхностей, непосредственно сформированных вихревым потоком. Сообщ. 2. Гидродинамическая функция чешуйного покрова // Зоол. журн. 1967б. Т. 46. № 2.
- Курбатов Б.В. Методика экспериментального определения общего гидродинамического сопротивления морских млекопитающих // 5 Всес. совещ. по изучению морских млекопитающих. Тез. докл. Махачкала: 1972. С. 122-124.
- Курбатов Б.В. Гидродинамическое сопротивление живых нектонных // Бионика. 1973. Вып. 6. С. 72-77.

- Курбатов Б.В. Гидродинамическое сопротивление живых нектеров // 4 Всес. конф. по бионике. Тез. докл. М.: 1973. Т. 6. С.72-77.
- Лаврентьев М.А. Модель движения рыб и ушей // Ж. прикл. мех. и техн. физики. 1973. № 2. С.164-165.
- Лаврентьев М.А. Лаврентьев М.М. Об одном принципе создания тяговой силы для движения // Ж. прикл. мех. и техн. физ. 1962. № 4. С. 3-9.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика. М.: Наука. 1965.
- Ландер Б.Е. Ламинаризация турбулентного пограничного слоя при сильном ускорении течения // Прикл. механика. 1964. № 4. С. 151-153.
- Липатов Н.В. Особенности осевой деформации тела у активно плывущего дельфина // Морские млекопитающие. Тез. докл. 10 Всес. Совещ. по изуч., охране и рац. использованию морских млекопитающих. Светлогорск Калининградской обл. Москва. 1990. С. 171-173.
- Логвинович Г.В. Гидродинамика течения со свободными границами. Киев: Наукова думка. 1969. 210 с.
- Логвинович Г.В. Гидродинамика гибкого тонкого тела // Ученые записки Центр. аэрогидродинам. ин-та. 1970а. Т. 1. № 2. С. 11-18.
- Логвинович Г.В. Гидродинамика тонкого гибкого тела (оценка гидродинамики рыб) // Бионика. 1970б. Вып. 4. С. 5-11.
- Логвинович Г.В. Гидродинамика плавания рыб // 13 Межд. конгресс по теорет. и прикл. механике. Тез. докл. 1972. С. 49.
- Логвинович Г.В. Гидродинамика плавания рыб // Бионика. 1973а. Вып. 7. С. 3-8.
- Логвинович Г.В. Гидродинамика плавания рыб // Изв. Сиб. отд. АН СССР. 1973б. № 8. Сер. техн. Вып. 2. С. 3-8.
- Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Главная ред. физ.-мат. лит. 1987. 840 с.
- Лятхер В.М. Турбулентность в гидросооружениях. М.: Энергия. 1968.
- Ляшев К.Ф., Думанский И.А. Исследование надмолекулярных структур водорастворимых полимеров и их адсорбционной активности // Бионика. 1971. Вып. 5. С. 98-100.
- Макаров А.П. Некоторые гидродинамические характеристики деформируемой среды // Бионика. 1974. Вып. 8. С. 19-20.
- Маслов Н. К. О маневренности и управляемости дельфинов // Бионика. 1970. Вып. 4. С. 46-50.
- Матюхин В.А. Биоэнергетика и физиология плавания рыб. Новосибирск.: Наука. 1973. 154 С.
- Матюхин В. А. Аликин Ю.С., Столбов А.Я., Турецкий В.И. Экспериментальное исследование коэффициента полезного действия рыб // Бионика. 1973. Вып. 7. С. 31-37.
- Матюхин В.А., Демин Д.В. Биогидродинамический анализ движения водных организмов // Реф. научн. сообщ. на 4 конфер. физиол. Средней Азии и Казахстана. Новосибирск. 1969. С. 68-70.
- Матюхин В.А., Турецкий В.И. Исследование сопротивления, действующего на тело плывущей рыбы // Бионика. 1972. Вып. 6. С. 3-6.
- Матюхин В.А., Хаскин В.В., Столбов А.Я. Устанровка для комплексного изучения энергетики и физиологии плавания рыб // Вопросы ихтиологии. 1970. Т. 10. №5. С. 925-928.
- Меркулов В.И. Движение вязкой несжимаемой жидкости вдоль бегущей волны // Изв. СО АН СССР. Сер. Техн. 1967. № 8. Вып.2. С. 3-11.
- Меркулов В.И. Бегущая волна на упругом теле, движущемся в идеальной жидкости // Бионика. 1970. Вып. 4. С. 95-104.
- Меркулов В.И. Популярная гидродинамика. Киев.: Техника. 1976. 143 с.
- Merculov V.I., Maltzev L.I., Bannasch R. Swordfish rostrum as a generator of vorticies, reducing hydrodynamical drag // Book of abstracts. 10 European drag reduction working meeting. 1997. Berlin.
- Меркулов В.И., Савченко Ю.Н. Экспериментальное исследование течения жидкости вдоль бегущей волны // Бионика. 1970. Вып. 4. С. 116-120.
- Меркулов В.И., Хотинская В.Д. Механизм уменьшения гидродинамического сопротивления у некоторых видов рыб // Бионика. 1969. Вып. 3. С. 96-101.
- Метелицын В.А. Приближенный метод расчета крыльевого движительно-рулевого комплекса с упругой заделкой // Тез. докл. Межд. конф. "Плавание и полет в природе и технике

- AQUAPROP'95". 1995. С.-Петербург, СПбГМТУ.
- Минх А.А. Методы гигиенических исследований. М.: Медицина. 1971. 584 с.
- Мирский Г. Я. Аппаратурное определение характеристик случайных процессов. М.: Энергия. 1972.
- Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. М.: Наука. 1965.
- Мукошеев Б.И. Обтекание колеблющейся поверхности вязкой несжимаемой жидкостью // Научн. труды дальневосточного высшего инж.-мор. училища. 1968. Вып. 5. С. 89-91.
- Мукошеев Б.И. Обтекание колеблющейся поверхности вязкой несжимаемой жидкостью // Механика жидкости и газа. 1971. № 4. С. 60-65.
- Мукошеев Б.И. Некоторые задачи обтекания и движения колеблющейся гибкой поверхности // Автореф. дисс. канд. физ-мат наук. 1972. 12 с.
- Мясников Л.Л. Акустические измерения. ОНТИ НКТП СССР. 1937.
- Назарчук М.М., Ковецкая М.М., Панченко В.Н. Обратный переход турбулентного течения в ламинарное. Киев: Наукова думка. 1974. 96 с.
- Нархов А.С. Морфология мускулатуры хвостовой области *Delphinus delphis* и *Tursiops tursio* // Зоол. журн. 1937. Т. 16. № 4.
- Нархов А.С. О движениях *Delphinus delphis* и *Tursiops tursio* во время плавания // Зоол. журн. 1939. Т. 18. № 2. С. 326-330.
- Некрасов А.И. Теория крыла в нестационарном потоке. М.: Издательство АН СССР. 1947. 258 с.
- Нечаева О.В., Плехов В.Н., Хаджинский В.Г. Особенности распределения потенциалов на кожных покровах дельфинов // Бионика. 1973. Вып. 7. С. 79-83.
- Никишова О.Д. К вопросу о биоэнергетике плавания дельфинов // Бионика. 1973. Вып. 7. С. 44-49.
- Никишова О.Д. Устойчивость пограничного слоя на теле активно движущихся водных животных // Бионика. 1983. Вып. 17. С. 31-35.
- Никишова О.Д., Бабенко В.В. Обтекание упругих тел потоком жидкости // Бионика. 1975. Вып. 9. С. 55-60.
- Новиков А.К. Корреляционные измерения в корабельной акустике. Л. 1971. 256 с.
- Носов Е.П. Техническая реализация бионических принципов движения // Тез. докл. Межд. Конф. "Плавание и полет в природе и технике AQUAPROP'95". 1995. С.-Петербург, СПбГМТУ.
- Овчаров О.П. О гидродинамической роли жаберного аппарата рыб при пассивном способе дыхания // Зоол. журн. 1970. Т. 49. № 10.
- Ovchinnikov V.V. A morphological and functional characteristic of the rostrum of Ziphioidae // In: *Ecomorphological Research in Nektonic Animals*. Kiev: Naukova Dumka. 1966. P. 42-52.
- Овчинников В.В. Функциональное значение плавников // В кн.: Эколого-морфологические исследования некоторых животных. Киев: Наукова думка. 1966. С. 53-62.
- Овчинников В.В. Турбулизация пограничного слоя как один из способов снижения сопротивления некоторых рыб при движении // Биофизика. 1966а. Т. 11, вып. 1. С. 186-188.
- Овчинников В.В. О функциональном значении спинного плавника парусника // Вопросы ихтиологии. 1967. Вып. 7. № 1. С. 194-196.
- Овчинников В.В. О гидродинамической характеристике меч-рыбы // Научны доклады высшей школы. Биологические науки. 1967. № 1.
- Ольшевский В.В. Статистические методы в гидролокации. Л.: Судостроение. 1983. 280 с.
- Ольшевский В.В. Адаптивные методы оптимизации измерений характеристик нестационарных случайных процессов // Труды II Всес. симпозиум "Методы представления и аппаратурный анализ случайных процессов и полей". Новосибирск: Наука. 1969. Т. 2.
- Островский В.О. Вынужденное рыскание гидробионта по курсу на волнении // Бионика. 1974. Вып. 8. С. 76-81.
- Островский В.О. О передаточной функции хвостового плавника гидробионта // Бионика. 1975. Вып. 9. С. 112-115.
- Остроумов Г.А., Серавин Л.Н. К вопросу о гидромеханике плавания водных животных. II. Движение в водной среде мелких и крупных животных на основе гребных ударов // Вестник Ленинградского университета. 1974. № 21. С. 28-36.
- Першин С.В. Гидродинамические аспекты изучения движения водных животных как принцип

- оптимизации движения погруженных тел // Бионика. 1956. М.: Наука.
- Першин С.В. Установка для гидродинамических исследований // В сб. Бионика. М.: Наука. 1965. С. 207-215.
- Першин С.В. Энергетический метод расчета квазистационарного движения водных животных применительно к гидродинамике погруженных тел // Сборник трудов. Л.: ВВМИОЛУ им. Ф.Э. Дзержинского. 1965. Вып. 60. С. 49-61.
- Першин С.В. Функциональная зависимость максимальной удельной отдачи мощности водных животных от продолжительности периода плавания // Труды Вышш. воен.-мор. инж. училища. 1965. Вып. 60. С. 63-73.
- Першин С.В. К гидродинамической характеристике движения некоторых водных животных // Исследования по бионике. 1965. Киев. С. 5-15.
- Першин С.В. Гидродинамические аспекты изучения движения водных животных // Бионика. М.: Наука. 1965. С.207-214.
- Першин С.В. Биологические и гидродинамические исследования скоростных водных животных в природе и океанариумах // Механизмы передвижения и ориентации животных. Киев: Наукова думка. 1966.
- Першин С.В. Прыжки дельфинов как средство информации об импульсной биоэнергетике скоростных водных животных // Вопросы бионики. М.: Наука. 1967. С. 549-555.
- Першин С.В. Гидродинамические закономерности плавания водных животных // Вопросы бионики. М.: Наука. 1967. С. 31-36.
- Першин С.В. Биогидродинамические закономерности плавания водных животных как принципы оптимизации в природе движения погруженных тел // Вопросы бионики. М.: Наука. 1967. С. 555-560.
- Першин С.В. Гидродинамическая характеристика китообразных и нормированная скорость плавания дельфинов в естественных условиях и в неволе // Бионика. 1969а. Вып. 3. С. 3-5.
- Першин С.В. Оптимизация кормового плавникового движителя в природе на примере китообразных // Бионика. 1969б. Вып. 3. С. 26-34.
- Першин С.В. К частотной характеристике гидробионтов // Бионика. 1970а. Вып. 4. С. 27-31.
- Першин С.В. О резонансном режиме плавания дельфинов // Бионика. 1970б. Вып. 4. С. 31-36.
- Першин С.В. Нормирование послышной модели демпфирующего кожного покрова дельфинов // Бионика. 1973а. Вып. 7. С. 66-71.
- Першин С.В. Гидродинамические зависимости нестационарного гармонического движения рыб и дельфинов как погруженных тел переменной формы // Проблемы бионики. М.: Наука. 1973б. С. 464-474.
- Першин С.В. Некоторые результаты гидродинамических исследований волнового движителя // Бионика. 1974. Вып. 8. С. 35-43.
- Першин С.В. Гидродинамический анализ профилей плавников дельфинов и китов // Бионика. 1975. Вып. 9. С. 26-32.
- Першин С.В. Самонастройка демпфирования кожи и снижение гидродинамического сопротивления при активном плавании китообразных // Бионика. 1976. Вып. 10. С. 33-40.
- Першин С.В. Плавание и полет в природе // Итоги науки и техники. Бионика. Биокибернетика. Биоинженерия. 1979. Т. 4. С. 3-153.
- Першин С.В. Машущее крыло как лопастная машина для принудительной циркуляции среды // Бионика. 1981. Вып. 15. С. 64-71.
- Першин С.В. Закономерность структурной организации опорнодвигательного аппарата китообразных // ДАН СССР. 1982. Т. 266. № 3. С. 719-721.
- Першин С.В. Гидробионические закономерности оптимизации внешних форм движительного комплекса китообразных // Бионика. 1983. Вып. 17. С. 13-24.
- Першин С.В. О регулировании структурной организации тела и локомоторных органов организмов и гидробионическом моделировании оптимальных профилей // Бионика. 1985. Вып. 19. С. 56-67.
- Першин С.В. Основы гидробионики. Л.: Судостроение. 1988. 263 с.

- Першин С.В. Инвариантная структура и различные морфотипы позвоночного столба китообразных // Бионика. 1991. Вып. 24. С. 60-66.
- Першин С.В. Инвариант и симметрия структуры хорошо обтекаемых тел гидробионтов и крыльев аэробиионтов // Тез. докл. Межд. конф. "Плавание и полет в природе и технике AQUAPROP'95". 1995. С.-Петербург, СПбГМТУ.
- Першин С.В., Носов Е.П., Исаков В.П. Схематическая модель гидроупругого эффекта в плавниках китообразных и техническое использование ее // Бионика-73. Тез. докл. М.: 1973. Т. 6. С. 93-99.
- Першин С.В., Орлов Г.Н. Моноласт — перспективный волновой движитель для скоростного плавания способом дельфин // Бионика. 1979. Вып. 13. С. 24-35.
- Першин С.В., Соколов А.С., Томилин А.Г. Морфофункциональные особенности артерий и вен дельфинов в связи с локомоцией // 4 Всес. совещ. по изучению морских млекопит. Тез. докл. Калининград. 1969. С. 42-44.
- Першин С.В., Соколов А.С., Томилин А.Г. О регулируемой специальными сосудистыми органами упругости плавников дельфина // ДАН СССР. 1970. Т. 190. № 3. С. 709-712.
- Першин С.В., Соколов А.С., Томилин А.Г. Явление саморегулирования гидроупругости плавников китообразных // Диплом на открытие СССР № 95. 1971. Бюллетень № 23.
- Першин С.В., Соколов А.С., Томилин А.Г. О морфофункциональных особенностях хвостовых плавников некоторых китообразных // ДАН СССР. 1972. Т. 203. № 2. С. 502-504.
- Першин С.В., Соколов А.С., Томилин А.Г. О саморегулировании упругости плавников китообразных // Бионика-73. Тез. докл. М. 1973. Т. 4. С. 87-92.
- Першин С.В., Соколов А.С., Томилин А.Г. Биомеханические основы регулируемого гидроупругого эффекта в плавниках — крыловых несущих поверхностях китообразных (дельфинов и китов) // Функциональная морфология млекопитающих. Л.: Наука. 1974. С. 266-305.
- Першин С.В., Шаров Я.Ф., Носов Е.П. Гидробионт как адаптационная колебательная система // Бионика. 1973. Вып. 7. С. 18-25.
- Петрова И.М. Исследования в области бионики, проводимые с целью увеличения скорости хода кораблей. М.: Центральный научно-иссл. ин-т информации и техн.-эконом. исследований. 1968. 58 с.
- Петрова И.М. Гидробионика в судостроении. Л.: Центр. НИИ техн. экон. информации. 1970. 271 с.
- Петровский В.С. Гидродинамические проблемы турбулентного шума. Л.: Судостроение. 1966.
- Пинчук В.Э., Шереметов Б.Б. Оценка возможности параметрического резонанса в динамической системе "подводный аппарат — парный плавниковый движитель" // Тез. докл. Межд. конф. "Плавание и полет в природе и технике AQUAPROP'95". 1995. С.-Петербург, СПбГМТУ.
- Повх И.Л. Техническая гидромеханика. М.-Л.: Машиностроение. 1964.
- Повх И.Л., Ступин А.Б., Бояркина Г.Г. Гидродинамическое сопротивление водных растворов полимеров и поверхностно активных веществ в шероховатых трубах // Инженерно-физ. журн. 1979. Т. 36. № 1. С. 16-19.
- Полищук С.В. Физическое моделирование энергетических характеристик китообразных // Гидродинамические вопросы бионики. Киев: Наукова думка. 1983. С. 81-84.
- Прандтль Л. Гидроаэромеханика. М.: ИЛ. 1949. 520 с.
- Протасов В.Р., Старосельская А.Г. Гидродинамические особенности рыб. М.: Наука. 1978. 104 с.
- Пушков С.Г. Некоторые вопросы гидродинамики тонкого гибкого тела // Теоретические и экспериментальные исследования движений жидкости и газа. М. 1985. С. 88-92.
- Пушков С.Г., Романенко Е.В. Гидродинамические силы, действующие на жесткое крыло при его движении с большими амплитудами поперечных и угловых колебаний // Успехи современной биологии. 2000. Т. 120. № 2. С. 207-216.
- Пушков С.Г., Романенко Е.В. Роль хвостовой лопасти в формировании отрицательного градиента динамического давления на теле активно плывущего дельфина // Устехи современной биологии. (в печати).
- Пятацкий В.Е. Гидродинамические характеристики плавания некоторых быстроходных морских рыб // Бионика. 1970а. Вып. 4. С. 20-27.

- Пятецкий В.Е. Кинематические характеристики плавания некоторых быстроходных морских рыб // Бионика. 1970б. Вып. 4. С. 11-20.
- Пятецкий В.П. О кинематике плавания дельфина афалины // Бионика. 1975. Вып. 9. С. 41-46.
- Пятецкий В.Е., Каян В.П. Кинематика и гидродинамика плавания черноморских сарганов // Бионика. 1971. Вып. 5. С. 5-11.
- Пятецкий В.Е., Каян В.П. О характеристиках плавания озерной форели // Бионика. 1972. Вып. 6. С. 13-18.
- 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. Гидродинамические характеристики плавания афалины // Бионика. 1976. Вып. 10. С. 80-85.
- Пятецкий В.Е., Каян В.П., Козлов Л.Ф., Семенов Н.П. Устройство для исследования кинематики плавания дельфинов // Бионика. 1978. Вып. 12. С. 55-58.
- Пятецкий В.Е., Каян В.П., Кравченко А.М. Экспериментальные установки, аппаратура и методика изучения гидродинамики плавания водных животных // Бионика. 1973. Вып. 7. С. 91-102.
- Пятецкий В.Ю., Макаренко А.П., Козлов Л.Ф. Биогидродинамическая установка для исследования кинематики плавания и энергетики рыб // ДАН УССР. 1968. № 2.
- Пятецкий В.Е., Савченко Ю.Н. О влиянии слизи на гидродинамическое сопротивление рыб // Бионика. 1969. Вып. 3. С. 90-96.
- Пятецкий В.Е., Савченко Ю.Н., Макаренко А.П. Кордовый кинобокс для выполнения подводных съемок с движущегося судна // Бионика. 1969. Вып. 3. С. 111-117.
- Пятецкий В.Е., Хатунцев В.Н. Об эффективности движительного комплекса китообразных // Бионика. Вып. 19. С. 43-47.
- Пятецкий В.Е., Хатунцев В.Н., Сизов И.И. Особенности определения коэффициента полезного действия модели движителя гидробионта типа колеблющееся крыло // Бионика. 1984. Вып. 18. С. 87-91.
- Пятецкий В.Е., Шакало В.М. Режим течения в пограничном слое модели дельфина // Бионика. 1975. Вып. 9. С. 46-50.
- Пятецкий В.Е., Шакало В.М., Цыганюк А.И., Сизов И.И. Исследование режима обтекания водных животных // Бионика. 1982. Вып. 16. С. 31-36.
- Радаков Д.В. Скорости движения рыб // В кн.: Радаков Д.В., Протасов В.Р. "Скорости движения и некоторые особенности зрения рыб". Справочник. М.: Наука. 1964.
- Репик Е.У. Экспериментальное исследование структуры турбулентного пограничного слоя при наличии продольного градиента давления // Труды ЦАГИ. 1970. Вып. 1218. С. 19-25.
- Репик Е.У., Кузнецов В.К. Опытное определение коэффициента поверхностного трения в турбулентном пограничном слое с продольным градиентом давления // Инженерно-физ. журн. 1976. Т. 30. № 5. С. 793-802.
- Родионов В.А. О строении, функции и происхождении кожной мускулатуры у китообразных // Морские млекопитающие. Результаты и методы исследований. М.: Наука. 1978. С. 17-27
- Родионов В.А. Гистохимическая структура мышц черноморской афалины // В кн.: Черноморская афалина. Отв. ред. В.Е. Соколов, Е.В. Романенко. М.: Наука. 1997. С. 297-325.
- Родионов В.А. Строение и адаптивные особенности посткраниального скелета черноморской афалины // В кн.: Черноморская афалина. Отв. ред. В.Е. Соколов, Е.В. Романенко. М.: Наука. 1997. С. 47-59.
- Родионов В.А. Некоторые анатомические особенности мускулатуры черноморской афалины // В кн.: Черноморская афалина. Отв. ред. В.Е. Соколов, Е.В. Романенко. М.: Наука. 1997. С. 47-59.
- Рождественский К.В., Рыжов В.А. Обзор исследований МТУ в области математического моделирования технических систем, имеющих в своей основе колеблющиеся крыльевые элементы // Тез. докл. Межд. конф. "Плавание и полет в природе и технике AQUAPROP'95". 1995. С.-Петербург, СПбГМТУ.
- Рой Н.А., Фролов Д.П. Установки для калибровки широкополосных приемников давления // Пере-

- довой научно-технической и производственной опыт, тема 36. 1961. № П-61-7/2.
- Романенко А.Ф., Сергеев Г.А. Вопросы прикладного анализа случайных процессов. М.: Советское радио. 1968.
- Романенко Е.В. Приемники ультразвука и методы их градуировки // В кн: Источники мощного ультразвука. Под ред. Л.Д. Розенберга. 1967. С. 327-378.
- Романенко Е.В. Приемники пульсаций давления, предназначенные для работы с дельфинами // Труды Акустического института. 1971а. Вып. 17.
- Романенко Е.В. Приемник пульсаций давления. Авт. свид. на изобретение 1971б. № 320739.
- Романенко Е.В. О гидродинамике рыб и дельфинов // Морское приборостроение. Научн.-техн. сборник. Серия Акустика. 1972. Вып. 1. С. 154-161.
- Романенко Е.В. Физические основы биоакустики. М.: Наука. 1974а. 180 с.
- Романенко Е.В. Способ измерения пульсаций скорости в потоке жидкости // Морфология, физиология и акустика морских млекопитающих. 1974б. С. 160-165.
- Романенко Е.В. Основы статистической биогидродинамики. М.: Наука. 1976а. 168 с.
- Романенко Е.В. Акустика и гидродинамика некоторых морских животных // Акустический журн. 1976б. Т. 22. Вып. 4. С. 628-629.
- Романенко Е.В. Измеритель скорости потока жидкости или газа // Авт. свид. на изобретение № 607145. Бюллетень изобретений. 1978. № 18.
- Романенко Е.В. Проблемы изучения акустики и гидродинамики морских млекопитающих // Новое в изучении китообразных и ластоногих. М.: Наука. 1978. С. 35-51.
- Романенко Е.В. Экспериментальные исследования кинематики дельфинов // ДАН СССР. 1980а. Т. 253. № 3. С. 741-743. (Пер. на англ. яз.: Plenum Publishing Corporation 1981. Doklady Biological Sciences).
- Романенко Е.В. Некоторые вопросы теории плавания рыб и дельфинов // ДАН СССР. 1980б. Т. 253. № 5. С. 1082-1085. (Пер. на англ. яз. Американским Институтом физики. 1981: Soviet physics Doklady 25(8) August 1980).
- Романенко Е.В. Распределение динамического давления на теле активно плывущего дельфина // ДАН СССР. 1981. Т. 261. № 2. С. 310-312. (Пер. на англ. яз. Американским Институтом физики. 1982: Soviet physics Doklady 26 (11) November 1981).
- Романенко Е.В. О законе деформации тела плывущей рыбы или дельфина // Бионика. 1985. Вып. 19. С. 38-42.
- Романенко Е.В. Теория плавания рыб и дельфинов. М.: Наука. 1986а. 148 с.
- Романенко Е.В. Роль звука в движении рыб // Природа. 1986б. № 11. С. 28-29.
- Романенко Е.В. Гидродинамика дельфинов // Успехи современной биологии. 1994а. Т. 114. Вып. 3. С. 283-303.
- Romanenko E.V. Swimming of dolphins (experiments and modelling) // SEB Symposium. Biological Fluid Dynamic. Abstracts. 1994б.
- Romanenko E.V. The state of biohydrodynamic investigations in Russia (survey) // SEB Symposium. Biological Fluid Dynamic. Abstracts. 1994в.
- Romanenko E.V. Swimming of dolphins: experiment and modelling // Biological Fluid Dynamics (Ed. Ellington C.P. and Pedley T.J.). The Company of Biologists Limited. Cambridge. 1995а. P. 21-33.
- Romanenko E.V. Drag coefficient in the dolphin and mechanisms of its reduction (experiment and theory) // Book abstracts. 9 European drag reduction meeting. 1995б. Università di Napoli Federico II — Dipartimento di progettazione aeronautica, Ravello, Itali.
- Романенко Е.В. Оценка тяги и коэффициента сопротивления дельфина // Успехи современной биологии. 1995в. Т. 115. Вып. 1. С. 50-57.
- Романенко Е.В. Оценка тяги и коэффициента сопротивления дельфина // Тез. докл. Межд. Конф. "Плавание и полет в природе и технике AQUAPROP'95". 1995. С.-Петербург, СПбГМТУ.
- Romanenko E.V. The measuring devices as microfabricated pressure sensores for investigation of dolphins' boundary layer // Book of abstracts. 10 European drag reduction working meeting. 1997а. Berlin
- Романенко Е.В. Гидродинамика черноморской афалины // Черноморская афалина (отв. ред. В.Е. Соколов, Е.В. Романенко). М.: Наука. 1997б. С. 621-649.

- Romanenko E.V. The kinematics of the dolphin's flukes // Proceedings of a Symposia of the "Inspirations from Nature" 2000. Berlin.
- Романенко Е.В., Бугуславская С.Н. О термодинамической и волновой поправках в методе пистонфона // 6 Всес. Акустич. конф. Тез. докл. 1968. М.
- Романенко Е.В., Пушков С.Г. О положении оси вращения и угле атаки хвостовой лопасти дельфина // Успехи современной биологии. 1997. Т. 117. Вып. 4. С. 496-504.
- Романенко Е.В., Пушков С.Г. Экспериментальное исследование кинематики хвостовой лопасти дельфина // Докл. РАН. 1998. Т. 358. № 2. С. 274-276.
- Романенко Е.В., Пушков С.Г., Лопатин В.Н. Роль локомоторной волны в формировании тяги у рыб и дельфина // Успехи современной биологии. 2000. Т. 120. № 6. С. 581-586.
- Романенко Е.В., Соколов В.Е., Сухов В.П. Применение телеметрии при изучении млекопитающих в СССР // Итоги мечения млекопитающих. М.: Наука. 1980. С. 282-296.
- Романенко Е.В., Чикалкин В.А. Магнитофон для подводной записи // Морфология, физиология и акустика морских млекопитающих. 1974. С. 165-173.
- Романенко Е.В., Шишмарев А.И., Янов В.Г. Результаты экспериментального исследования гидродинамики дельфинов // 7 Всес. Акуст. конф. Тез. докл. 1971. М.
- Романенко Е.В., Янов В.Г. Результаты экспериментов по изучению гидродинамики дельфинов // Бионика. 1973. Вып. 7. С. 52-56.
- Романенко Е.В., Янов В.Г. Измерение скорости обтекания морских животных // Морские млекопитающие. Результаты и методы исследований. М.: Наука. 1978. С. 241-245.
- Романенко Е.В., Янов В.Г. Пульсационная компонента скорости активного плавания дельфинов // Успехи современной биологии. 1998. Т. 118. Вып. 4. С. 490-496.
- Ротта И.К. Турбулентный пограничный слой в несжимаемой жидкости Л.: Судостроение. 1967.
- Рыбаков В.П., Николаенко А.Г., Стасеев Ю.П. Применение методов фотокиносъемки в исследовании гидродинамических процессов // В сб. Развитие морских подводных исследований. М.: Наука. 1965. С. 154-164.
- Руденко А.О. Приближенный метод расчета гидродинамических характеристик колеблющегося крыла // Бионика. 1991. Вып. 24. С. 37-40.
- Сабуренков Е.Н., Сбикин Ю.Н., Павлов Д.С. О скоростях движения рыб // В кн.: Поведение рыб в зоне гидротехнических сооружений. М.: Наука. 1967.
- Сабуренков Е.Н., Павлов Д.С. Скорости движения рыб // В кн.: Всес. Конф. по вопросу изучения поведения рыб в связи с техникой промысла. Мурманск: 1968. С. 179-184.
- Савченко Ю.Н. Экспериментальное исследование гидромеханики машущего крыла. Автореферат дисс. на степень канд. техн. наук. 1970. 18 с.
- Савченко Ю.Н. Об использовании машущим крылом кинетической энергии следа // ДАН УССР. 1971а. Т. 1. С. 78-80.
- Савченко Ю.Н. Некоторые особенности гидродинамики движителя типа "машущее крыло" // Бионика. 1971б. Вып. 5. С. 11-19.
- Савченко Ю.Н. Анализ машущего движителя по вихревой теории // Бионика. 1974. Вып. 8. С. 43-49.
- Савченко Ю.Н. Оптимальная кинематика машущего движителя и резонансные режимы плавания животных // Бионика. 1975. Вып. 9. С. 106-112.
- Савченко Ю.Н. Гидродинамические эффекты бегущей волны // Бионика. 1979. Вып. 13. С. 19-24.
- Савченко Ю.Н., Меркулов В.И. Экспериментальное исследование течения жидкости вдоль бегущей волны // Бионика. 1970. Вып. 4. С. 116-120.
- Савченко Ю.Н., Незнамов В.Н. Об одном нестационарном режиме движения животных // Бионика. 1976. Вып. 10. С. 53-58.
- Савченко Ю.Н., Савченко В.Т. Оценка инерционных сил при расчете тяги плавающего гибкого тела // Бионика. 1973. Вып. 7. С. 25-27.
- Савченко Ю.Н., Савченко В.Т. Бионические аспекты плавания животных. // Гидродинамические вопросы бионики. Киев: Наукова думка. 1983. С. 46-57.
- Седов Л.И. Плоские задачи гидродинамики и аэродинамики. М.: Наука. 1966.
- Семенов Б.Н. О существовании гидродинамического феномена дельфина афалины // Бионика.

1969. Вып. 3. С. 54-61.
- Семенов Б.Н. О взаимодействии эластичной границы с вязким подслоем турбулентного пограничного слоя // Ж. прикл. мех. и техн. физики. 1971. № 3. С. 58-62.
- Семенов Б.Н. Интерференционное действие вязкоупругой поверхности на пристенную турбулентность. Автореф. докт. дисс. Новосибирск. 1999. 40 с.
- Семенов Б.Н., Алексеева Т.Е. К вопросу о существовании гидродинамического феномена дельфина // Биокрибернетика. Бионика. Киев. 1970.
- Семенов Н.П., Бабенко В.В., Каян В.П. Экспериментальное исследование некоторых особенностей гидродинамики плавания дельфинов // Бионика. 1974. Вып. 8. С. 23-31.
- Сенькин Ю.Ф. Судовой волновой движитель. Авторское свидетельство на изобретение (СССР). 1979. № 592671 63Н19/02.
- Сенькин Ю.Ф. Опыт создания и испытания судов с волновыми движителями // Тез. докл. Межд. конф. "Плавание и полет в природе и технике AQUAPROP'95". 1995. С.-Петербург, СПбГМТУ.
- Сенькин Ю.Ф., Николаев М.Н. Об одном возможном механизме увеличения скорости плавания дельфинов в условиях морского волнения // Бионика. 1989. Вып.23. С. 68-73.
- Сиддон Т.Е., Рибнер Х.С. Датчик из фольги для измерения поперечной компоненты турбулентных пульсаций // Ракетная техника и космонавтика. 1965. № 9.
- Скрипачев В.В. Устойчивость ламинарного пограничного слоя на деформируемой мембране, опирающейся на слой невязкой несжимаемой жидкости // Гидромеханика. 1972. № 20. С. 7-12.
- Славчев С.Г. Устойчивость ламинарного пограничного слоя несжимаемой жидкости над упругой поверхностью // Вестник Ленинградского университета. 1968. Вып. 2. № 7. С. 113-117.
- Снегов А.А. Модели моторных лодок с машущими лопастями // Тез. докл. Межд. конф. "Плавание и полет в природе и технике AQUAPROP'95". 1995. С.-Петербург, СПбГМТУ.
- Соколов А.С., Юрчинская Т.Л., Першин С.В. Особенности распределения и строения комплексных сосудов, регулирующих упругость спинного плавника дельфина // Труды Зоологич. ин-та АН СССР. Л. 1982. Вып. 115. С.85-91.
- Соколов В.Е. Структура кожного покрова морских млекопитающих. Автореферат дисс. канд. биол. наук. М. 1953. 14 с.
- Соколов В.Е. Структура кожного покрова некоторых китообразных // Бюлл. Моск. общ-ва испыт. природы. Отдел биологии. 1955. Т. 60. Вып. 6. С. 45-60.
- Соколов В.Е. Структурные особенности кожных покровов усатых китов, повышающие упругость кожи // Зоол. журн. 1960а. Т. 33, № 2. С. 307-308.
- Sokolov V.E. Some similarities and dissimilarities in the structure of the skin among the members of the suborder Odontoceti and Mysticoceti // Nature. 1960b. Vol. 185. № 4715.
- Соколов В.Е. Строение и причины возникновения кожных наростов у японских китов // Зоол. журн. 1961. Т. 40. № 9.
- Соколов В.Е. Структура кожного покрова некоторых китообразных. Сообщение 2 // Научн. докл. высш. школы. Биол. науки. 1962а. Вып. 3. С. 47-53.
- Sokolov V.E. Adaptations of the mammalian skin to the aquatic mode of life // Nature. 1962b. № 195. P. 464.
- Соколов В.Е. Приспособительные особенности кожного покрова водных млекопитающих // Морские млекопитающие. М.: Наука. 1965. 272 с.
- Соколов В.Е. Строение эпидермиса трех видов дельфинов // Морские млекопитающие. М.: Наука. 1965.
- Соколов В.Е. Структура кожного покрова некоторых китообразных. Сообщение 3 // Морфология и экология морских млекопитающих. М.: Наука. 1971.
- Соколов В.Е. Кожный покров млекопитающих. М.: Наука. 1973. 487 с.
- Соколов В.Е. Обзор исследований по черноморской афалине. // В кн.: Черноморская афалина. Отв. ред. В.Е. Соколов, Е.В. Романенко. М.: Наука. 1997. С. 9-19.
- Соколов В.Е., Бабенко В.В., Козлов Л.Ф., Першин С.В., Томилин А.Г., Чернышев О.Б. Свойства кожи китообразных активно регулировать гидродинамическое сопротивление плаванию //

- Диплом N 265 на открытие СССР. Заявка N ОТ-8405 от 21.02.73. опубл. 07.05.83. Бюлл. № 17.
- Соколов В.Е., Бочарова-Месснер О.М., Евгеньева Т.П., Наумова Е.И. Адаптивные свойства эпителия и его производных: Атлас микрофотографий, полученных при помощи электронного сканирующего микроскопа. М.: Наука. 1979. 180 с.
- Соколов В.Е., Бурлаков В.Д., Грушанская Ж.Л. Теоретический чертеж черноморского дельфина афалины // Бюлл. Моск. об-ва испыт. природы. 1972. Вып. 77. № 6. С. 45-53.
- Sokolov V.E., I.G. Bulina, V.A. Rodionov. Interaction of dolphin epidermis with flow boundary layer. Nature. 1969. Vol. 222. № 5190. P. 267-268.
- Соколов В.Е., Булина И.Г., Родионов В.А. Исследование механизма взаимодействия эпидермиса кожи дельфинов с пограничным слоем потока // Проблемы бионики. М.: Наука. 1973. С. 475-478.
- Sokolov V.E., M.M. Kalashnikova. The ultrastructure of epidermal cells in *Phocaena phocaena* // In: Investigations of Cetacea, ed. G. Pilleri. 1971. Vol. 3. № 2. P. 194-199.
- Соколов В.Е., Калашникова М.М., Родионов В.А. Микро- и ультраструктура кожи морской свиньи // Морфология и экология морских млекопитающих. М.: Наука. 1971.
- Соколов В.Е., Кузнецов Г.В. Направление дермальных валиков в коже дельфинов в связи с особенностью обтекания тел водой // 3 Всес. совещ. по изучению морских млекопитающих. Тез. докл. Владивосток: Наука. 1966. С. 18.
- Соколов В.Е., Кузнецов Г.В., Родионов В.А. Направление дермальных валиков в коже дельфинов в связи с особенностью обтекания тела водой // Бюлл. Моск. общ-ва испыт. природы. Отдел биологии. 1968. Т. 73. Вып. 3. С. 123-126.
- Соколов В.Е., Кокшайский Н.В., Родионов В.А. Опыт транспортировки и исследования плавания дельфинов в гидроканале // Моск. об-во испыт. природы. Отдел биология. 1971. Вып. 76, № 4. С. 37-46.
- Соколов В.Е., Скурат Л.Н. Морфология кожного покрова черноморской афалины (*Tursiops truncatus ponticus* Varabash, 1940) // В кн.: Черноморская афалина, Отв. ред. В.Е. Соколов, Е.В. Романенко. М.: Наука. 1997. С. 27-46.
- Соколов В.Е., Степанова Л.В. Ультраструктурная организация эпидермиса черноморской афалины // В кн.: Черноморская афалина. Отв. ред. В.Е. Соколов, Е.В. Романенко. М.: Наука. 1997. С. 47-58.
- Соколов В.Е., Степанова Л.В., Бодяк Н.Д. Кожные железы черноморской афалины // В кн.: Черноморская афалина, Отв. ред. В.Е. Соколов, Е.В. Романенко. М.: Наука. 1997. С. 59-72.
- Сорокодум Е.Д. О перспективах внедрения результатов исследований аэрогидродинамики колеблющихся крыльев // Тез. докл. Межд. конф. "Плавание и полет в природе и технике AQUAPROP'95". 1995. С.-Петербург, СПбГМТУ.
- Стась И.И. Регистрация движений тела дельфина в море // ДАН СССР. 1939. Т. 24. № 6. С. 534-537.
- Стась И.И. Еще о регистрации движений дельфина // ДАН СССР. 1939. 25. № 2.
- Струминский В.В., Лебедев Ю.Б., Фомичев В.М. Влияние градиента температуры вдоль поверхности на протяженность ламинарного пограничного слоя // ДАН СССР. 1986. Т. 289. № 4. С. 813-816.
- Суркина Р.М. Строение соединительнотканного остова кожи дельфинов // Механизмы передвижения и ориентации животных. Киев: Наукова думка. 1968. С. 78-92.
- Суркина Р.М. О строении и функции кожной мускулатуры дельфинов // Бионика. 1971. Вып. 5. С. 81-87.
- Суркина Р.М. Расположение дермальных валиков на теле дельфина белобочки // Бионика. 1971. Вып. 5. С. 88-94.
- Суркина Р.М., Ускова Е.Т., Момот Л.Н. О некоторых особенностях эпидермиса и о составе поверхностных выделений кожи дельфинов // Бионика. 1972. Вып. 6. С. 52-57.
- Тесло А.П., Филипчук В.Е. Влияние податливой поверхности на характеристики турбулентного потока // Гидромеханика. 1974. Вып. 29. С. 45-50.
- Тимошенко С. П., Войновский-Кригер С. Пластинки и оболочки. МГИФМЛ. 1963. 636 с.

- Тиняков Г.Г., Чумаков В.П., Севастьянов БА. Некоторые особенности в микроструктуре кожи китообразных // Зоол. журн. 1973. Т. 52. № 3. С. 399-407.
- Томилин А.Г. Некоторые вопросы из экологии китообразных // Бюлл. Моск. об-ва испыт. природы. Отдел биологии. 1940. Т. 49. Вып. 5/6. С. 18-24.
- Томилин А.Г. Терморегуляция и географические расы китообразных // ДАН СССР 1946. Т. 54. № 5. С. 469-472.
- Томилин А.Г. К биологии и физиологии *Delphinus delphis* // ДАН СССР. 1947. Т. 56. № 2. С. 221-223.
- Томилин А.Г. Китообразные. Звери СССР и прилегающих стран. М.: Изд-во АН СССР. 1957. 756 с.
- Томилин А.Г. Некоторые современные проблемы изучения биологии китообразных. // Труды совещаний ихтиологической комиссии Академии наук СССР. 1961. Вып. 12. С. 40-49.
- Томилин А.Г. О приспособлении китообразных к быстрому плаванию и о возможности использования этих адаптаций в судостроении // Бюлл. Моск. общ-ва испыт. природы. Отдел биологии. 1962. Т. 67 Вып. 5. С. 10-18.
- Томилин А.Г. "Интеллигенты" морских пучин. Секреты поведения дельфинов и китов // Природа. 1963а. Июль. С. 70-77.
- Томилин А.Г. Бионика и китообразные // Природа. 1963б. Октябрь. № 10. С. 101-103.
- Томилин А.Г. Дельфины служат человеку. М.: Наука. 1969. 96 с.
- Томилин А.Г. Изменение окраски кожи афалины под влиянием динамической нагрузки в плавании // Труды Всес. сельскохоз. ин-та заочного обучения. 1979. Вып. 159. С.44-47.
- Ускова Е.Т., Давиденко С.И. Толщина слизистого покрытия некоторых видов морских рыб и содержание в нем слизистого вещества // Бионика. 1974. Вып. 8. С. 141-145.
- Ускова Е.Т., Момот Л.Н. Гидродинамически эффективные поверхностные выделения дельфинов / В сб. Мор. млекопитающие. Ч.2. Киев: Наукова думка. 1975. С. 136-139
- Ускова Е.Т., Момот Л.Н., Крисальный В.А. Об эффективности кожных выделений некоторых морских животных в снижении гидродинамического сопротивления // Бионика. 1974. Вып. 8. С. 148-151.
- Ускова Е.Т., Момот Л.Н., Суркина Р.М. и др. Изучение химической природы глазных выделений дельфина *Tursiops truncatus* // Ж. эволюц. биохимии и физиологии. 1975. Т. 11. № 4. С. 371-375.
- Усков И.А., Раевский В.С., Дубровская В.В., Филимонов В.Я., Ускова Е.Т. Реология и гидродинамика растворов полимеров. Характеристическая вязкость и снижение сопротивления в переходной области и в условиях развитой турбулентности // Бионика. 1973. Вып. 7. С. 87-91.
- Ускова Е.Т., Раевский В.С., Момот Л.Н. Усков И.А. Сравнительное изучение гидродинамической эффективности растворов полиоксиэтилена и кожных выделений морских животных // Бионика. 1975. Вып. 9. С. 90-92.
- Ускова Е.Т., Чайковская А.В., Устимович Д.А., Давиденко С.И. О химическом составе слизистого вещества кожи некоторых видов черноморских рыб // Гидробиол. журн. 1970. № 4.
- Ускова Е.Т., Шмырев А.Н., Раевский В.С., Богданова Л.Н., Момот Л.Н., Беляев В.В., Усков И.А. О природе и гидродинамической активности глазных выделений дельфинов // Бионика. 1983. Вып. 17. С. 72-75.
- Фаддеев Ю.И., Журава В.М. Уравнения ламинарного пограничного слоя на деформируемом теле вращения // Бионика. 1969. Вып. 3. С. 40-46.
- Фаддеев Ю.И., Журава В.М., Коваленко Б.П. Расчет потенциальноого течения жидкости, вызванного поступательным движением деформируемою тела вращения // Бионика. 1969. Вып. 3. С. 34-40.
- Федяевский К.К., Войткунский Я.И., Фаддеев Ю.И. Гидромеханика. Л.: Судостроение. 1968. 568 с.
- Филимонов В.Я., Ситников В.В. Способ определения режимов течения турбулентных пульсаций в пограничном слое водных потоков. Авт. свид. на изобретение 1966. № 203334.
- Филимонов В.Я., Ситников В.В., Селютин В.А. Устройство для измерения режимов течения и турбулентных пульсаций в пограничном слое водных потоков. Авт. свид. на изобретение 1966. № 206925.
- Хаджинский В.Г. Некоторые морфо-функциональные особенности кожи дельфина // Бионика. 1972.

- Вып.6. С. 58-66.
- Хаджинский В.Г. К вопросу о принципах моделирования кожного покрова дельфинов // Морские млекопитающие. Тез. докл. 10 Всес. совещ. по изуч., охране и рац. использованию морских млекопитающих. Светлогорск Калининградской обл. Москва.: 1990. С. 318-319.
- Хатунцев В.Н. К вопросу о работе движителя типа машущее крыло на режимах с большой относительной поступью // Бионика. 1984. Вып. 18. С. 57-62.
- Хатунцев В.Н. Особенности создания тяги на модели крыльцевого движителя в косом потоке // Бионика. 1985. Вып. 19. С. 47-50.
- Хескестад. Измерения термоанемометром в плоской турбулентной струе // Прикладная механика, 1965. Т. 32. Серия Е. № 4.
- Хинце И.О. Турбулентность. М.: ГИФМЛ. 1963.
- Ходорковский Я.С. Сопротивление трения гидробионтов на неустановившихся режимах движения // Бионика. 1981. Вып. 15. С. 78-84.
- Холтер Н. Некоторые замечания о применении телеметрии в биологии // В сб.: Биотелеметрия. М.: Мир. 1965.
- Хотинская В.Д., Алексеев О.Л. Электропроводность растворов слизи некоторых видов пресноводных рыб // Бионика. 1969. Вып. 3. С. 101-104.
- Холявчук С.Д. Плавниковый двигательльно-рулевой комплекс для многоцелевого болотного экскаватора // Тез. докл. Межд. конф. "Плавание и полет в природе и технике AQUAPROP'95". 1995. С.-Петербург, СПбГМТУ.
- Хоменко Б.Г., Хаджинский В.Г. Морфо-функциональные основы кожной рецепции у дельфинов // Бионика. 1974. Вып. 8. С. 106-113.
- Худсон Д. Статистика для физиков. М.: Мир. 1967. 242 с.
- Чайковская А.В. Об аминокислотном составе слизистого вещества некоторых видов черноморских рыб // Бионика. 1974. Вып. 8. С. 145-148.
- Чайковская А.В., Ускова Е.Т., Давиденко С.И., Белова Н.М. К вопросу об изменении слизистых веществ кожи рыб при переходе их из клетки в раствор // Гидродинамические вопросы бионики. Киев: Наукова думка. 1983. С. 96-102.
- Чепурнов А.В., Овчинников В.В. Скорости плавания морских животных // Природа. 1967. № 4. С. 59-63.
- Черкай А.В. Исследование применения продольных риблет, как метода снижения гидродинамического сопротивления // Тез. докл. Межд. конф. "Плавание и полет в природе и технике AQUAPROP'95". 1995. С.-Петербург, СПбГМТУ.
- Черноморская афалина. Отв. ред. В.Е. Соколов, Е.В. Романенко. М.: Наука. 1997. 672 с.
- Черный Г.Г. Пограничный слой на пластине с подвижной поверхностью // ДАН СССР. 1973. Т. 213. № 4. С. 802-803.
- Чернышев О.Б., Заец В.А. Некоторые особенности строения кожи акул рыб // Бионика. 1970. Вып. 4. С. 77-83.
- Чернышев О.Б., Заец В.А. Изменение килей плакоидной чешуи акул зависимости от скорости плавания // Бионика. 1974. Вып. 8. С. 82-86.
- Чернышев О.Б., Коваль А.П. Особенности строения корсета и корсетных чешуй у скомброидных рыб // Бионика. 1974. Вып. 8. С. 86-88.
- Честной В.Н. Максимальные скорости движения рыб // Рыбное хозяйство. 1961. № 9. С. 22-27.
- Шакало В.М. К вопросу об измерениях режима течения в водной среде электротермическим методом // Бионика. 1969. Вып. 3. С. 104-108.
- Шакало В.М. Один способ измерения среднеквадратичной величины пульсаций скорости в нестационарном турбулентном потоке // Бионика. 1972. Вып. 6. С. 105-110.
- Шакало В.М. Кабельная телеметрическая аппаратура для измерения пульсаций скорости в пограничном слое морских животных с помощью проволочного термоанемометра // Бионика. 1980. Вып. 14. С. 67-74.
- Шебалов А.Н. Некоторые вопросы влияния нестационарности на "механизм" образования сопротивления // Бионика. 1969. Вып. 3. С. 61-66.

- Шер Е.Н. О механизме движения ужей и рыб // В кн.: Некоторые проблемы математики и механики. Л.: Наука. 1970. 288 с.
- Шер Е.Н. О нестационарном движении автономной системы с машущим крылом // В сб.: Динамика сплошной среды. Новосибирск: 1974. Т. 17. С. 89-98.
- Шеховцов А.В. К вопросу об оптимальных режимах работы хвостового плавника дельфина // Бионика. 1995. Вып. 28.
- Шеховцов А.В. Нелинейная математическая модель работы хвостового плавника дельфина // Прикладна гідромеханіка. 1999. Т. 1(73). № 2. С. 71-88.
- Шлихтинг Г. Возникновение турбулентности. М.: ИЛ. 1962. 203 с.
- Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука. 1969. 742 с.
- Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука. 1974. 712 с.
- Шмальгаузен И.И. О функциональном значении плавников рыб // Русск. зоол. журн. 1916. Т. 1. Вып. 6-7. С. 185-214.
- Шулейкин В.В. Внешняя и внутренняя динамика рыбы // Изв. АН СССР. Отд. матем. и ест. наук. 1934. № 8. С. 1151-1156.
- Шулейкин В.В. Как рыба-лоцман движется со скоростью акулы? // Докл. АН СССР. 1958. Т. 119. № 5.
- Шулейкин В.В. Энергетика морских животных // Докл. АН СССР. 1963. Т. 163J. № 3. С. 754-757.
- Шулейкин В.В. Энергетика и скорости миграции рыб, дельфинов, китов // Труды ВНИИ морского рыбного хозяйства и океанографии. 1966. № 60. С. 27-39.
- Шулейкин В. В. Физика моря. М.: Наука. 1968. 1083 с.
- Шулейкин В. В., Лукьянов В.С., Стась И.И. Гидродинамические качества рыб и дельфинов // Изв. АН СССР. 1937. С. 581-591.
- Юрокин А.И. Учет демпфирующих свойств обтекаемых поверхностей при исследовании гидродинамической устойчивости // Бионика. 1988. Вып. 22. С. 23-28.
- Юрченко Н.Ф., Бабенко В.В. О стабилизации продольных вихрей кожными покровами дельфинов // Биофизика. 1980. Т. 25. Вып. 2. С. 304-309.
- Юрченко Н.Ф., Бабенко В.В. О моделировании гидродинамических функций наружных покровов водных животных // Гидродинамические вопросы бионики. Киев: Наукова думка. 1983. С. 37-46.
- Яблоков А.В., Белькович В.М., Борисов В.И. Киты и дельфины. М.: Наука. 1972. 472 с.
- Якимов Ю.Л. Волновые движители судна // Тез. докл. Межд. конф. "Плавание и полет в природе и технике AQUAPROP'95". 1995. С.-Петербург, СПбГМТУ.
- Яковенко В.В. О распределении давления по поверхности профиля, гармонически колеблющегося в поступательном потоке // Труды Ленинградского политехн. ин-та. 1953. № 5. С. 153-167.
- Янов В.Г. О корреляции скелетно-мышечных структур с кинематикой черноморской афалины // Морские млекопитающие. Тез. докл. 10 Всес. совещ. по изуч., охране и рац. использованию морских млекопитающих. Светлогорск Калининградской обл., Москва. 1990. С. 339-340.
- Янов В.Г. О законе деформации тела активно плывущего дельфина афалины // Морские млекопитающие. Тез. докл. 10 Всес. совещ. по изуч., охране и рац. использованию морских млекопитающих. Светлогорск Калининградской обл., Москва. 1990. С. 340-341.
- Янов В.Г. Кинематика дельфинов. Новые результаты экспериментального изучения // ДАН СССР. 1990. Т. 315. № 1. С. 49.
- Янов В.Г. Системно-функциональная организация кинематики плавания дельфина // ДАН СССР. 1991. Т. 317. № 5. С. 1089-1093.
- Янов В.Г. Комплексный анализ кинематики активного плавания черноморской афалины (*Tursiops truncatus*). Канд. дисс. 1996.
- Янов В.Г. Комплексный анализ кинематики дельфинов // Тез. докл. Межд. конф. "Плавание и полет в природе и технике AQUAPROP'95". 1995. С.-Петербург, СПбГМТУ.
- Янов В.Г., Романенко Е.В. Радиотелеметрическая система для измерения гидродинамических параметров дельфинов в условиях ограниченной акватории // Бионика. 1972. Вып. 6. С. 92-99.

- Яремчук А.А., Бабенко В.В. К вопросу о сопоставлении биоэнергетики человека и дельфина // Бионика. 1998. Вып. 27-28. С. 152-154.
- Achkinadze A.Sh. Utilization of the theory of perfect propulsor for evaluation of efficiency of propulsive arrangement of animals (in Russ.) // Tez. dokl. Mezhd.konfer. "Plavanie i polet v prirode i tehnike AQUAPROP'95". St.-Petersburg, SPbGMTU. 1995.
- Ahmadi A.R. An asymptotic unsteady lifting-line theory with energetics and optimum motion of thrust-producing lifting surfaces // MIT. Department of Aeronautics and Astronautics Fluid Dynamics Research Laboratory Report 1980. № 80. P. 2.
- Ahmadi A., S.E. Widnall. Unsteady lifting-line theory as a singular-perturbation problem // J. Fluid Mech. 1985. Vol. 153. P. 59-81.
- Ahmadi A., S.E. Widnall. Energetics and optimum motion of oscillating lifting surfaces of finite span // J. Fluid Mech. 1986. Vol. 162. P. 261-282.
- Alexander R.Mc.N. 1965. The lift produced by the heterocercal tails of selachii // J. Exp. Biol. Vol. 43. № 1. P. 131-138.
- Alexander R.Mc.N. 1966. Physical aspects of swimbladder function // Biol. Revs. Cambridge Physiol. Soc. Vol. 1. № 41. P. 141-176.
- Alexander R.Mc.N. Lift produced by the heterocercal tail of *Acipenser* // Nature. 1966. Vol. 210. № 5040. P. 1049-1050.
- Alexander R.Mc.N. Functional design in fishes. London. Hutchinson. 1967.
- Alexander R.Mc.N. Animal mechanics. Seattle. Univ. Wash. Press. 1969. 346 p.
- Au D., D. Weihs. At high speeds dolphins save energy by leaping // Nature. 1980. № 284. P. 548-550.
- Badry Narayanan M.A., Ramjee V. -J. Reverse transition from turbulent to laminar boundary-layer in a highly accelerated flow. // J. Fluid Mech. 1968. № 31.
- Baier R., Meenaghan M., Wirth J., Guein-ski H., Nakeeb S. Porpoise and killer whale skin as natural examples of low drag, low adhesion biomaterial surfaces // Trans. World Congr. Biomater., 2nd. Washington. D.C. San Antonio. Tex: Soc. Biomater. 1984. Vol. 7. № 190.
- Bechert D.W., Barlenwerfer M., Hoppe G., Reif W.-E. Drag reduction mechanisms derived from shark skin // Presented at Congr. Int. Counc. Aeronaut. Sci. 15th. London. 1986.
- Bainbridge R. The locomotion of fish // New Sci. 1958a. Vol. 4. P. 476-478.
- Bainbridge R. The speed of swimming of fish as related to size and to the frequency and amplitude of the tail beat. // J. Exp. Biol. 1958b. Vol. 35. № 1. P. 109-133.
- Bainbridge R. Speed and stamina in three fish. // J. Exp. Biol. 1960. Vol. 37. № 1. P. 129-153.
- Bainbridge R. Problems of fish locomotion // In: Vertebrate Locomotion. Symp. Zool. Soc. Lond. 1961. № 5. P. 13-32.
- Bainbridge R. Training, speed and stamina in trout // J. Exp. Biol. 1962. Vol. 39. P. 537-555.
- Bainbridge R. Caudal fin and body movements in the propulsion of some fish // J. Exp. Biol. 1963. № 40. P. 23-56.
- Bainbridge R., Brovun R. H. J. An apparatus for the study of the locomotion of fish // J. Exp. Biol. 1958. Vol. 35. № 1. P. 134-137.
- Bandyopadhyay P.R. Viscous drag reduction of a nose body // AIAA Journ. 1988. Vol. 27. № 3. P. 274-282.
- Bandyopadhyay P.R. Convex curvature concept of viscous drag reduction // In: Viscous drag reduction in boundary layer. Ed.: D.M. Bushnell, J.N. Hefner. NASA Langley Research Center Hampton. Virginia. Progress in astronautics and aeronautics. Editor-in Chief A.R. Seebass. University of Colorado at Boulder. Boulder. Colorado. Publ. by the American Institute of Aeronautics and Astronautics. Washington. 1989. Vol. 123. P. 285-324.
- Bandyopadhyay P.R., Ahmed A. Turbulent boundary layers subjected to multiple curvatures and pressure gradients // J. Fluid Mech. 1993. Vol. 246. P. 503-527.
- Bannasch R. Drag minimisation on bodies of revolution in nature and engineering // Proc. Of International Airship-Conference. Stuttgart. 1993. P. 79-87.
- Bannasch R. Mechanismen der biologischen Formgebung — neue Ergebnisse der bionischen Forschung an Meerestieren // Luftschiff — Kolloquium II. Lighter Than Air Flight Systems. Schloss Lubbenau

- / Spreewald. Tagungsunterlagen. Proceedings. 1994. P. 1-6.
- Bannasch R. Functional anatomy of the "flight" apparatus in penguins // In: Mechanics and physiology of animal swimming (ed.: Linda Maddock, Quentin Bone and Jeremy M.V. Rayner). Cambridge University Press. 1994. P.163-197.
- Bannasch R. Experimental investigations on the boundary layer development in swimming penguins: mechanisms of drag reduction and turbulence control // Book of abstracts. 10 European drag reduction working meeting. 1997. Berlin.
- Bannasch R., Wilson R.P., Culik B. Hydrodynamic aspects of design and attachment of a back-mounted device in penguins // J. Exp. Biol. 1994. Vol. 194. P. 83-96.
- Baird L. Applied Aerodynamics. Longmans, Green and Co. London-New York-Toronto. 1939.
- Barger I. A., Von Winkle W. A. Evaluation of a Boundary Layer stabilization Coating // JASA. 1961. Vol. 33. № 6. P. 836.
- Beamish F.W. Oxygen consumption of largemouth bass, *Micropterus salmoideus*, in relation to swimming speed and temperature // Canad. J. Zool. 1970. Vol. 48. № 4. P. 1221-1228.
- Bechert, D.W., Bartenwerfer M., Hoppe G., Reif W.-E. Drag reduction mechanisms derived from shark skin // Presented at Congr. Int. Counc. Aeronaut. Sci., 15th. London. 1986.
- Bilo D., Nachtigall W. A simple method to determine drag coefficients in aquatic animals // J. Exp. Biol. 1980. № 87. P. 357-359.
- Blake J. R. Infinite models for ciliary propulsion // J. Fluid Mech., 1971. Vol. 49. № 2. P. 209-222.
- Blaxter J.H.S. Swimming speeds of fish // FAO fish. Repts. 1969. Vol. 2. № 62. P. 69-100.
- Bone Q. Buoyancy and hydrodynamic functions of integument in the castor oil fish *Ruvettus pretiosus* (Pisces: Gempylidae) // Copeia. 1972. № 1. 78-87
- Bone, Q. Muscular and energetic aspects of fish swimming // In: Swimming and Flying in Nature, eds. Th. Wu, Ch. Brokaw, Cn. Bremer. Plenum Press. New York: 1975. P. 493-528.
- Bonthron R.J., Fejer A.A. A hydrodynamic study of fish locomotion // Proc. 4th U.S. Nat. Congr. Appl. Mech. Berkeley. California. 1962. P. 1249-1255.
- Bose N., Lien J. Propulsion of a fin whale (*Balaenoptera physalus*): why the fin whale is a fast swimmer // Proceedings of the Royal Society of London B 1989. Vol. 237. P. 175-200.
- Bose N., Lien J. Energy absorption from ocean waves: a free ride for cetaceans // Proc. R. Soc. Lond. 1990. B Vol. 240. P. 591-605.
- Bose N., Lien J., Ahia J. Measurements of the bodies and flukes of several cetacean species // Proc. R. Soc. Lond. B. 1990. Vol. 242. P.163-173.
- Breder C.M., Jr. Vortices and fish schools // Zoologica (USA). 1965. Vol. 50. № 2. P. 97-114.
- Brett J.R. The energy required for swimming by young sockeye salmon with a comparison of the drag force on a dead fish // Trans. Roy. Soc. Canada. 1963. ser. 4. № 1. P. 441-457.
- Brett J.R. The respiratory metabolism and swimming performance of young sockeye Salmon // J. Fish. Res. Board Canada. 1964. Vol. 5. № 1. P. 5.
- Brett J.R. The relation of size to rate of oxygen consumption and sustained swimming speed of sockeye salmon (*Oncorhynchus nerka*) // J. Fish. Res. Bd. Canada. 1965a. Vol. 22. № 6. P. 1491-1501.
- Brett J.R. The swimming energetics of salmon // Scient. Amer. 1965b. Vol. 213. № 2. P.80-85.
- Brett J.R. Energetic responses of salmon to temperature. A study of some thermal relations in the physiology and freshwater ecology of sockeye salmon (*Oncorhynchus nerka*) // Amer. Zoologist. 1971. Vol. 11. № 1. P. 99-113.
- Brokaw C.J. Bending moments in free-swimming flagella // J. Exp. Biol. 1970. Vol. 53. № 2. P. 445-464.
- Brown A.W. The dolphins: "Like an arrow they fly through the sea" // US Naval Inst. Proc. 1965. Vol. 91. № 7. P. 42.
- Brown C.A., Muir B.S. Analysis of ram ventilation of fish gills with application to skipjack tuna (*Katsuwonus pelamis*) // J. Fish. Res. Bd. Canada. 1970. Vol. 27. № 9. P. 1637-1652.
- Bushnell D.M., Hefner J.N., Ash R. L. Effects of compliant wall motion on turbulent boundary layers // Phys. Fluids 1977. № 10. P. 31-48
- Bushnell D.M., Moore K.J. Drag reduction in nature // Annu. Rev. Fluid Mech. 1991. № 23. P. 65-79.
- Chopra M.G. Hydromechanics of lunate-tail swimming propulsion // J. Fluid Mech. 1974. Vol. 64. Pt 2.

- P. 375-391.
- Chopra M.G. Lunate-tail swimming propulsion // In: *Swimming and fiving in nature* / Ed. T. Wu et al. N. Y.: Plenum press. 1975. P. 635-650.
- Chopra M.G. Large amplitude lunate-tail theory of fish locomotion // *J. Fluid Mech.* 1976. Vol. 74. Pt I. P. 161-182.
- Chopra M.G., Kambe T. Hydromechanics of lunate-tail swimming propulsion. Pt 2 // *J. Fluid Mech.* 1977. Vol. 79. Pt. I. P. 49-69.
- Clinch A.G. Miniature transducer assembly for measuring the properties of the wall-pressure field in turbulent flows // *JASA.* 1966. Vol. 40. № 1. P. 254.
- Coene, R. 1975. The swimming of slender fish-like bodies in waves // In: *Swimming and flying in nature* Pt. 2. ed. T.Y. Wu, C.J. Brokaw, and C. Brennan. Plenum. New York: P. 673-686.
- Cone C.D., Jr. The theory of induced lift and minimum induced drag of nonplanar lifting systems // *NASA TR-139.* 1962.
- Cox R.G. The motion of long slender bodies in a viscous fluid. Part 1. General theory // *J. Fluid Mech.* 1970. Vol. 44. Pt. 4. P. 791-810.
- Culik B., Wilson R.P., Bannasch R. Underwater swimming at low energetic cost by Pygoscelid penguins // *J. Exp. Biol.* 1994. (in press).
- Culik B., Wilson R.P., Bannasch R. Flipper-bands on penguins: what is the cost of a life-long commitment? // *Mar. Ecol. Prog. Ser.* 1993. Vol. 98. P. 209-214.
- Culik B., Bannasch R., Wilson R.P. External devices on penguins: how important is shape? // *Marine Biology.* 1994. № 118. P. 353-357.
- Curren, K. Designs for swimming: morphometrics and swimming dynamics of several cetacean species // M. Sc. Thesis. Memorial University of Newfoundland. St. John's. Newfoundland. 1992.
- Cutchen C.W.Mc. The trout tail fin: a self-cambering hydrofoil // *J. Biomech.* 1970. Vol. 3. № 3. P. 271-281.
- Debye P. A method for the determination of the mass of electrolytic ions // *Chem. Phys.* 1933. Vol. 1. № 1. P. 13-16.
- Donohae G.L., Tiederman W.G., Reischman M.M. Flow visualisation of the near-wall region in a drag-reduction channel flow // *J. Fluid Mech.* 1972. Vol. 56. Pt. 3. P. 559-575.
- DuBois A.B., Cavagna G.A., Fox R.S. Pressure distribution on body surface of swimming fish // *J. Exp. Biol.* 1974. Vol. 60. P. 581-591.
- DuBois A.B., Cavagna G.A., Fox R.S. The forces resisting locomotion in bluefish // In: *Swimming and flying in Nature. Symp. Pap. Abstr. Pasadena. Calif.:* 1974. P. 43.
- DuBois A.B., Cavagna G.A., Fox R.S. The forces resisting locomotion in bluefish // In: *Swimming and flying in Nature.* 1975. Vol. 2. P. 541-551.
- Ellis H.D. Effects of shear treatment on drag-reducing polymer solutions and fibre suspension // *Nature.* 1970. Vol. 226. № 5243. P. 352-353.
- Eskinasi S. Turbulence measurement in electrically conducting fluids // *The Phys. of Fluids.* 1958. Vol. 1. № 2.
- Essapian F.S. Speed-induced skin folds in the bottle-nosed porpoise *Tursiops truncatus* // *Breviora.* Museum of Comparative Zoology. Cambridge. Mass. 1955. Vol. 43. P. 1-4.
- Fierstine H. L., Walters V. Studies in locomotion and anatomy of sifishes // *Mem. South. Calif. Acad. Sci.* 1968. Vol. 6. P. 1-31.
- Finch R. Wingtip design // *Sport Aviut.* 1984. Vol. 33. № 3. P. 40-41
- Fish F.E. Aquatic locomotion // In: *Mammalian energetics: Interdisciplinary views of metabolism and reproduction* (T.E. Tomasi and T.H. Horton, eds.). Cornell University Press. Ithaca. 1992. 276 p.
- Fish F. E. Power output and propulsive efficiency of swimming bottlenose dolphins (*Tursiops truncatus*) // *J. exp. Biol.* 1993a. Vol. 185. P. 179-193.
- Fish F.E. Influence of Hydrodynamic design and propulsive mode on mammalian swimming energetics // *Aust. J. Zool.* 1993b Vol. 42. P. 79-101.
- Fish F.E. Comparative kinematics and hydrodynamics of dolphins // *American Zoologist* Vol. 32. № 142A.

- Fish F.E., Jeennifer F. Fegely, Cindy J. Xanthopoulos. Burst-and-coast swimming in schooling fish (*Notemigonus crysoleucas*) with implications for energy economy // *Comp. Biochem. Physiol.* 1991. Vol. 100A, № 3. P. 633-637.
- Fish F.E. and Hui, C.A. Dolphin swimming — a review // *Mamm. Rev.* 1991. Vol. 21. P. 181-195.
- Foche H. The cause for high swimming speeds of dolphins // *Z. Fluschaft.* 1965. Vol. 13. № 2. P. 54-61.
- Fong M.L., Yamada R.M., Friedl W.A. Post exercises skin temperature and heat flux of atlantic bottlenose dolphins (*Tursiops truncatus*) // Abstracts of the eighth biennial conference on the biology of marine mammals. Sos. for marine mammalogy. Pacific grove. California. 1989.
- Friedl W.A., Yamada R.M., Fong M.L., Haun J.E. Physical conditioning of bottlenose dolphins for bioenergetic studies // Abstracts of the seventh biennial conference on the biology of marine mammals. Sos. for marine mammalogy. Miami. Florida. 1987.
- Friedl W.A., Haun J.E., Fong M.L., Yamada R.M. Aerobic exercise by bottlenose dolphins // Abstracts of the eighth biennial conference on the biology of marine mammals. Sos. for marine mammalogy. Pacific grove. California. 1989.
- Fry F.E.G., Hart J.S. Cruising speed of goldfish in relation to water temperature // *J. Fish. Res. Bd. Can.* 1948. № 8. P. 169-175.
- Gadd G.E. Turbulence damping and drag reduction produced by additives in water // *Nature.* 1965. Vol. 206. № 4983. P. 463-467.
- Gans C. How snakes move // *Scientific American.* 1970. Vol. 222. № 6. P. 82-150.
- Gazley C. Laminar boundary-layer development and transition of fish-shaped bodies of revolution // In: *Swimming and flying in nature* Vol. 2. ed. T.Y. Wu, C.J. Brokaw, and C. Brennan. Plenum. New York: 1975. P. 651-652.
- Geib F.E. Measurements on the effect of transducer size on the resokboundary-layer pressure fluctuations // *JASA.* 1966. Vol. 40. № 5. P. 1247.
- Gero D.K. Power and Efficiency of Large Salt Water Fish // *Aeron. Engineering Rev.* 1952a. Vol. 1. P. 10-15.
- Gero D.R. The hydrodynamic aspects of fish propulsion // *Amer. Novit.*, 1952b. № 1601.
- Gilchrist R.B., Strawderman W.A. Experimental hydrophonic-size conformator for boundary-layer pressure fluctuation // *JASA.* 1965. Vol. 38. № 2. P. 298-302.
- Goforth, H.W., Jr. Ergometry (Exercise Testing) of the Bottlenose Dolphin // In: *The Bottlenose Dolphin.* 1990. Academic Press. Inc. P. 559-574.
- Goldsmith W. Biomechanical activities of some American and European institutions // *J. Biomech.* 1970. Vol. 3. P. 125-129.
- Goodman W. L., Howard. F.G. Axisymmetric bluff-body drag reduction through geometrical modifications // *J. Aircr.* 1985. Vol. 22. № 6. P. 516-22
- Gould R.K., Nyborg W.L. Imbedded thermistor for boundary layer measurements // *JASA.* 1959. Vol. 31. № 2. P. 249-250.
- Gray J. Studies in animal locomotion III. The propulsive mechanism of the Whiting // *J. Exp. Biology.* 1933a. Vol. 10. P. 391-400.
- Gray J. Studies of Animal Locomotion // *J. Exp. Biol.* 1933b. Vol. 10. P. 88-103.
- Gray J. Studies of Animal Locomotion. VI. The Propulsiv Power of the Dolphin // *J. Exp. Biol.* 1936. Vol. 13. № 2. P. 192-199.
- Grey J. Aspects of the locomotion of whales // *Nature.* 1948. № 4084. P. 199-200.
- Gray J. How animals move. Cambridge: 1953.
- Gray J. How fishes swim // *Scientific American.* 1957. Vol. 197. № 2. P. 48-54.
- Gray J. How fishes swim // *Scient. Amer.* 1957. Vol. 197. № 2. P. 48-54.
- Gray J. Animal Locomotion. Lond. Weidenfeld a. Nicolson. W I. 1961. 479 p.
- Gray J. Animal Locomotion. London. Acad. Press. 1968.
- Gray J., Lissman H.W. The locomotion of nematodes // *J. Exp. Biol.* 1964. Vol. 41. № 1. P. 135-154.
- Greenway Ph. Body form and behavioural types in fish // *Experientia.* 1965. Vol. 21. № 9. P. 489-498.
- Grillner S.S. On the generation of locomotion in the spinal dogfish // *Exp. Brain Res.* 1974. Vol. 20. № 5. P. 459-470.

- Grillner S., Kashin S. On the generation and performance of swimming fish // In: Neural control of locomotion / Ed. R.A. Herman et al. N. Y.; L Plenum press. 1976. P. 181-201.
- Grossman L.M., Shay E.A. Turbulent velocity measurements // Mech. Engn 1949. Vol. 71.
- Grossman L.M., Charwat A.E. The measurements of turbulent velocity fluctuations by the method of electromagnetic induction // Rev. Sci. Instrum 1952. № 23.
- Haider M., Lindsley D.B. Microvibrations in man and dolphin // Science. 1964. № 146. P. 36-48.
- Hall D.D., Armstrong M.E. An apparatus for quantitatively recording locomotor activity in fishes // Tex. J. Sci. 1969. Vol. 20. № 3. P. 237-242.
- Harrison J. H. Fish propulsion // Society of Automotiv Engineers. 1961. P. 307.
- Haun J.E., Hendricks E.W. Dolphin hydrodynamics. Physics news in 1987 - fluid dynamics // Physics today. 1988. P. 39
- Haun J.E., Hendricks E.W., Borkat F.R., Kataoka R.W., Carder D.A., Chun N.K. Dolphin hydrodynamics // Annual report FY 82. Technical report 935. 1983. Naval Ocean System Center. San Diego. California. 92152. 82 p.
- Herald E.S., Brownell R.L., Frye F.L., Morris E.J., Evans W.E., Scott A.B. Blind river dolphin: first sides-swimming cetacean // Science. 1969. Vol. 166. № 3911. P. 1408-1410.
- Hermans I.I. Charged Colloid Particles in an Ultrasonic Field // Philos. Mag. 1938. № 25. P. 26.
- Hertel H. Structure-Form-Movement. N. Y. Reinhold Publ. Corp. 1966. 258 p.
- Hertel H. Hydrodynamics of swimming and wave-riding dolphins // In: The Biology of Marine Mammals. H. T. Andersen (Ed.). N. Y.- Lond., Acad Press. 1969.
- Hoyt J.W. Hydrodynamic drag reduction due to fish slimes // In Swimming and flying in nature Vol. 2, ed. T.Y. Wu, C.J. Brokaw, and C. Brennan. Plenum Press, New York: 1975. P. 653-672. (Русский пер.: Хойт Дж. Снижение гидродинамического сопротивления рыбьей слизи. Сб.: Механика. Новое в зарубежной науке, ред. А.Ю. Ишлинский, Г.Г. Черный. М.: Мир. 1980. № 23. С. 128-145.)
- Hoyt J.W., Fabula A.G. The effect of additives on fluid friction // Washington. D.C. Office Naval Research. Dept.Navy. 1966. P. 947-957.
- Holst E., Kuchemann D. Biological and aerodynamical problems of animal flight // J. Roy. Aero. Soc. 1942. Vol. 46. № 374. P. 39-56.
- Hess F., Videler J.J. Fast continuous swimming of saithe (*Pollachius virens*): a dynamic analysis of bending moments and muscle power // J. Exp. Biol. 1984. Vol. 109. P. 229-251.
- Hui C. Power and speed of swimming dolphins // J. of Mammalogy. 1987. Vol. 68. № 1. P. 126-132.
- Hunter A.N., Jones T.B. The Debye Effect in Electrolytes and Colloids // Proc. Phys. Soc. 1962. Vol. 80. Pt. 3. № 515. P. 795-797.
- Iohannesseil C.L., Harder J.A. Sustained swimming speed of dolphins // Science. 1960. Vol. 132. Pt. 2. № 3439. P. 1550-1551.
- Jones D. R. Theoretical analysis of factors which may limit the maximum oxygen uptake of fish: the oxygen cost of the cardiac and branchial pumps // J. Theor. Biol. 1971. Vol. 32. № 2. P. 341-349.
- Kambe T. The dynamics of carangiform swimming motions // J. Fluid Mech. 1978. Vol. 87. Pt 3. P. 533-560.
- Karman T., Burgers J.M. General aerodynamic theory — perfect fluids // In: Aerodynamic theory. B.: Springer. 1934. Vol. 2. Chap. 5. P. 304-310.
- Karpouzian G., Spedding G., Cheng H.K. Lunate-tail swimming propulsion. Part 2. Performance analysis // J. Fluid Mech. 1990. Vol. 210. P. 329-351.
- Kasanof D. Porpoise paradox // Sea Frontiers. 1963. Vol. 9. № 1. P. 24-33.
- 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 // J. Fluid Mech. 1979. Vol. 90. P. 713 - 723.
- Kermack K.A. The propulsive powers of Blue and Fin whales // J. Exp Biol. 1948. Vol. 25. № 3. P. 237-240.
- Kelly H.R. Fish propulsion hydrodynamics // In: Developments in mechanics: Proc. 7th midwest, mech.

- conf. Michigan State Univ. 1961. Vol. I. P. 442-450.
- Kelly H.R., Rentz A.W., Siekmann J. Experimental studies on the motion of a flexible hydrofoil // *J. Fluid Mech.* 1964. Vol. 19. Pt I. P. 30-48.
- Kendall J.M. The turbulent boundary layer over a wall with progressive surface waves // *J. Fluid Mech.* 1970. Vol. 41. Pt. 2.
- Klausewitz W. Der Lokomotionsmodus der Flugelrochen (Myliobatoidei) // *Zool. Anz.* 1964. Vol. 173. № 2. P. 111-120.
- Kramer E. Zur Form und Funktion des Lokomotionsapparates der Fische // *Z. Wiss. Zool.* 1960. Vol. 163. № 1-2. P.1-36.
- Kramer M.O. Boundary layer stabilization by distributed damping // *J. Aeron. Sci.* 1957. Vol. 24. № 6.
- Kramer M.O. The dolphins' secret // *New Sci.* 1960a. Vol. 7. № 181 P. 1118-1120.
- Kramer M.O. Boundary layer stabilization by distributed damping // *J. Am. Soc. Naval Engrs.* 1960b. Vol. 72. P. 25-33.
- Kramer M.O. The dolphins' secret // *J. Am. Soc. Naval Engrs.* 1961. Vol. 73. P. 103-107.
- Kramer, M.O. Boundary layer stabilization by distributed damping // *Naval Eng. J.* 1962. Vol. 74. № 2. P. 341-348.
- Kramer M.O. Hydrodynamics of the dolphin // *Advances in hydroscience*, ed. Ven Te Chow. University of Illinois. Urbana. Illinois. Academic Press. N.Y. and Lond. 1965. № 2. P. 111-130.
- Kruger H.M., Saddler J.B., Chapman G.A., Tiasley I.J., Lowry R.R. Bioenergetics, exercise and fatty acids of fish // *Amer. Zoologist.* 1968. Vol. 8. № 1. P. 119-129.
- Kutty M.N. Oxygen consumption in the mullet *Liza macrolepis* with speciereference to swimming velocity // *Marine Biol.* 1969. Vol. 4. № 23. P. 239-242.
- Lan C.E. The unsteady quasi-vortex-lattice method with applications to animal propulsion // *J. Fluid Mech.* 1979. Vol. 93. № 4. P. 747-765.
- Landahl M.T. On the stability of a laminar incompressible boundary layer over a flexible surface // *J. Fluid Mech.* 1962. Vol. 13. № 24. P. 609-632.
- Lang T.G. Porpoise, whales and fish. Comparison of predicted and observe speeds // *Naval Eng. J.* 1963. Vol. 75. № 2. P. 437-441.
- Lang T.G. Hydrodynamic analysis of cetacean performance // In: *Whales Dolphins and Porpoises*. Ed. by K.S. Norris. Berkeley-Los Angeles. Univ Calif. Press. 1966a.
- Lang T. G. Hydrodynamic analysis of dolphin fin profiles // *Nature.* 1966b. Vol. 209. № 5028. P. 1110-1111.
- Lang, T.G. Speed, power, and drag measurements of dolphins and porpoises // In: *Swimming and flying in nature* Vol. 2, ed. T.Y. Wu, C.J. Brokaw, and C. Brennan. New York: Plenum. 1975. P. 553-572.
- Lang T.G. Daybell D.A. Porpoise performance tests in a seawater tank // NAVWEPS Rep. 8060—NOTS Techn. Report. 1963. № 3063. Naval Ordnance Test Station. China Lake. Calif.
- Lang T.G., Pryor K. Hydrodynamic Performance of Porpoises (*Stenella attenuata*) // *Science.* 1966. Vol. 152. № 3721. P. 531-533.
- Lang T.G., Norris K.S. Swimming speed of a Pacific bottinose porpoise // *Science.* 1966. Vol. 151. № 3710. P. 588-590.
- Lewis R.W. Fish cutaneous mucus: a new source of skin surface lipids // *Lipids* 1970. Vol. 5. № 11. P. 947-949
- Liebe W. Der Schwanzschlag der Fische // *VDI-Zeitschr.* 1963. Bd. 105. № 28. P. 1298-1302.
- Lighthill M.J. Note on the Swimming of Slender Fish // *J. Fluid Mech.* 1960a. Vol. 9. Pt 2. P. 305-317.
- Lighthill M.J. Mathematics and aeronautics // *J. Roy. Aeronaut Soc* 1960b. Vol. 64. № 595. P. 375-393.
- Lighthill M.S. Hydromechanics of aquatic animal propulsion // *Annu. Re Fluid Mech.* 1969. Vol. 1. Palo Alto Calif. Annual Revs. P. 413—446. (Рус. пер.: Лайтхилл М. Дж. Гидромеханика движения водных животных // Сб.: Механика. Новое в зарубежной науке, ред. А.Ю. Ишлинский, Г.Г. Черный, М.: Мир. 1972. № 1. С. 80-109).
- Lighthill M.J. How do fishes swim? // *Endeavour.* 1970a. Vol. 29. № 10. P. 77-97.
- Lighthill M.J. Aquatic animal propulsion of high hydromechanical efficiency // *J. Fluid Mech.* 1970b. Vol. 44. Pt 2. P. 265-301.

- Lighthill M.J. Large-amplitude elongated-body theory of fish locomotion // Proc. Roy. Soc. Lond. Ser. B. 1971. Vol. 179. № 1055. P. 125-138.
- Lighthill M.J. Mathematical biofluidynamics. Philadelphia (Pa): Soc. to industr. and appl. math. 1975a. 281 p.
- Lighthill, M.J. Aerodynamic aspects of animal flight // In: Swimming and Flying in Nature, eds. Th. Wu, Ch. Brokaw, Cn. Bremer. Plenum Press. New York: 1975b. P. 423-491.
- Lighthill M.J. Mathematical theories of fish swimming // In: Fisheries mathematics / Ed. J. H. Steele. L., N. Y., Acad. Press. 1977a. P. 131-144.
- Lighthill M.J. Introduction to the scaling of aerial locomotion // In: Scale Effects in Animal Locomotion. ed. T. J. Pedley. 1977b. P. 365-404. London: Academic
- Little R.C., Wiegard M. Drag reduction and structural turbulence in flowing poliox solutions // J. App. Polym. ScL. 1970. Vol. 14. № 2. P. 409-419.
- Lush P. A. Errors in static pressure measurements by probes in a fluctuating flow // J. Sound, and Vibrat. 1973. Vol. 26. № 3. P. 429-431.
- Madigosky W.M., Lee G.F., Haun J., Borkat F., Kataoka R. Acoustic surface wave measurements on live bottlenose dolphins // J. Acoust. Soc. Am. 1986. Vol. 79. № 1. P. 153-159.
- Magnuson J.I. Tank facilities for tuna behaviour studies // Progress. Fish-Culturist. 1965. Vol. 27. № 4. P. 230-233.
- Magnuson J. I. Locomotion by scombroid fishes: hydromechanics, morphology and behaviour // Fish physiology. Acad. Press. 1978. Vol. 7. P. 240-315.
- Mair. W.A. The distribution of pressure on an aerofoil in a stream with a spanwise velocity gradient // Aeronaut. 1955. Vol. 6. P. 1-12
- Masuda H., Araga C., Yoshino T. Coastal fishes of Southern Japan. Tokyo: Tokai Univ. Press. 1975.
- McGuthen C.W. The trout tail fin: A self-cambering hydrofoil // J. Biomechanics. 1970. Vol. 3. № 3. P. 271-281.
- Moore K.J. Observations of the flow around swimming dolphin using bioluminescence // Тез. докл. Межд. Конф. "Плавание и полет в природе и технике AQUAPROP'95". 1995. С.-Петербург, СПбГМТУ.
- Muller U.K. In the wake of the fish: a brief introduction to the hydrodynamics and kinematics of fish swimming // In: In the wake of the fish: on the hydrodynamic interactions between swimming fish and water, the effects of the ontogenetic stages and swimming kinematics. 1997. P. 1-18.
- Muller U.K., Videler J.J. Inertia as a "safe harbour": do fish larvae increase length growth to escape viscous drag? // In: In the wake of the fish: on the hydrodynamic interactions between swimming fish and water, the effects of the ontogenetic stages and swimming kinematics. 1997. P. 21-31.
- Muller U.K., Stamhuis E.J. Videler J.J. Hydrodynamics of unsteady fish swimming and the effect of body size: comparing fish larvae and adults // In: In the wake of the fish: on the hydrodynamic interactions between swimming fish and water, the effects of the ontogenetic stages and swimming kinematics. 1997. P. 33-59.
- Muller U.K., Bart L.E. van den Heuvel., Stamhuis E.J. Videler J.J. Fish foot prints: morphology and energetics of the wake behind a continuously swimming mullet (*Chelon labrosus*) // In: In the wake of the fish: on the hydrodynamic interactions between swimming fish and water, the effects of the ontogenetic stages and swimming kinematics. 1997. P. 61-85.
- Muller U.K., Stamhuis E.J. Videler J.J. Wake formation and swimming kinematics in mullet (*Chelon labrosus*) // In: In the wake of the fish: on the hydrodynamic interactions between swimming fish and water, the effects of the ontogenetic stages and swimming kinematics. 1997. P. 87-109.
- Muller U.K., Smit J.H., Stamhuis E.J. Videler J.J. Wake generation in undulatory fish swimming: swimming kinematics and flow fields of eel (*Anguilla anguilla*) // In: In the wake of the fish: on the hydrodynamic interactions between swimming fish and water, the effects of the ontogenetic stages and swimming kinematics. 1997. P. 111-133.
- Naotsuqu Jashiki, Hirchisa Morikawa, Hisashi Kato, Hirishi Yanagihara, Yutaka Wada. The study on a propulsion system by fin stroke // Bull. of Marine Engineering Society in Japan. 1980. Vol. 8. № 1. P. 74-77.

- Narasako Y. Drag of fish // *J. Seibu. Zosenkai.* 1973. № 45. P. 1-15.
- Norris K.S., Prescott J.H. Observations on Pacific cetaceans of Californian and Mexican waters // *University of California Publications in Zoology.* Ed.: (Los Angeles): W.H. Furgason, R.B. Cowles, T.L. Jahn. Vol. 63. № 4. P. 291-402.
- Newman J.N. The force on a slender fish-like body // *J. Fluid Mech.* 1973. Vol. 58. Pt 4. P. 689-702.
- Newman J.N., Wu T. Y.-T. A generalized slender-body theory for fish-like forms // *J. Fluid Mech.* 1973. Vol. 57. Pt. 4. P. 673-693.
- Newman J.N., Wu T. Y.-T. Hydromechanical aspects of fish swimming // In: *Swimming and flying in nature* / Ed. T. Wu et al. N. Y.: Plenum press. 1975. P. 615—634.
- Niiler P.P., White H.J. Note on the swimming deceleration of a dolphin // *J. Fluid Mech.* 1969. Vol. 38. Pt. 3. P. 613-617.
- Nursall J.R. A method of analysis of the swimming of fish // *Copeia.* 1958. № 2. P. 136-141.
- Nursal J.R. The caudal fin as a hydrofoil // *Evolution.* 1958b. Vol. 12. № 1.
- Osborne M.F.M. The hydrodynamical performance of migratory salmon // *J. Exp. Biol.* 1961. Vol. 38. № 2. P. 365-390.
- Packard A. Cephalopods and fish: the limits of convergence // *Biol. Rev.* 1972. Vol. 47. № 2. P.241-307.
- Palmer E., Weddell G. The relationship between structure, innervation and function of the skin of the bottinose dolphin (*Tursiops truncatus*) // *Proc. Zool. Soc. Lond.* 1964. Vol. 143. № 4. P. 553-568.
- Pao S.K, Siekmann J. Note on the Smith-Stone theory of fish propulsion // *Proc. Roy. Soc. London A.* 1964. Vol. 280. P. 398-408.
- Parry D.A. The swimming of whales and a discussion of Gray's paradox // *J. Exp. Biol.* 1949. Vol. 26. № 1. P. 24-34.
- Patel V. C., Head M. R. 1968. Reversion of turbulent to laminar flow // *J. Fluid Mech.* Vol. 34. № 2.
- Perry B., Acosta A. J., Kicenink T. Simulated wave riding dolphins // *Nature.* 1961. Vol. 192. № 4798. P. 148-150.
- Petersen C.G.J. The motion of Whales during swimming // *Nature.* 1925. Vol. 116. № 2913. P. 327-329.
- Picken J., Crowe C.T. Performance efficiency of swim fins // *Ocean Engng.* 1974. Vol. 2. P. 251-258.
- Pilleri G. *Platanista gangetica*, a dolphin that swims on its side // *Rev. Suisse zool.* 1970. Vol. 77. № 2. P. 305-307.
- Possio C. *Aerotecnica.* 1940. Vol. 20. P. 655-681
- Prange H.D., Schmidt-Nielsen K. The metabolic cost of swimming in ducks // *J. Exp. Biol.* 1970. Vol. 53. № 3. P. 763-777.
- Purves P.E. Locomotion in whales // *Nature.* 1963. Vol. 197. № 4865. P. 334-337.
- Purves P.E., Dudok van Heel W.H., Jonk A. Locomotion in dolphins. Part 1: Hydrodynamic experiments on a model of the bottle-nosed dolphin, *Tursiops truncatus*, (Mont.) // *Aquatic mammals.* 1975. Vol. 3. № 1. P. 4-31.
- Rayner M.D., Keenan M. J. Role of red and white muscles in the swimming of the skipjack tuna // *Nature.* 1967. Vol. 214. № 5086. P. 392-393.
- Raschi W.G., Musick J.A. Hydrodynamic aspects of shark scales // *NASA CR-3963.* 1986.
- Reece J.W., Uldrick J. P., Siekmann J. Some recent development in sea animal locomotion hydrodynamics // *Theor. and Appl. Mech.* 1964. Vol. 2. P. 337-349.
- Rehman Ph.D. "Project Notty". A Study of sea animal propulsion and acoustics // *U.S. Naval Ordnance Test Station. China.* 1961.
- Reif W.-F. Protective and hydrodynamic function of the dermal skeleton of Elasmobranchs // *Ncuex Juhl-h. Geol. Puliwntol. Ahh* 1978. № 157. P. 133-141
- Reif W.-E. Morphogenesis and function of the squamation in sharks // *Ncuex Juhl-h. Geol. Puliwntol. Ahh.* 1982. № 164. P. 172-183
- Reif W.-E., Dinkelacker A. Hydrodynamics of the squamation in fast-swimming sharks // *Ncuex Juhl-h. Geol. Puliwntol. Ahh.* 1982. № 164. P. 184-187.
- Richardson E.G. The physical aspects of fish locomotion // *J. Exp. Biol.* 1936. Vol. 13. № 1. P. 63-74.
- Rohr J., Hendricks E. Experimental observations of dolphin induced bioluminescence. Review Meeting on bio-locomotion and rotational flow over compliant surfaces // *Abstract Theses.* John Hopkins

- University, Homewood Campus, Baltimore, Maryland. 1995.
- Rohr J., Latz M.I., Fallon S., Nauen J.C., Hendricks E. Experimental approaches towards interpreting dolphin-stimulated bioluminescence // *J. Exp. Biol.* 1998. Vol. 201. P. 1447-1460.
- Rohr J., Losee J., Anderson G. The response of bioluminescent organisms to fully developed pipe flow // Technical Report 1360. Naval Command, Control and Ocean Surveillance Center. RDT&E Division. San Diego, CA, 92152-5001. 1994.
- Rosen M.W. Experiments with swimming fish and dolphins // Paper. Amer. Soc. Mech. Engrs. N WA-203. 1961. P. 1-11.
- Rosen M.W., Cornford N.E. Fluid friction of fish slimes // *Nature*. 1971. Vol. 234. № 5323. P. 49-51.
- Roth W. Eine Theorie über die Schwimmbewegung von Fischen // *Acta Mechanica*. 1974. Vol. 20. P. 285-301.
- Rutgers A. Supersonic Vibration Potentials and Centrifugation. Potentials // *Nature*. 1946. Vol. 157. P. 74-76.
- Sainsbury J.C. The porpoise myth? // *Ship and Boat Builder*. 1963. Vol. 16. № 11. P. 38-40.
- Schleemer H.H. Effects of pressure gradients on turbulent boundary-layer wall-pressure fluctuations // *JASA*. 1966. Vol. 40. № 5. P. 1254.
- Schmidt E.M. Cresci R.J. Hot wire anemometry in low density flows // *AIAA*. 1970. № 589. P. 20.
- Scholander P.F. Wave-riding dolphins: how do they do it? // *Science*. 1959. Vol. 129. № 3356. P. 1085-1087.
- Schwarz L. Berechnung der Druckverteilung einer Harmonics sich verforeinenden Tragfläche in ebener Stromung // *Luftfahrt-Forschungsber.* 1940. Bd. 17. № 11/12.
- Shigemitsu J. Experimental studies on laminar sub-layer in turbulent boundary-layer in valving separation // *J. Phys. Soc. Japan*. 1957. Vol. 2. № 2.
- Siekman J. Theoretical studies of sea animal locomotion, part 1 // *Ingenieur-Archiv*. 1962. Bd. 31. № 3. P. 214-227.
- Siekinann J. Theoretical studies of sea animal locomotion, part 2 // *Ingenieur-Arch.* 1963. Bd. 32. № 1 P. 40-53.
- Siekman J. On a pulsation jet from the end of a tube, with application to the propulsion of certain aquatic animals // *J. Fluid Mech.* 1963. Vol. 15. Pt. 3. P. 399-418.
- Silberberg G.G. Sea animal-locomotion and fish-propulsion studies // In: *Whales, Dolphins and Porpoises*. K.S. Norris (Ed.). Berkeley, Los Angeles, Univ. Calif. Press. 1966. P. 477-481.
- Skudrzyk E.J., Haddle G.P. Effect of the Size of the Sound Receiver on the Received Noise Level for Boundary Layer Flow Noise // *JASA*. 1960. Vol. 32. № 7. P. 921.
- Slijper E.J. Locomotion and locomotory organs in whales and dolphins (Cetacea). In: *Vertebrate Locomotion* // *Symp. Zool. Soc. Lond.* 1961. № 5. P. 77-94.
- Slijper E.J., *Whales*. Transl. from. *Walwissen*. London, Hutchinson. 1962.
- Smith E.H., Stone D.E. Perfect fluid forces in fish propulsion: The solution of the problem in an elliptic cylinder co-ordinate system // *Proc. Roy. Soc. London A*. 1961. Vol. 261. № 1306. P. 316-328.
- Smith H. Some experiments of the oxygen consumption of goldfish (*Carassinsauratus LI*) in relation to swimming speed // *Canad. J. Zool.* 1965. Vol. 43. № 4. P. 623-633.
- Sparenberg J.A. On the partial optimization of lifting surface system; linear theory // Тез. докл. Межд. Конф. "Плавание и полет в природе и технике AQUAPROP'95". 1995. С.-Петербург, СПбГМТУ.
- Spillman. J.J. The use of wing tip sails to reduce vortex drag // *Aeronaut. J.* 1978. № 82. P. 387 95
- Steve Leatherwood W., Evans E., Dale W. Rice. The whales, dolphins porpoises of the eastern North Pacific: A guide to their identificatiol: the water. Nat. Ocean and Atmos. Administration Property. 1972. 343 p.
- Swanson W.M. Some observations of fish propulsion: qualitative boundary layer considerations // In: *Developments in Mechanics*. 1965. Vol. 2. Pt. 1.
- Taggart R. A look at the future in marine propulsion // *Naval Engrs. J.* 1963. Vol. 75. № 2. P. 375-384.
- Taneda S., Tomonari Y. An Experiment on the flow around a waving plat // *J. Phys. Soc. Jap.* 1974. Vol. 36. № 6. P. 1683-1689.
- Taylor G. Analysis of the swimming of long and narrow animals // *Proc. Roy. Soc. Lond.* 1952. Ser. A.

- Vol. 214. № 1117. P. 158-183.
- The Bottlenose Dolphin, ed. Stephen Leatherwood, Randall R. Reeves. Academic Press. Inc. Harcourt Brace Jovanovich. Publishers. San Diego. New York. Berkeley. Boston. London. Sydney. Tokyo. Toronto. 1990. 654 p.
- Theodorsen T. General theory of aerodynamic stability and the mechanism of flutter // NACA Rep. 1935. 496 p.
- Timoshenko S., Woinowsky-Krieger S. Theory of plates and shells. McGRAW-HILL BOOK COMPANY. INC. New York. Toronto. London. 1959. 636 p.
- Toles G.E. The extraordinary world of the dolphin // Animals. 1970. Vol. 13. № 7. P. 308-311.
- Toms B.A. Some observations on the Flow of linear polymer solutions through straight tubes at large Reynolds numbers // Proceedings 1-st International Congress on Theology. Schreveningen. Netherlands. 1948. Vol. 2. P. 135-141.
- Trurston S., Jones R.D. Experimental model studies of non-Newtonian soluble coatings for drag reduction // J. Aircraft. 1965. Vol. 2. № 2. P. 122-126.
- Tuck E.O. A note on a swimming problem // J. Fluid Mech. 1968. Vol. 31. Pt. 2. P. 305-308.
- Tuck E.O. Effect of span-wise variation in amplitude on the thrust-generating performance of a flapping wing // In: Swim and Flight in Nature. 1975. Vol. 2. P.953-973.
- Tucker V.A. Energetic cost of locomotion in animals // Comp. Biochem. physiol. 1970. Vol. 34. № 4. P. 841-846.
- Uldrick J.P. On the propulsion efficiency of swimming flexible hydrofoils of finite thickness // J. Fluid Mech. 1968. Vol. 32. Pt I. P. 29-53.
- Uldrick J.P., Siekmann J. On the swimming of a flexible plate of arbitrary finite thickness // J. Fluid Mech. 1964. Vol. 20. Pt 1. P. 1-33.
- van Dam C.P. Efficiency characteristics of crescent-shaped wings and caudal fins // Nature. 1987. Vol. 325. P. 435-437.
- Videler J.J. Swimming movements, body structure and propulsion in cod (*Gadus morhua*) // In: Vertebrate locomotion (ed by M.H.Day). Zool. Soc. Lond. Academic press. 1981. P. 1-27
- Videler J.J. Fish swimming movements: a study of one element of behaviour // Neth. J. Zool. 1985. Vol. 35. № 1,2. P. 170-185.
- Videler J.J. Fish swimming. Chapman and Hall. Lond. Glasgow. New York. Tokio. Melbourne. Madras. 1993. 260 p.
- Videler J.J., Hess F. Fast continuous swimming of two pelagic predators, saithe (*Pollachius virens*) and mackerel (*Scomber scombrus*): a kinematic analysis // J. Exp. Biol. 1984. № 109. P. 209-228.
- Videler J.J., Kamermans P. Differences between upstroke and downstroke in swimming dolphins // J. Exptl. Biol. 1985. Vol. 119. P. 265-274.
- Vijgen. P.M., H. W. van Dam C.P., Holmes, B.J. Sheared wing-lip aerodynamics: wind tunnel and computational investigation // J. Aircr. 1989. Vol. 26. № 3. P. 207-213
- Vijgen. P. M., H. W. van Dam C. P., Holmes. B.J., Howard. F.G. Wind tunnel investigations of wings with serrated sharp trailing edges // Proc. Conf. Notre Dume. Ind. Berlin: Sprinaer-Verlag. 1990.
- Walsh. M. J., Lindemann. A.M. Optimization and application of orifibrics for tur-bulent drag reduction // AIAA Pap. 1984. №. 84 -0347
- Walters V. Body form and swimming performance on the scombroid fishes // Amer. Zoologist. 1962. № 2. P. 143-149.
- Walters V. The "Problematic" hydrodynamic performance of Gero's Great Barracuda // Nature. 1966. Vol. 212. № 5058.
- Walters V., Fierstine H.L. Measurements of swimming speeds of Yellowfin Tuna and Wahoo // Nature. 1964. Vol. 202. № 4928. P. 208-209.
- Watts E.H. The relationship of fish locomotion to the design of ships // In: Vertebrate Locomotion. Simpos. Zool. Soc. London. 1961. № 5. P. 37-41.
- Webb P.W. The swimming energetics of trout. 1. Thrust and power output at cruising speeds // J. Exp. Biol. 1971a. Vol. 55. № 2. P. 489-520.
- Webb P.W. The swimming energetics of trout. 2. Oxygen consumption and swimming efficiency // J. Exp.

- Biol. 1971b. Vol. 55. № 2. P. 521-540.
- Webb P. W. Hydrodynamics and energetics of fish propulsion // Bull. Fish. Res. Bd Can. 1975. Vol. 190. P. 1-159.
- Webb P. W. Hydrodynamics: nonscombroid fish // In: Fish physiology. Acad. press. 1978. Vol. 7. P. 189-237.
- Weihls D. Hydromechanics of fish schooling // Nature. 1973a. № 241. P. 290-291
- Weihls D. Mechanically efficient swimming techniques For fish with negative buoyancy // J. Mar. Res. 1973b. № 31. P. 194-209
- Weihls D. Energetic advantages of burst swimming of fish // J. Theor. Biol. 1974. Vol. 48. P. 215-229.
- Weihls D. Some hydrodynamical aspects of fish schooling // In: Swimming and flying in nature. ed. T.Y. Wu, C.J. Brokaw, and C. Brennan. Plenum. New York: 1975. Vol. 2. 703-718.
- Weinmann A. Phenomenological theory of ultrasonic vibration potentials inliquids and electrolytes // Proc. Phys. Soc. 1959. Vol. 73. Pt. 3. № 471. P. 345-353.
- Weinmann A. Theory of ultrasonic vibration potentials in pure liquids // Proc. Phis. Soc. 1960. Vol. 75. Pt. 1. № 481.
- Willmarth W.W. Wall pressure fluctuations in a turbulent boundary layer // JASA. 1956. Vol. 28. № 6. P. 1048.
- Willmarth W.W., Wooldridge C.E. Measurements of the fluctuating pressure at the wall beneath a thick turbulent boundary layer // J. Fluid Mech. 1962. Vol. 14. Pt. 2.
- Wood F.G. Marine mammals and man. Washington - New York. 1973.
- Woodcock A.H. The swimming of dolphins // Nature. 1948. Vol. 161. P. 602.
- Wu T.Y.-T. Swimming of a waving plate // J. Fluid Mech. 1961. Vol. 10. Pt. 3. P. 321-344.
- Wu T.Y.-T. Accelerated swimming of a waving plate // In: IV Symp. on naval hydrodynamics. Wash. 1964a. P. 457-473.
- Wu T.Y.-T. Hidromechanics of swimming propulsions // J. Fluid Mech. 1964b. Vol. 16. Pt. 1. P. 2.
- Wu T.Y.-T. Hydromechanics of swimming propulsion. Pt 1. Swimming of a two-dimensional flexible plate at variable forward speeds in an inviscid fluid // J. Fluid Mech. 1971a. Vol. 46. Pt 2. P. 337—355.
- Wu T.Y.-T. Hydromechanics of swimming propulsion. Pt 2. Some optimumshape problems // J. Fluid Mech. 1971b. Vol. 46. Pt 3. P. 521—544.
- Wu T.Y.-T. Hydromechanics of swimming propulsion. Pt 3. Swimmings and optimum movements of slender fish with side fins // J. Fluid Mech. 1971c. Vol. 46. Pt 3. P. 545-568.
- Wu T.Y. Extraction of flow energy by a wing oscillating in waves // J. Ship Res. 1972. Vol. 14. № 1. P. 66-78.
- Wu T.Y. Introduction to the scaling of aquatic animal locomotion. Ed. T.J. Pedley. 1977. Academic Press. London. P. 203-232. (Рус. пер.: Ву Т. О масштабном эффекте для передвижения водных животных // Механика. Новое в зарубежной науке. ред. А.Ю. Ишлинский, Г.Г.Черный. М.: Мир. 1980. № 23. С. 79-112).
- Wu T. Y.-T., Chwang A.T. Extraction of flow energy by fish and birds in a wavy stream // In: Swimming and flying in nature / Ed. T. Wu et al. N. Y.: Plenum Press. 1975. P. 687-702. (Рус. пер.: Ву Т. Чуонг А. Получение рыбами и птицами энергии из волнового потока // Сб.: Механика. Новое в зарубежной науке. Ред. А.Ю. Ишлинский, Г.Г. Черный. М.: Мир. 1980. № 23. С. 113-127).
- Wu T.Y., Chwang A.T., Wang P.K.C. Optimization problems in hydrofoil propulsion // In: Optimization and Stability problems in continuum mechanics. Ed. P.K.C. Wang. Lecture Notes in Physics. Springer-Verlag. 1973. Vol. 21. P. 38-62.
- Yasui W.Y. Morphometrics, hydrodynamics and energetics of locomotion for a small cetacean, Phocoena phocoena (L.) // M.Sc. thesis. University of Guelph. Ontario. 1981.
- Yates G.T. Hydrodynamics of body and caudal fin propulsion // In: Fish Biomechanics (ed. P. W. Webb and D. Weihls). New York: Praeger. 1983. P. 177-213.
- Yuen H.S.H. Behavior of skipjack tuna, Katsuwonus pelamis, as determined by tracking with ultrasonic devices // J. Fish. Res. Bd. Canada. 1970. Vol. 27. № 11. P. 2071-2079.
- Yeager E., Booker J., Hovorka F. Ultrasonic vibration potentials in Non ionic liquids // Proc. Phis. Soc. 1959. Vol. 73. Pt. 4. № 472. P.690-691.

Оглавление

Предисловие	3
Введение	4
Глава 1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ПЛАВАНИЯ	9
1.1. Плоская задача	9
1.1.1. Теория тонкого, волнообразно колеблющегося профиля	9
1.1.2. Сравнение с экспериментом	13
1.1.3. Профиль в переменном во времени потоке	14
1.1.4. Влияние толщины колеблющегося профиля на развиваемые им гидродинамические силы	17
1.1.5. Влияние свободной поверхности жидкости на величину тяги, создаваемой двумерной тонкой пластинкой	22
1.1.6. Возможность получения животными энергии из волнового потока	24
1.1.7. Гипотеза о роли локомоторной волны в уменьшении гидродинамического сопротивления рыб и дельфинов	28
1.2. Пространственная задача	31
1.2.1. Теория тонкого рыбоподобного тела	31
1.2.2. Теория плавания рыб с большой амплитудой колебаний тела	44
1.3. Теория плавания животных с полулунным хвостовым плавником	49
1.3.1. Двумерная линеаризованная теория полулунного плавника	49
1.3.2. Дальнейшее развитие теории полулунного плавника	52
1.3.3. Сравнение с экспериментом	60
1.3.4. Особенности scombroидного способа плавания	65
1.3.5. Применимость гипотезы стационарности при оценке гидродинамических сил, развиваемых полулунным плавником	71
1.3.6. Гидродинамические силы, действующие на жесткое крыло при его движении с большими амплитудами поперечных и угловых колебаний	73
1.4. Оценка предельных значений тяги и КПД движителей рыб и дельфинов при стремлении фазовой скорости локомоторной волны к скорости движения тела	88

1.5. Роль звука в эволюции локомоторной функции рыб	92
Глава 2. ЗАКОН ДЕФОРМАЦИИ ТЕЛА АКТИВНО ПЛЫВУЩЕЙ РЫБЫ ИЛИ ДЕЛЬФИНА	103
2.1. Анализ существующих гипотез о законе деформации тела рыбы или дельфина	103
2.2. Сравнение с экспериментом	106
2.3. Гипотеза о зависимости фазовой скорости локомоторной волны от координаты	113
2.4. Закон деформации тела активно плывущего дельфина	120
2.4.1. Оценка параметров, входящих в закон деформации тела дельфина	122
Глава 3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ НА ТЕЛЕ РЫБ И ДЕЛЬФИНОВ, ОБУСЛОВЛЕННОЕ КОЛЕБАТЕЛЬНЫМ ХАРАКТЕРОМ ЕГО ДВИЖЕНИЯ	126
3.1. Роль колебаний тела рыбы или дельфина в создании градиента давления	126
3.1.1. Угловая зависимость распределения динамического давления на теле животного	129
3.2. Роль хвостовой лопасти в создании градиента давления....	130
3.2.1. Влияние вихревой пелены	130
3.2.2. Влияние поля диполя	133
3.3. Сравнение результатов математического моделирования с экспериментальными данными, полученными на рыбах	134
Глава 4. ОСНОВЫ СТАТИСТИЧЕСКОЙ БИОГИДРОДИНАМИКИ ..	137
4.1. Основы теории пограничного слоя	137
4.1.1. Ламинарный пограничный слой	140
4.1.2. Переход ламинарного обтекания в турбулентное	148
4.1.3. Турбулентный пограничный слой	151
4.1.4. Статистические характеристики гидродинамических полей	157
4.2. Методы и приборы для анализа случайных процессов	166
4.2.1. Краткие сведения о случайных процессах и их характеристиках	167
4.2.2. Особенности анализа нестационарных процессов .	186
Глава 5. МЕТОДЫ И ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ КИНЕМАТИКИ И ГИДРОДИНАМИКИ ДЕЛЬФИНОВ	191
5.1. Приборы и методы для биогидродинамических исследований	191

5.1.1. Приемники пульсаций давления, предназначенные для работы на дельфинах	191
5.1.2. Приемники пульсаций скорости	199
5.1.3. Оценка эффективного размера чувствительного элемента приемников пульсаций скорости и давления	205
5.1.4. Методы градуировки приемников пульсаций скорости и давления	213
5.1.5. Измерители скорости обтекания	227
5.1.6. Измеритель касательных напряжений	233
5.1.7. Методы изучения кинематики дельфинов. Акселерометры	234
5.1.8. Методы измерения скорости плавания дельфина ...	236
5.2. Методы и приборы для регистрации биогиродинамической информации	246
5.2.1. Общие понятия	248
5.2.2. Телеметрия в биогиродинамике	252
5.2.3. Магнитофоны для подводной записи	257
5.2.4. Способы крепления измерительной аппаратуры на дельфине	264
5.2.5. Измерение присоединенной массы тел сложной формы	273
5.2.6. Методы стимулирования плавания дельфинов с возможно большей скоростью	277
Глава 6. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ	280
6.1. Кинематика тела дельфина	280
6.2. Кинематика хвостовой лопасти дельфина	289
6.2.1. Определение положения оси вращения лопасти	290
6.2.2. Линейные колебания лопасти	295
6.2.3. Определение положения оси вращения лопасти	296
6.2.4. Определение углов наклона лопасти дельфина и ее траектории движения к горизонтальной оси	300
6.2.5. Определение угла атаки хвостовой лопасти дельфина	304
6.3. Скорость обтекания тела дельфина потоком воды и распределение на нем динамического давления	307
6.3.1. Скорость обтекания тела дельфина потоком воды и распределение на нем динамического давления	307
6.3.2. Обтекание колеблющегося резинового клина	310

6.4. Пульсации давления в пограничном слое дельфина	311
6.5. Касательные напряжения в пограничном слое дельфина ...	317
6.6. Переход ламинарного обтекания дельфина в турбулентное	319
6.7. Результаты корреляционных измерений в пограничном слое дельфина	321
6.8. Проверка гипотезы о кожном дыхании дельфинов	325
Глава 7. ОЦЕНКА ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ДЕЛЬФИНОВ ПО ИЗМЕРЕННЫМ КИНЕМАТИЧЕСКИМ И ГИДРОДИНАМИЧЕСКИМ ПАРАМЕТРАМ. СРАВНЕНИЕ ТЕОРИИ И ЭКСПЕРИМЕНТА	330
7.1. Оценка теоретического распределения динамического давления на поверхности тела дельфина и сравнение с экспериментом	330
7.1.1. Динамическое давление, обусловленное колебаниями тела дельфина	330
7.1.2. Динамическое давление, обусловленное колебаниями хвостовой лопасти	336
7.2. Тяга, гидродинамическое сопротивление и коэффициент полезного действия	342
7.2.1. Тяга	343
7.2.2. Распределение тянущей силы и тяги вдоль тела дельфина	354
7.2.3. Коэффициенты сопротивления и полезного действия	360
7.3. Предельная скорость плавания	363
7.4. Оценка формы тела дельфинов и других китообразных	367
7.5. Гидродинамика дельфинов в свете последних данных	369
Заключение	372
Библиография	373

Романенко Евгений Васильевич
ГИДРОДИНАМИКА РЫБ И ДЕЛЬФИНОВ

М.: изд-во КМК. 2001. 411 с.

Научное издание

ООО “Товарищество научных изданий КМК”
111531 Москва, шоссе Энтузиастов 100-5-56
ЛР № 070831 от 14.04.1998 г.

Подписано в печать 27.06.2001 г. Объем 34,25 печ.л.
Гарнитура Times New Roman. Печать офсетная. Тираж 400 экз.
Отпечатано в типографии ООО “Галлея-Принт”
Москва, 5-я Кабельная ул., 26



Е.В. Романенко. ГИДРОДИНАМИКА РЫБ И ДЕЛЬФИНОВ. М.: изд-во КМК. 2001. 411 с.

В книге приведены результаты многолетнего теоретического и экспериментального изучения механизмов плавания рыб и дельфинов. Дан критический анализ состояния биогидродинамических исследований. Приведены аргументы в пользу гипотезы английского зоолога Дж. Грея о наличии у дельфинов механизмов управления пограничным слоем и снижения гидродинамического сопротивления трения (“Парадокс Грея”). Сформулированы задачи дальнейших исследований.

Книга рассчитана на специалистов в области биогидродинамики и студентов.

