

Е. В. РОМАНЕНКО

ОСНОВЫ
СТАТИСТИЧЕСКОЙ
БИОГИДРОДИНАМИКИ



ИЗДАТЕЛЬСТВО • НАУКА •

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ИНСТИТУТ ЭВОЛЮЦИОННОЙ МОРФОЛОГИИ И ЭКОЛОГИИ ЖИВОТНЫХ
им. А. Н. СЕВЕРЦОВА

Е. В. РОМАНЕНКО

ОСНОВЫ
СТАТИСТИЧЕСКОЙ
БИОГИДРОДИНАМИКИ



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

МОСКВА

1976

УДК 532

Романенко Е. В. Основы статистической биогидродинамики. М., «Наука», 1976. 168 с.

В монографии изложены основы статистической гидродинамики морских животных (рыб, дельфинов, ластоногих), в том числе понятия о пограничном слое, устойчивости ламинарного обтекания, гидродинамические проблемы турбулентного шума, турбулентный пограничный слой, его статистические характеристики и особенности при обтекании животных. Приведены обзорные сведения об экспериментальных методах изучения гидродинамики животных, особенностях анализа нестационарных процессов, а также оригинальные результаты исследования гидродинамики рыб, дельфинов и байкальского тюленя.

Монография рассчитана на биологов и инженеров негидродинамических специальностей, работающих в области гидробионики, а также студентов биологических и технических факультетов ВУЗов.

Илл. 111. Табл. 1, список лит. 327 назв.

Ответственные редакторы

академик В. Е. СОКОЛОВ,

доктор техн. наук проф. Л. Ф. КОЗЛОВ

Р 221004-145
055(02)-76 625-76, кн. 2

© Издательство «Наука», 1976 г.

ВВЕДЕНИЕ

За последние полтора-два десятка лет гидродинамика водных животных вообще и гидродинамика быстроплавающих животных привлекла к себе особенно пристальное внимание большой группы ученых, преимущественно биологов. Это явилось естественной реакцией на техническую революцию. Запросы практики заставили ученых искать новые принципы судостроения. То, что именно биологи стали пионерами в области биогидродинамики, вполне понятно, ибо живая природа является их сферой деятельности. Лишь в последние несколько лет гидродинамики, физики и математики стали проявлять интерес к этой проблеме, привлеченные чаще всего преувеличенно восторженными публикациями некоторых исследователей. Первыми результатами такого интереса технических специалистов явилось то, что некоторые данные результатов наблюдений получили весьма прозаическое объяснение, а чрезвычайно оптимистические прогнозы стали быстро тускнеть. Очень хорошо по этому поводу сказал Н. В. Кокшайский в своем обширном и очень содержательном обзоре, отметив «бессодержательность..., поверхность...», присущие немалому числу работ, выполненных под флагом бионики. И далее: «Указанная ситуация в известной мере есть следствие того ажиотажа, который существовал вокруг бионики в бытность ее модным направлением. Сейчас эта тенденция, по-видимому, ослабевает, и к бионической тематике все чаще обращаются серьезные исследователи, чужды легкомысленного подхода к изучаемым явлениям».

Многие работы бионического направления начинаются приблизительно такими словами: «В процессе длительной эволюции морские животные выработали ряд приспособлений для снижения гидродинамического сопротивления». При этом авторы даже не задумываются над тем, нужно ли морским животным уменьшать гидродинамическое сопротивление в соответствии с тем или иным образом его жизни. Иногда приходится встречать такое утверждение: «...организм должен иметь такую форму тела, сопротивление которой было бы наименьшим, иначе говоря, условия обтекания организма должны приближаться к идеальным». Почему условия обтекания должны приближаться к идеальным? Можно привести сколько угодно

примеров, когда обтекание водных организмов весьма далеко от идеальных. Один из таких примеров—дельфины. Их обтекание совсем не идеально. Недавние исследования показали, что обтекание дельфина скорее турбулентно, чем ламинарно, хотя идеальным было бы ламинарное обтекание.

Таким образом, одна из характерных особенностей описываемого периода бионических исследований состоит в том, что зачастую феноменальные способности морских животных по части плавания априорно считаются не подлежащими сомнению. Но это еще не самая большая беда. Хуже, когда одни авторы выдвигают умозрительные гипотезы, а другие, относясь некритично к подобного рода гипотезам, принимают их на веру, цитируют в своих работах как фундаментальный результат. Несколько примеров: «кожа дельфинов обладает антитурбулентными и демпфирующими свойствами...» и ни слова сомнения. Далее в той же работе: «...кожный покров дельфинов способен стабилизировать пульсации возмущений как в ламинарном, так и в турбулентном пограничном слоях...» и еще «... жировая подушка... представляет совершенный демпфер, устраняющий турбулентность в головном конце дельфина».

Основными причинами, объясняющими появление в печати подобных утверждений, являются некритичность к результатам исследований и слабый уровень подготовки биологов и инженеров в специальных вопросах гидродинамики. Система образования в вузах не позволяет биологам и их помощникам инженерам радиотехнических специальностей получить необходимый минимум сведений по гидродинамике. Нет и соответствующих доступных руководств или учебных пособий. На настоящем этапе исследований гидродинамики водных животных, когда намечается переход от чистой феноменологии и качественных наблюдений к прямым инструментальным измерениям гидродинамических параметров (характера обтекания, структуры пограничного слоя и т. п.) и математическому моделированию процессов, развивающихся в пограничном слое, крайне необходимо подобное руководство, которое помогло бы многим исследователям избежать досадных ошибок. Именно этой цели призвана служить предлагаемая книга. Правда, небольшой объем книги не позволяет осветить всесторонне основы гидродинамики, но некоторые вопросы, касающиеся, прежде всего, развития пограничного слоя на биологических объектах в широком интервале чисел Рейнольдса, методы измерения статистических параметров пограничного слоя, методы обработки результатов исследований, а также некоторые результаты исследований гидродинамики рыб, дельфинов и ластоногих найдут в ней отражение. Еще одна цель предлагаемой книги — побудить специалистов в области гидродинамики и гидродинамических измерений создать фундаментальное учебное пособие, доступное освоению широкому кругу исследователей, не являющихся специалистами в данной области.

Еще несколько слов в обоснование изложенной выше идейной направленности книги. Биогидродинамика включает в себя очень

широкий круг вопросов, касающихся плавания различных групп животных: простейших, беспозвоночных и позвоночных. Сюда относятся вопросы биоэнергетики, биомеханики, кинематики и гидродинамики. Особого внимания в бионическом плане заслуживают гидродинамические способности быстроходных рыб, дельфинов и ластоногих. Несмотря на то, что существование хорошо известного парадокса Грея, заключающегося в кажущейся невозможности энергетического обеспечения реальных скоростей плавания дельфинов, в предположении у них турбулентного обтекания при соответствующих числах Рейнольдса, до сих пор находится под вопросом, особенности плавания рыб, дельфинов и ластоногих представляют несомненный интерес для науки и техники. К настоящему времени предложено значительное количество гипотез для объяснения предполагаемого парадокса Грея. Все они в той или иной степени сводятся к предположению о ламинаризации пограничного слоя. Проверка предложенных гипотез проводится в большинстве случаев косвенными методами, которые характеризуются обычно значительной погрешностью и не всегда приводят к однозначному ответу. Примером может служить гипотеза Крамера о демпфирующих свойствах шкуры дельфина, которая проверяется главным образом модельными исследованиями, не имеющими практически никакого отношения к самому дельфину, и морфологическими исследованиями шкуры дельфина, которые имеют вспомогательное значение, выявляя особенности структуры кожи, но не давая однозначного ответа о характере обтекания дельфина и наличии стабилизирующего действия. Только прямые измерения в пограничном слое могут вынести окончательный приговор гипотезе Крамера и всем остальным гипотезам. Рано или поздно такие измерения будут освоены широким кругом исследователей и приведут к решению большинства проблем, связанных с плаванием морских животных, начиная с парадокса Грея. Чтобы такое время наступило как можно быстрее, необходима широкая пропаганда основ гидродинамики и методических навыков. Существующие фундаментальные труды (Лойцянский, 1973; Монин, Яглом, 1965; Шлихтинг, 1969; Хинце, 1963, и др.) едва ли доступны исследователям, не являющимся специалистами в области гидромеханики.

В предлагаемой книге предпринята попытка изложения физических основ теории пограничного слоя, основ статистического анализа, без которого немыслимо изучение пристеночной турбулентности, основных представлений о роли нестационарности в исследуемых явлениях. Все это изложено в приложении к биологическим объектам. Кроме того, описаны существующие методы и приборы для измерения и анализа структуры пограничного слоя. Приведены также пока еще немногочисленные, но многообещающие первые результаты исследования тонкой структуры пограничного слоя некоторых водных животных и их моделей.

К сожалению, небольшой объем книги не позволяет широко и всесторонне осветить состояние биогидродинамики. В частности,

в книге нет единого подробного обзора биогидродинамических исследований. Анализ некоторых работ дан в связи с изложением тех или иных вопросов. К настоящему времени вышло уже несколько квалифицированных обзоров. В их числе уже упоминавшийся обзор Кокшайского (1973), Петровой (1970), книги Александера (1970), Грея (Gray, 1968), Хертеля (Hertel, 1966).

Книга рассчитана на исследователей, занимающихся вопросами биогидродинамики, прежде всего биологов и инженеров негидродинамических специальностей, а также студентов вузов, интересующихся указанными вопросами. Она состоит из пяти глав.

В первой главе дается понятие пограничного слоя и приведены основные его параметры. Особое внимание удалено статистическим характеристикам гидродинамических полей.

Вторая глава посвящена методам и приборам для анализа случайных процессов. Приведены краткие сведения о случайных процессах и их характеристиках. Специальный раздел посвящен анализу нестационарных процессов именно такого типа, который наблюдался при обтекании водных животных. Описаны принципы устройства и действия корреляторов и анализаторов спектра.

В третьей главе изложены методы биогидродинамических исследований. Описаны способы измерения осредненной скорости обтекания, а также пульсаций скорости и давления в пограничном слое таких животных, как дельфины и ластоногие. Приведен ряд конструкций приемников пульсаций скорости, давления, измерителей скорости обтекания и методов их градуировки. Значительная часть описанных конструкций и методов их градуировки предложена автором.

Четвертая глава посвящена методам регистрации биогидродинамической информации. Описаны два метода: многоканальная телеметрия и регистрация непосредственно на дельфине с помощью малогабаритного автономного и многоканального магнитофона. Приведены конкретные схемы и конструкции радиотелеметрической системы и трех вариантов магнитофона, разработанные при участии автора.

В пятой главе приведены результаты оригинальных исследований гидродинамики дельфинов и ластоногих, полученные с помощью специально разработанных измерительных и регистрирующих приборов.

Считаю своим приятным долгом выразить искреннюю благодарность коллективу лаборатории биоакустики ИЭМЭЖ, чьей помощью приходилось неоднократно пользоваться при проведении исследований.

ГЛАВА

I

ОСНОВЫ ТЕОРИИ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

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 — волосяным 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 усложняющие обстоятельства, остается несомненным, что в пограничном слое плавающих 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.

Вводные замечания

В 1904 г. Л. Прандтль указал путь, сделавший возможным теоретические исследования течений жидкости с трением в практически важных случаях. Л. Прандтль ввел понятие пограничного слоя — очень тонкого слоя вблизи обтекаемого тела, где трение играет существенную роль. За пределами этого слоя трением можно пренеб-

речь. 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 отличает 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

$$\tau = \mu \frac{dU}{dy}, \quad (1)$$

где τ — касательное напряжение между слоями жидкости или на стенке обтекаемого тела, μ — динамический коэффициент вязкости, 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 О. Рейнольдса, в которых было уделено основное внимание условиям, при которых ламинарное течение жидкости превращается в турбулентное. О. Рейнольдс установил общий критерий динамического подобия течений вязкой несжимаемой жидкости. Таким критерием, кроме геометрического подобия течений, является совпадение значений так называемого числа Рейнольдса

$$Re = \frac{Ul}{v}, \quad (2)$$

где U и l — характерные масштабы скорости и длины в рассматриваемом течении, а v — кинематический коэффициент вязкости жидкости, определяемый соотношением

$$v = \mu/\rho, \quad (3)$$

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, вызы-

вающие перемешивание различных объемов жидкости, движущихся «по инерции» с разными скоростями, осуществляют передачу энергии от крупномасштабных компонентов движения к мелкомасштабным 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 явлений. 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:

$$\rho \frac{D\vec{u}}{Dt} = \vec{K} - \text{grad } p + \mu \Delta \vec{U} \quad (4)$$

и

$$\text{div } \vec{U} = 0, \quad (5)$$

$$\text{где } \frac{D\vec{U}}{Dt} = \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \frac{d\vec{U}}{dt}, \quad \text{div } \vec{U} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z},$$

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 уравнений Навье — Стокса в их полном виде. Однако известны некоторые частные решения, например для ламинарного течения в трубе или 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 из теории пограничного слоя.

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

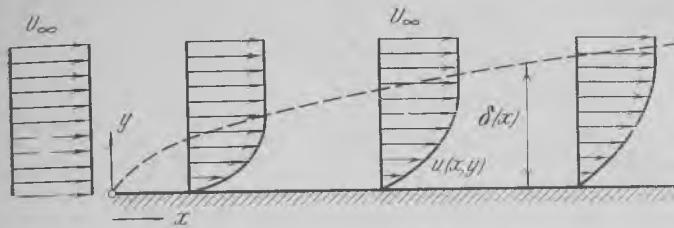


Рис. 1. Схема пограничного слоя на плоской пластине, обтекаемой в продольном направлении (по Шлихтингу, 1969)

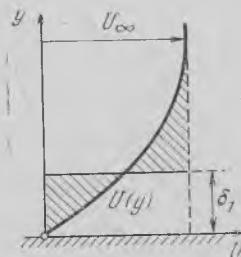


Рис. 2. Толщина вытеснения δ_1 пограничного слоя (по Шлихтингу, 1969)

ем трения $\delta(x)$. На рис. 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 скорость течения отличается на 1% от скорости внешнего течения. В этом случае толщина пограничного слоя определяется формулой:

$$\delta \approx 5,0 \sqrt{\frac{vx}{U_\infty}}, \quad (6)$$

где U_∞ — скорость потока на «бесконечно» большом расстоянии от пластины; x — расстояние от передней кромки пластины; $v = \frac{\mu}{\rho}$ — кинематическая вязкость; μ — вязкость; ρ — плотность.

Вместо толщины пограничного слоя часто используется так называемая толщина вытеснения δ_1 (рис. 2), определяемая соотношением:

$$\delta_1 = \int_{y=0}^{\infty} \left(1 - \frac{U}{U_\infty}\right) dy. \quad (7)$$

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 (6):

$$\delta_1 \approx 1,72 \sqrt{\frac{vx}{U_\infty}} . \quad (8)$$

Видно, что толщина пограничного слоя, определяемая формулой (6), приблизительно в три раза больше толщины вытеснения.

Иногда используется еще одна величина, называемая толщиной потери импульса δ_2 и определяемая соотношением:

$$\delta_2 = \int_{y=0}^{\infty} \frac{U}{U_\infty} \left(1 - \frac{U}{U_\infty}\right) dy \approx 0,664 \sqrt{\frac{vx}{U_\infty}} . \quad (9)$$

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. 3. Теоретический расчет профиля скоростей впервые был дан Г. Бланзиусом 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:

$$\tau_0 = \mu \left(\frac{dU}{dy} \right)_{y=0} . \quad (10)$$

Воспользовавшись выражением (10), можно вычислить сопротивление трения на одной стороне пластины:

$$F = b \int_{x=0}^l \tau_0 dx, \quad (11)$$

где b — есть ширина, а l — длина пластины.

Введем в рассмотрение коэффициент сопротивления, определяемый выражением:

$$c_f = \frac{2F}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 S}, \quad (12)$$

где через S обозначена смоченная поверхность. После выполнения интегрирования в формуле (11) выражение для коэффициента сопротивления принимает вид:

$$c_f = \frac{1,328}{\sqrt{Re_l}}, \quad (13)$$

$$\text{где } Re_l = \frac{U_\infty l}{v} .$$

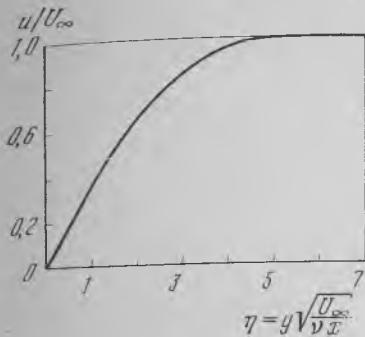


Рис. 3. Распределение скоростей в пограничном слое на плоской пластине (по Шлихтингу, 1969)

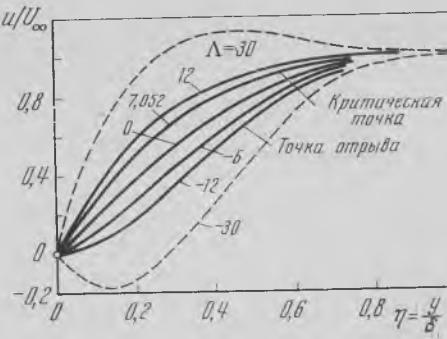


Рис. 4. Однопараметрическое семейство профилей скоростей (по Шлихтингу, 1969).

Соотношение (13) носит название закона сопротивления Блазиуса и применимо только в области ламинарного течения.

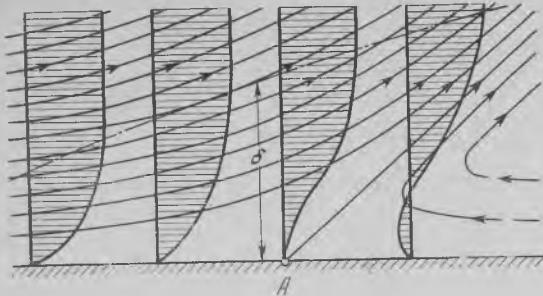
Мы кратко рассмотрели особенности пограничного слоя на плоской поверхности при отсутствии продольного градиента давления. При наличии такого градиента характер обтекания существенно меняется. Прежде всего это сказывается на форме профиля продольных скоростей в пограничном слое. Профили скоростей в различных точках обтекаемой поверхности перестают быть подобными и однозначно определяются величиной формпараметра:

$$\Lambda = \frac{\delta^2}{v} \frac{dU}{dx} = - \frac{dp}{dx} \frac{\delta^2}{\mu U}, \quad (14)$$

В свою очередь связанный с градиентом давления dp/dx , вязкостью, толщиной пограничного слоя (толщиной потери импульса) и скоростью набегающего потока жидкости. На рис. 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 $\frac{dp}{dx} < 0$, профили же, соответствующие формпараметру

$-12 < \Lambda < 0$, имеют место при $\frac{dp}{dx} > 0$. Влиянием положительного градиента давления вдоль обтекаемой поверхности легко объясняется явление отрыва пограничного слоя, иллюстрацией которого служит рис. 5. Возникновение отрыва обусловлено совместным действием положительного градиента давления и трения на

Рис. 5. Схема течения в пограничном слое вблизи точки отрыва (A) (по Шлихтингу, 1969)



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.

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 завихренной 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. 6 дает схематическую картину обтекания цилиндра жидкостью с отрывом пограничного слоя и образованием вихрей, а на рис. 7 — распределение давления на поверхности такого цилиндра. Видно, что давление максимально в передней критической точке ($\phi = 0^\circ$). 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 погранич-

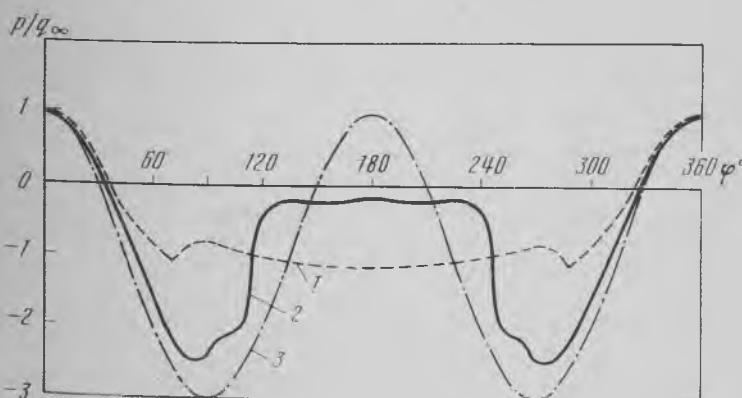
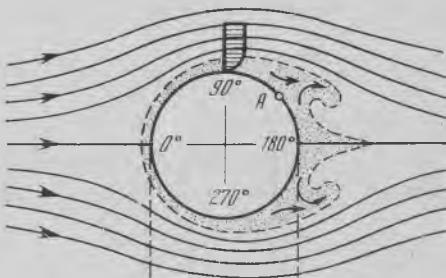
ного слоя на цилиндре резко меняются условия его отрыва, точка отрыва смещается вниз по потоку, область застойного течения позади цилиндра значительно суживается и распределение давления приближается к распределению давления при течении без трения.

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 пла-

Рис. 6. Схема отрыва пограничного слоя и образования вихрей при обтекании круглого цилиндра (по Шлихтингу, 1969)

Рис. 7. Распределение давления на поверхности цилиндра при докритическом (1) и сверхкритическом (2) числах Рейнольдса 3 — теоретическое распределение давления ($p/\rho U_\infty^2 = \frac{\rho U_\infty^2}{2}$) (по Шлихтингу, 1969)



вания. 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:

$$U(x, t) = \bar{U}(x) + U_1(x) \sin \omega t, \quad (15)$$

где ω — частота осцилляций.

Решение такой задачи свидетельствует о следующем.

1. Продольная скорость жидкости в пограничном слое имеет наряду со стационарной и осциллирующей компоненту, фаза которой смещена относительно фазы внешнего течения и зависит от расстояния y от стенки.

2. Пограничный слой осциллирующей компоненты продольной скорости определяется выражением:

$$\delta_0 = \sqrt{2v/\omega}, \quad (16)$$

где v — вязкость, ω — частота осцилляций.

3. Вдоль обтекаемой поверхности создается дополнительный градиент давления, обусловленный функцией:

$$\Phi(x, y) = \frac{1}{2} U_1 \frac{dU_1}{dx} \bar{\Phi}\left(\frac{y}{\delta_0}\right). \quad (17)$$

На рис. 8 показан график функции $\bar{\Phi}(y/\delta_0)$, входящей в соотношение (17). Видно, что функция $\bar{\Phi}(y/\delta_0)$, 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 dU_1/dx в соответствии с соотношением (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 $dU_1/dx = 0$, а значит градиент давления также равен нулю).

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 по-

Рис. 8. График функции $\bar{\Phi}$ при простом гармоническом колебании внешнего течения (по Шлихтингу, 1969)

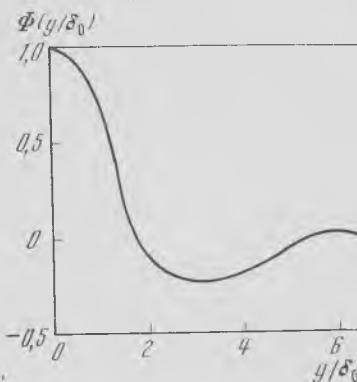
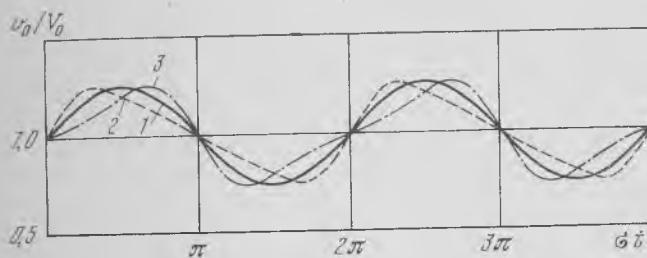


Рис. 9. Законы изменения скорости движения эллипсоида

1 — синусоидальный; 2 — быстрый разгон, медленное торможение; 3 — медленный разгон, быстрое торможение (по Жураве, Фадееву, 1974)



граничном 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, Фадеев, 1973). С этой целью были выполнены расчеты нестационарного пограничного слоя на таком эллипсоиде при изменении его скорости поступательного движения по закону:

$$U = U_0 \left[1 + \Delta U \sum_{i=1}^3 \xi_i \sin \omega t \right], \quad (18)$$

где U_0 — скорость поступательного движения, средняя за период нестационарности, ω — круговая частота, ΔU — амплитуда изменения скорости, ξ_i — коэффициенты, определяющие вид графика скорости $U_0(t)$. На рис. 9 показаны три различных закона изменения скорости движения эллипсоида.

Расчеты на вычислительной машине показали, что нестационарность поступательного движения эллипсоида при ламинарном режиме обтекания, по-видимому, слабо влияет на среднее за период нестационарности сопротивление трения.

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, которые, 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.

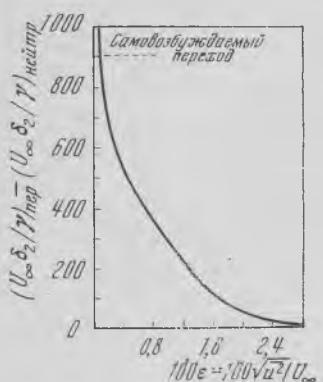


Рис. 10. Измерения перехода ламинарной формы течения в турбулентную в пограничном слое на продольно обтекаемой плоской пластине (по Шлихтингу, 1969)

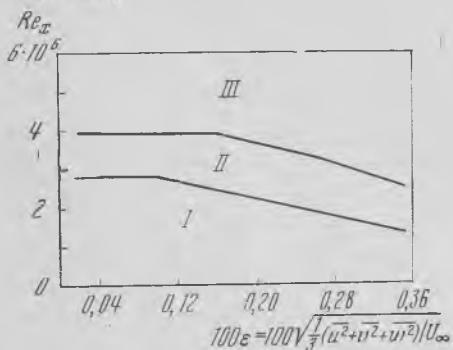


Рис. 11. Влияние степени турбулентности на критическое число Рейнольдса для продольно обтекаемой плоской пластине (по Шлихтингу, 1969)

I — ламинарное течение, II — переходная область, III — турбулентное течение

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. 10 показана зависимость разности чисел Рейнольдса 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 потока 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—4·10⁶. При числах Рейнольдса, выше указанных, в пограничном слое на пластине без градиента давления может существовать только турбулентный

режим течения. На рис. 11 показана зависимость предельных значений числа Рейнольдса от степени турбулентности набегающего потока. При очень малой собственной турбулентности потока переход ламинарного течения в турбулентное предшествует 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:

$$\lambda_{\min} \approx 6\delta,$$

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. На рис. 12 показана зависимость критического числа Рейнольдса от формпараметра профиля скоростей в пограничном слое, определяемого формулой:

$$\Lambda = \frac{\delta^2}{v} \frac{dU}{dx} \quad (19)$$

и связанного с градиентом давления через уравнение Бернуlli:

$$\frac{dp}{dx} = -\rho U \frac{dU}{dx}, \quad (20)$$

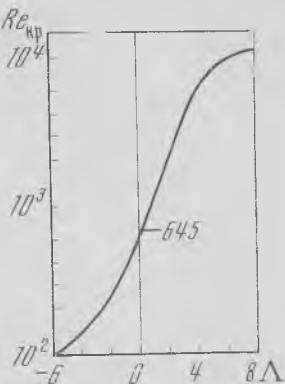


Рис. 12. Зависимость критического числа Рейнольдса от формпараметра Λ профилей скоростей в пограничном слое с падением и повышением давления (по Шлихтингу, 1969)

Таким образом, влияние градиента давления проявляется в 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 дальше назад, тем самым увеличивается участок, на котором существует отрицательный градиент давления, и, следовательно, повышается устойчивость ламинарного обтекания.

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 м/сек, 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 1 до 1000 см/сек. Эти значения следует сравнить со средней скоростью молекул, которая в случае воздуха имеет порядок 50000 см/сек. 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:

$$U = \bar{U} + u, \quad V = \bar{V} + v, \quad W = \bar{W} + w, \quad P = \bar{P} + p \quad (21)$$

для случая несжимаемой жидкости. Под осредненной скоростью мы понимаем величину

$$\bar{U} = \frac{1}{t} \int_{t_0}^{t_0+t} U dt. \quad (22)$$

Для осреднения надо брать такой большой промежуток времени, чтобы осредненное значение совершило не зависело от времени. Тогда осредненные по времени значения пульсационных величин будут равны нулю, т. е.

$$\bar{u} = 0, \quad \bar{v} = 0, \quad \bar{w} = 0, \quad \bar{p} = 0. \quad (23)$$

Наличие пульсационных составляющих скорости и давления в пограничном слое фундаментальным образом влияет на осредненные параметры пограничного слоя. Прежде всего в осредненном движении 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:

$$\tau = (\mu + A_\tau) \frac{d\bar{U}}{dy}, \quad (24)$$

где A_τ — коэффициент турбулентного обмена, играющий роль дополнительной вязкости. Кажущееся касательное турбулентное напряжение определяется через пульсации скорости следующей

формулой

$$\tau = -\overline{\rho \bar{u} v} + \mu \frac{d\bar{U}}{dy}. \quad (25)$$

Таким образом, при турбулентном течении касательное напряжение складывается из двух частей: ламинарной и турбулентной. Непосредственно на стенке

$$A_\tau = 0. \quad (26)$$

Поэтому при достаточно малых значениях y вязкое напряжение трения будет значительно превосходить по величине напряжение Рейнольдса ($-\overline{\rho \bar{u} v}$). Слой жидкости, в котором выполняется условие

$$\mu \gg A_\tau, \quad (27)$$

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 частиц, 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 подслой» представляется мало удачным и заменен термином «вязкий подслой» (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

$$\frac{U}{U_\infty} = \left(\frac{y}{\delta} \right)^{1/7}. \quad (28)$$

При большем значении чисел Рейнольдса, когда ламинарные касательные напряжения малы по сравнению с турбулентными, справедлив другой закон:

$$\frac{U}{V^*} = 5,85 \ln \eta + 5,56, \quad (29)$$

где $\eta = \frac{y V^*}{v}$, $V^* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}$,

здесь V^* — так называемая динамическая скорость, соответствующая касательному напряжению τ_0 на стенке.

Толщина турбулентного пограничного слоя равна:

$$\delta(x) = 0,37x \left(\frac{U_\infty x}{v} \right)^{-1/6}. \quad (30)$$

Соответственно толщина вытеснения и толщина потери импульса связаны с толщиной пограничного слоя соотношениями:

$$\delta_1(x) = \frac{1}{8} \delta(x) \quad (31)$$

и

$$\delta_2(x) = \frac{7}{72} \delta(x). \quad (32)$$

Коэффициент сопротивления трения для плоской пластины, на которой пограничный слой турбулентен начиная от передней кромки, имеет вид:

$$c_l = \frac{0,074}{\sqrt{\text{Re}_l}}. \quad (33)$$

Область применения этого закона ограничена диапазоном чисел Рейнольдса $5 \cdot 10^5 - 10^7$. Если пластина имеет ламинарный участок обтекания, то формула для коэффициента сопротивления трения имеет другой вид

$$c_l = \frac{0,074}{\sqrt{\text{Re}_l}} - \frac{A}{\text{Re}_l}. \quad (34)$$

Для более высоких чисел Рейнольдса (порядка 10^9) применим так называемый закон Прандтля — Шлихтинга

$$c_l = \frac{0,455}{(\lg \text{Re}_l)^{2,58}} - \frac{A}{\text{Re}_l}. \quad (35)$$

Значение A в этой и предыдущей формулах зависит от критического числа Рейнольдса и приведено ниже.

Re_{kp}	$3 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5$	10^6	$3 \cdot 10^6$
A	1050	1700	3300	8700

Приведенные выше соотношения справедливы для абсолютно гладкой пластины. При наличии на пластине шероховатости последняя будет увеличивать сопротивление трения. На рис. 13 и 14 приведены nomogramмы, иллюстрирующие законы сопротивления пластины 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 приведены допустимые значения шероховатости в зависимости от числа Рейнольдса. Высота шероховатости взята по отношению к длине пластины:

Re	10^5	10^6	10^7	10^8	10^9
h/l	10^{-3}	10^{-4}	10^{-5}	10^{-6}	10^{-7}

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

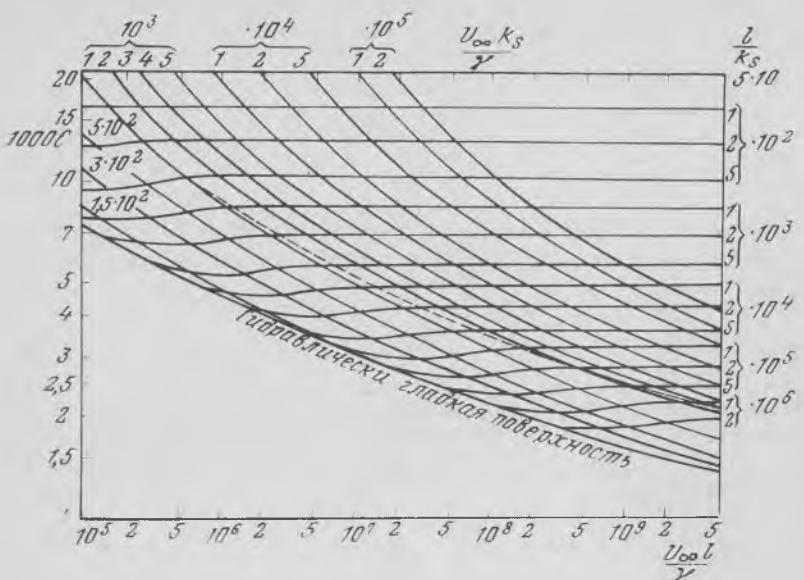


Рис. 13. Закон сопротивления пластины с песочной шероховатостью; полный коэффициент трения (по Шлихтингу, 1969)

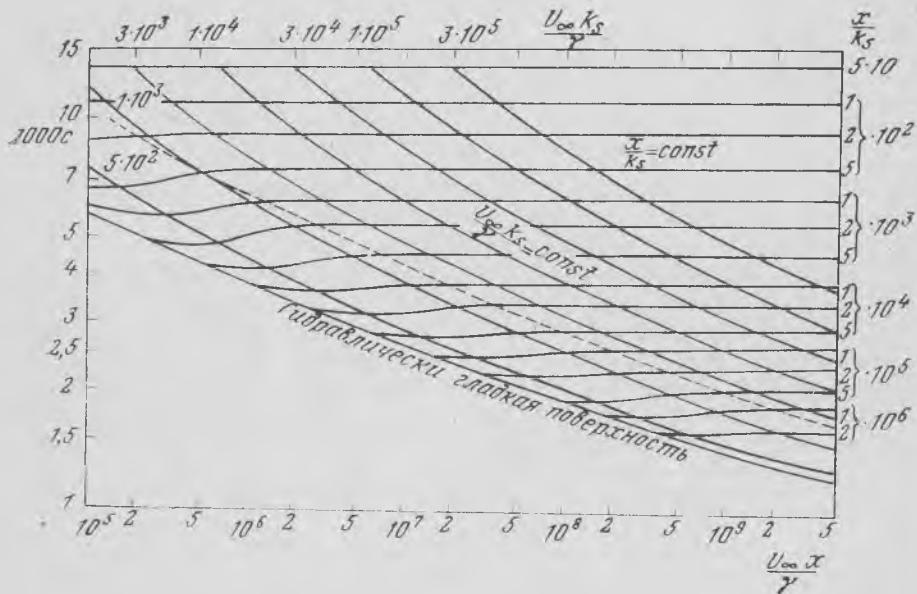


Рис. 14. Закон сопротивления пластины с песочной шероховатостью; местный коэффициент трения (по Шлихтингу, 1969)

означает повышение сопротивления по сравнению с гидравлически гладкой поверхностью примерно на 35—45%. Обрастанье же кораблей увеличивает сопротивление примерно на 50%.

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 осцилограмму пульсаций скорости (или давления) в некоторой точке потока и по этой осцилограмме 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, о чем будет более подробно сказано в следующей главе.

Турбулентное движение обычно характеризуют интенсивностью. Обозначим мгновенную величину скорости в виде:

$$U = \bar{U} + u, \quad (36)$$

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:

$$\sqrt{\overline{u^2}} \quad (37)$$

или

$$\sqrt{\overline{p^2}}. \quad (38)$$

Тогда относительная интенсивность (иногда ее еще называют «степенью турбулентности», или «уровнем турбулентности») определяется отношением:

$$\sqrt{\overline{u^2}}/U \quad (39)$$

или

$$\sqrt{\overline{p^2}}/q, \quad (40)$$

где $q = \rho U^2/2$ — 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 про-

странству. Однако если течение не является ни 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. 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:

$$\frac{(\sqrt{\bar{p^2}})_{\text{турб}}}{(\sqrt{\bar{p^2}})_{\text{лам}}} > 6. \quad (41)$$

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:

$$\sqrt{\bar{p^2}}/q = c_1 \text{Re}_x, \quad (42)$$

где $\text{Re}_x = Ux/v$. 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 $c_1 = 0,6—0,8$.

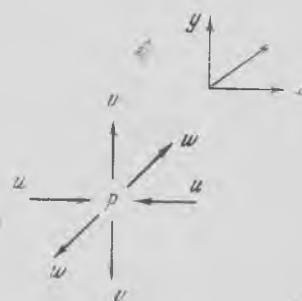


Рис. 15. К объяснению механизма передачи энергии от осредненного движения к пульсациям скорости и давления

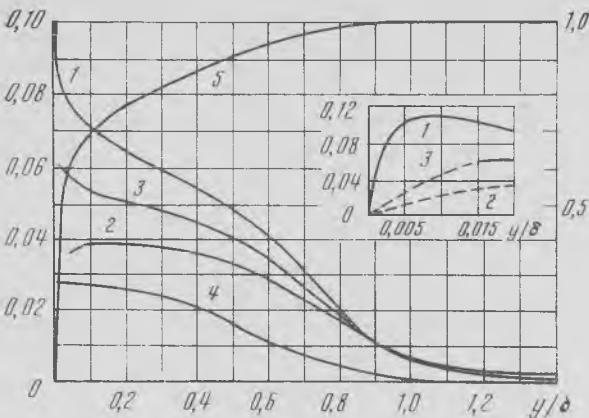


Рис. 16. Распределение турбулентных пульсаций скорости в пограничном слое на продольно обтекаемой плоской пластине (по Шлихтингу, 1969)

$$1 - \frac{\bar{V}_{\bar{u}^2}}{U_{\infty}^2}; 2 - \frac{\bar{V}_{\bar{v}^2}}{U_{\infty}^2}; 3 - \frac{\bar{V}_{\bar{w}^2}}{U_{\infty}^2}; 4 - \frac{\bar{u}\bar{v}}{U_{\infty}^2}; 5 - \frac{\bar{u}}{U_{\infty}}$$

На рис. 16 показано распределение турбулентных пульсаций скорости и касательного напряжения на продольно обтекаемой плоской пластине по толщине пограничного слоя при отсутствии продольного градиента давления. Тurbулентное касательное напряжение на стенке имеет значение

$$\frac{\tau}{\rho U_{\infty}^2} = - \frac{\bar{u}\bar{v}}{U_{\infty}^2} \approx 0,0015, \quad (43)$$

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, 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:

$$R_p(\xi, \eta, \zeta, \tau) = \frac{p_1(x_1, y_1, z_1, t_1)p_2(x_2, y_2, z_2, t_2)}{\sqrt{\overline{p_1^2}} \cdot \sqrt{\overline{p_2^2}}}, \quad (44)$$

$$R_{uu}(\xi, \eta, \zeta, \tau) = \frac{u_1(x_1, y_1, z_1, t_1)u_2(x_2, y_2, z_2, t_2)}{\sqrt{\overline{u_1^2}} \cdot \sqrt{\overline{u_2^2}}}, \quad (45)$$

$$R_{vv}(\xi, \eta, \zeta, \tau) = \frac{v_1(x_1, y_1, z_1, t_1)v_2(x_2, y_2, z_2, t_2)}{\sqrt{\overline{v_1^2}} \cdot \sqrt{\overline{v_2^2}}}, \quad (46)$$

$$R_{ww}(\xi, \eta, \zeta, \tau) = \frac{w_1(x_1, y_1, z_1, t_1)w_2(x_2, y_2, z_2, t_2)}{\sqrt{\overline{w_1^2}} \cdot \sqrt{\overline{w_2^2}}}, \quad (47)$$

$$R_{uv}(\xi, \eta, \zeta, \tau) = \frac{u_1(x_1, y_1, z_1, t_1)v_2(x_2, y_2, z_2, t_2)}{\sqrt{\overline{u_1^2}} \cdot \sqrt{\overline{v_2^2}}}, \quad (48)$$

$$R_{uw}(\xi, \eta, \zeta, \tau) = \frac{u_1(x_1, y_1, z_1, t_1)w_2(x_2, y_2, z_2, t_2)}{\sqrt{\overline{u_1^2}} \cdot \sqrt{\overline{w_2^2}}}, \quad (49)$$

$$R_{vw}(\xi, \eta, \zeta, \tau) = \frac{v_1(x_1, y_1, z_1, t_1)w_2(x_2, y_2, z_2, t_2)}{\sqrt{\overline{v_1^2}} \cdot \sqrt{\overline{w_2^2}}}. \quad (50)$$

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:

$$R_p(0, 0, 0, \tau) = \frac{p_1(x_1, y_1, z_1, t_1)p_2(x_1, y_1, z_1, t_1 + \tau)}{\sqrt{\overline{p_1^2}} \cdot \sqrt{\overline{p_2^2}}}. \quad (51)$$

2. Функцию пространственной корреляции по одной координате:

$$R_p^1(\xi, 0, 0, 0) = \frac{p_1(x_1, y_1, z_1, t_1)p_2(x_2, y_1, z_1, t_1)}{\sqrt{\overline{p_1^2}} \cdot \sqrt{\overline{p_2^2}}} \quad (52)$$

и т. д.

Аналогично записутся 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. Более подробно об интервале корреляции будет сказано в следующей главе.

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, обусловливающих определенную частотную полосу. Уменьшение величины корреляции при увеличении пространственного интервала между коррелируемыми точками в соответствующем направлении позволяет судить о средней протяженности района ко-герентного 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

$$L_x = \int_0^\infty \frac{u_1(\bar{x}_1, y_1, z_1, t) u_2(x + \xi, y_1, z_1, t)}{\sqrt{\bar{u}_1^2} \cdot \sqrt{\bar{u}_2^2}} d\xi, \quad (53)$$

$$L_y = \int_0^\infty \frac{u_1(x_1, y_1, z_1, t) u_2(x_1, y_1 + \eta, z_1, t)}{\sqrt{\bar{u}_1^2} \cdot \sqrt{\bar{u}_2^2}} d\eta, \quad (54)$$

$$L_z = \int_0^\infty \frac{u_1(x_1, y_1, z_1, t) u_2(x_1, y_1, z + \zeta, t)}{\sqrt{\bar{u}_1^2} \cdot \sqrt{\bar{u}_2^2}} d\zeta. \quad (55)$$

Масштабы, определяемые формулами (53) — (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

$$R_n(\xi, 0, 0, 0) \approx 1 - \frac{\xi^2}{\lambda_x^2}, \quad (56)$$

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

$$\lambda = 2\sqrt{vt} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} L. \quad (57)$$

В начальной стадии вырождения турбулентности связь между λ и L имеет вид

$$\frac{L}{\lambda} \sim \frac{\lambda \sqrt{\bar{u^2}}}{v}, \quad \frac{\lambda}{L} \sim \frac{1}{\sqrt{\frac{L \sqrt{\bar{u^2}}}{v}}}. \quad (58)$$

Величины $\frac{\lambda \sqrt{\bar{u^2}}}{v}$ и $\frac{L \sqrt{\bar{u^2}}}{v}$ играют роль рейнольдсовых 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 $L \approx 0,4 \delta$.

Величина масштаба L средних по размеру вихрей может быть оценена по формуле: $L \approx U/f$, 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 ниже.

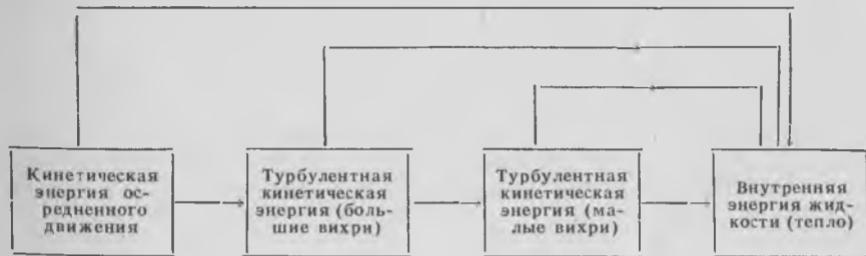


Схема переноса энергии от осредненного потока и крупномасштабной турбулентности к мелкомасштабной (по Петровскому, 1966)

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. 18 схематически показана спектральная плотность турбулентной энергии при больших числах Рейнольдса



Рис. 18. Распределение плотности энергии вихрей в зависимости от их волновых чисел (по Хинце, 1963)

в зависимости от волнового числа, определяемого соотношением

$$k = \frac{2\pi f}{\bar{U}}, \quad (59)$$

где f — частота, характерная для вихря данного размера, \bar{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

$$E(k, t) \sim k^{-5/3}. \quad (60)$$

2. Подобласть диссипации, в которой выполняется спектральный закон Гейзенберга:

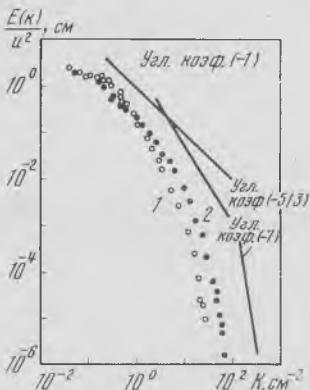
$$E(k, t) \sim k^{-7}. \quad (61)$$

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 трудами Колмогорова, Гейзенberга, 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 «ло-

Рис. 19. Энергетический спектр пульсаций продольной компоненты скорости (по Хинце, 1963)

$$1 - \frac{y}{\delta} = 0,8; \quad 2 - \frac{y}{\delta} = 0,05$$



кально изотропной», т. е. не зависит от внешних условий, даже если турбулентный поток в целом является неизотропным, что на практике чаще всего и бывает. Благодаря своей относительной простоте изотропная турбулентность 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. 18. На рис. 19 для примера приведен энергетический спектр пульсаций продольной компоненты скорости в турбулентном пограничном слое на плоской пластине (Хинце, 1963).

ГЛАВА II

МЕТОДЫ И ПРИБОРЫ ДЛЯ АНАЛИЗА СЛУЧАЙНЫХ ПРОЦЕССОВ

В предыдущей главе 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 теперь, 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 предыдущей главе. Но чтобы перейти к описанию методов и результатов биогидродинамических исследований, мы предварительно должны более подробно остановиться на описании случайных процессов вообще, их характеристиках, методах и приборах для их исследования. Всем этим вопросам и посвящена настоящая глава, при написании которой 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).

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 ко-

торых 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 проплыает 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

$$F(x, t_1) = P[X(t_1) < x_1], \quad (62)$$

где символом $P[\cdot]$ показана вероятность того, что изображено внутри скобок.

Плотность распределения вероятностей, называемая также дифференциальным законом распределения, представляет собой веро-

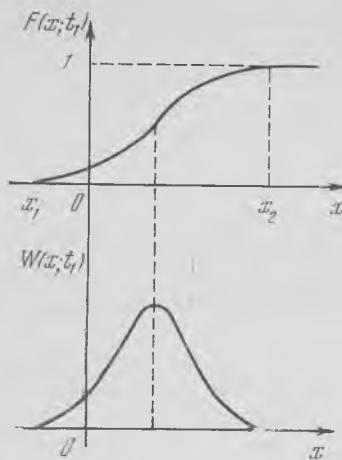


Рис. 20. Интегральная функция непрерывной случайной величины (по Гмурману, 1963)

Рис. 21. Функция плотности вероятности непрерывной случайной величины (по Гмурману, 1963)

ятность того, что в момент времени t_1 любое значение случайного процесса заключено в интервале от x до $x + dx$

$$w(x, t_1) = \frac{\partial F(x, t_1)}{\partial x}. \quad (63)$$

Основные свойства плотности распределения:

$$w(x, t) \geq 0, \quad (64)$$

при всех x

$$\int_{-\infty}^x w(x, t) dx = F(x, t), \quad (65)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} w(x, t) dx = 1 \text{ (условие нормировки).} \quad (66)$$

Если возможные значения случайной величины заключены в интервале $[a, b]$, то

$$\int_a^b w(x, t) dx = 1. \quad (67)$$

На рис. 20 — пример графического представления интегральной функции непрерывной случайной величины. На рис. 21 показан соответствующий график функции плотности вероятности.

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

$$m_X(t) = M[X(t)] = \int_{-\infty}^{\infty} x\omega(x, t) dx, \quad (68)$$

где $\omega(x, t)$ — 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:

$$M[X(t)] = \overline{x(t)}, \quad (69)$$

причем временное среднее $\overline{x(t)}$ находится из формулы

$$\overline{x(t)} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{T} x(t) dt, \quad (70)$$

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

$$D[X(t)] = M\{[X(t) - m_X(t)]^2\} = \int_{-\infty}^{\infty} [x - m_X(t)]^2 \omega(x, t) dx. \quad (71)$$

Для стационарного эргодического случайного процесса выражение дисперсии принимает вид

$$D[X(t)] = \overline{x^2(t)} - [\overline{x(t)}]^2 \quad (72)$$

и характеризуется постоянным числом.

Если исследуемым случайнм 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

$$\sigma_X = \sqrt{D[X(t)]}. \quad (73)$$

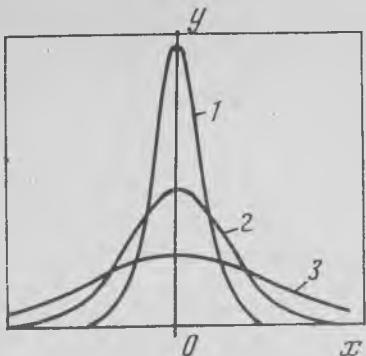


Рис. 22. Кривые Гаусса для трех значений σ (по Гмурману, 1963)
1 — $\sigma = 1$; 2 — $\sigma = 2$; 3 — $\sigma = 4$

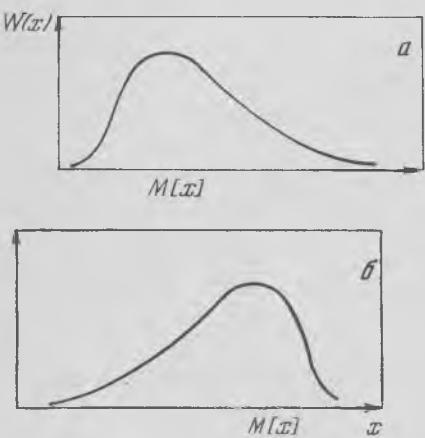


Рис. 23. Асимметричные кривые распределения (по Гмурману, 1963)
а — асимметрия положительна; б — асимметрия отрицательна

значительное количество других законов распределения (распределение Рэлея, 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 распределения равны нулю. Поэтому если для изучаемого распределения асимметрия и эксцесс имеют небольшие значения, то можно предположить, что это распределение близко к нормальному.

Очевидно, что для случайного процесса, представляющего собой электрическое напряжение, величина σ 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

$$w(x) = \frac{1}{\sigma_x \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}}. \quad (74)$$

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.

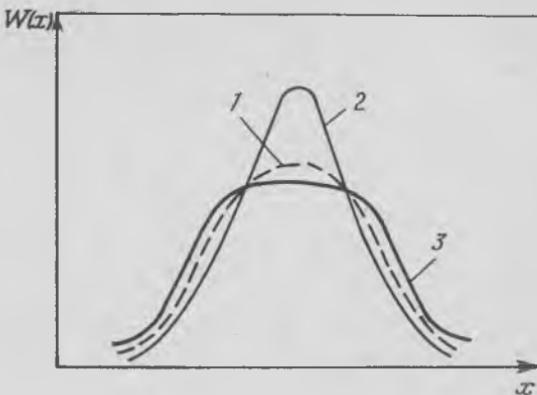
На рис. 22 в качестве примера приведены нормальные кривые (кривые Гаусса) для трех значений σ_x .

Помимо нормального распределения вероятностей существует

и множество других законов распределения (распределение Рэлея, 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 распределения равны нулю. Поэтому если для изучаемого распределения асимметрия и эксцесс имеют небольшие значения, то можно предположить, что это распределение близко к нормальному.

Рис. 24. Функции распределения с различными эксцессами (по Гмурману, 1963)

1 — эксцесс положительный;
2 — эксцесс равен нулю;
3 — эксцесс отрицательный



Коэффициенты асимметрии и эксцесса определяются соответственно выражениями

$$A = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} [x(t) - m_X(t)]^3 w(x, t) dx}{\sigma_X^3}, \quad (75)$$

$$E = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} [x(t) - m_X(t)]^4 w(x, t) dx}{\sigma_X^4}. \quad (76)$$

Коэффициент асимметрии характеризует асимметричность кривой распределения. Асимметрия положительна, если «длинная» часть кривой распределения расположена справа от математического ожидания (рис. 23, а); асимметрия отрицательна, если «длинная» часть кривой расположена слева от математического ожидания (рис. 23, б).

Коэффициент эксцесса служит для оценки «крутизны», т. е. большего или меньшего подъема кривой распределения. Если эксцесс положителен, то кривая имеет более высокую и более «острую» вершину (рис. 24, 2), чем нормальная кривая (рис. 24, 1); если эксцесс отрицателен, то кривая имеет более низкую и более «плоскую» вершину (рис. 24, 3).

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

$$K_X(t_1, t_2) = M \{[X(t_1) - m_X(t_1)][X(t_2) - m_X(t_2)]\}. \quad (77)$$

Индекс X в левой части выражения (78) указывает, к какой случайной функции относится корреляционная функция. Часто корреляционную функцию (78), 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:

$$K_X(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \overset{\circ}{x}(t) \overset{\circ}{x}(t + \tau) dt. \quad (78)$$

Здесь разность $\overset{\circ}{x}(t) = x(t) - m_X(t)$ называется центрированной случайной функцией, $\tau = t_2 - t_1$ — временной сдвиг.

При стационарных и эргодических случайных процессах временная корреляционная функция совпадает с ковариацией (77).

Корреляционная функция (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

$$K_{XY}(t_1, t_2) = M \{[X(t_1) - m_X(t_1)][Y(t_2) - m_Y(t_2)]\}. \quad (79)$$

Нормированные автокорреляционная и взаимокорреляционная функции имеют вид:

$$R_X(t_1, t_2) = \frac{K_X(t_1 t_2)}{\sqrt{K_X(t_1, t_1) \cdot K_X(t_2, t_2)}} \quad (80)$$

$$R_{XY}(t_1, t_2) = \frac{K_{XY}(t_1, t_2)}{\sqrt{K_X(t_1, t_1) \cdot K_Y(t_2, t_2)}}. \quad (81)$$

Для стационарных эргодических процессов нормированные автокорреляционная и взаимнокорреляционная функции имеют вид:

$$R_X(\tau) = \frac{K_X(\tau)}{\sigma_X^2} \quad (82)$$

$$R_{XY}(\tau) = \frac{K_{XY}(\tau)}{\sigma_X \sigma_Y}. \quad (83)$$

Функция автокорреляции стационарного эргодического случайного процесса обладает следующими свойствами (Новиков, 1971).

1. Функция автокорреляции является четной функцией:

$$K_X(\tau) = K_X(-\tau). \quad (84)$$

2. Значение $K_X(0)$ определяет дисперсию процесса, которая вследствие стационарности $x(t)$ не зависит от времени, т. е.

$$K_X(0) = \overline{x^2(t)} = \overline{x^2(t + \tau)}. \quad (85)$$

3. Любое значение $K_X(\tau)$ не может превышать значения этой функции при $\tau = 0$.

4. Для чисто случайного процесса:

$$K_X(\tau) \rightarrow 0 \text{ при } \tau \rightarrow \infty. \quad (86)$$

5. Нормированная функция корреляции

$$R_X(\tau) = \frac{K_X(\tau)}{K_X(0)} \quad (87)$$

обладает свойствами

$$R_X(0) = 1 \text{ и } -1 < R_X(\tau) < 1. \quad (88)$$

6. Корреляционная функция суммы (разности) независимых процессов равна сумме (разности) корреляционных функций слагаемых

$$R_{(X+Y)}(\tau) = R_X(\tau) + R_Y(\tau). \quad (89)$$

7. Корреляционная функция производной процесса равна взятой с обратным знаком второй производной корреляционной функции исходного процесса

$$K_{X'}(\tau) = -K''_X(\tau). \quad (90)$$

8. Функция автокорреляции может быть представлена в виде преобразования Фурье от спектральной функции $G(\omega)$, называемой спектральной плотностью или энергетическим

спектром (теорема Хинчина — Винера):

$$K_X(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G_X(\omega) e^{i\omega\tau} d\omega, \quad (91)$$

$$G_X(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} K_X(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau. \quad (92)$$

9. Интервалом, или временем корреляции, называется такое время τ_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

$$\tau_{0a} = \int_0^{\infty} R_X(\tau) d\tau, \quad (93)$$

абсолютный интервал корреляции

$$\tau_{0a} = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} |R_X(\tau)| d\tau = \int_0^{\infty} |R_X(\tau)| d\tau, \quad (94)$$

квадратичный интервал корреляции

$$\tau_{0kb} = \int_0^{\infty} R_X^2(\tau) d\tau, \quad (95)$$

интервал корреляции на уровне ε ; если $\tau > \tau_0(\varepsilon)$, то

$$|R_X(\tau)| < \varepsilon. \quad (96)$$

Обычно принимают $\varepsilon = 1/e \approx 0,37$, 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

$$\Delta F \cdot \tau_0 = \eta = \text{const}, \quad (97)$$

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.

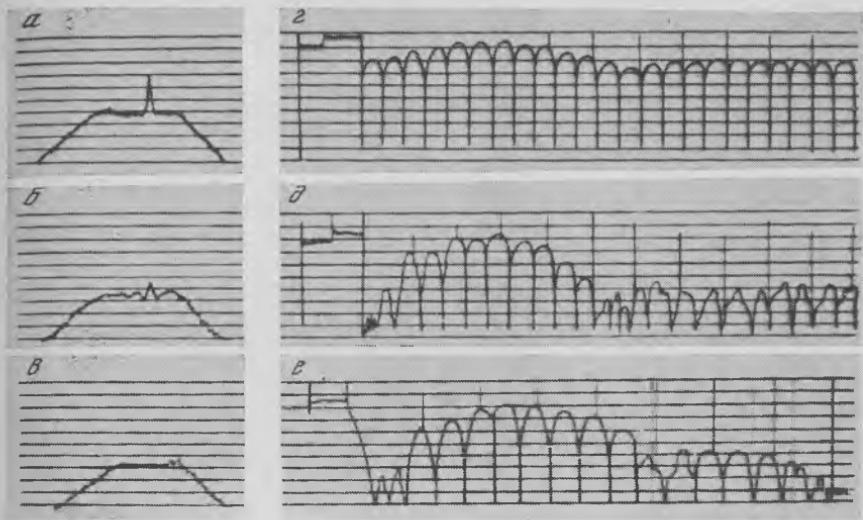


Рис. 25. Спектрограммы (*a*, *b*, *c*) и функции автокорреляции (*g*, *d*, *e*) смешанного процесса (гармонический сигнал с шумом) при отношениях сигнал/шум, по мощности равных 1 (*a*, *g*); 0,1 (*b*, *d*) и 0,01 (*c*, *e*). Деление по вертикали — 5 дБ (по Новикову, 1971)

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. 25, 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. 26 приведены примеры автокорреляционных функций некоторых шумовых процессов, а на рис. 27 — сумм гармонических колебаний.

Функция взаимной корреляции стационарных эргодических случайных процессов обладает следующими свойствами.

1. Не является четной, но обладает следующим свойством

$$K_{XY}(\tau) = K_{YX}(-\tau). \quad (98)$$

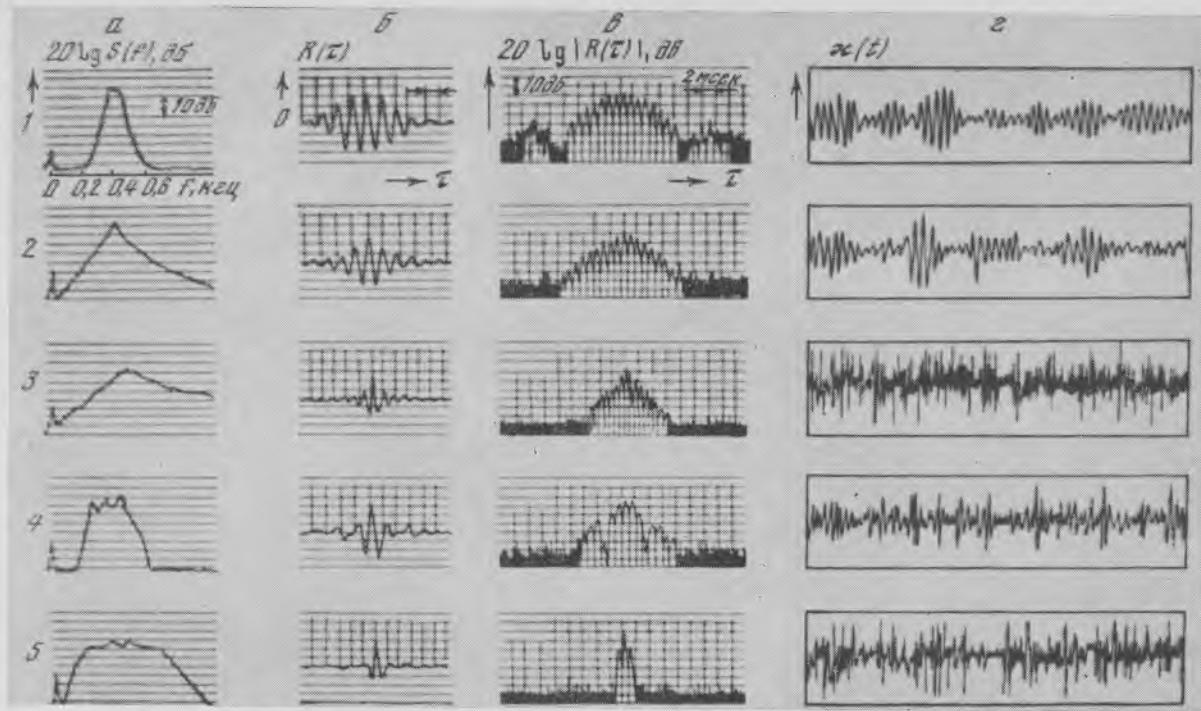


Рис. 26. Спектрограммы шумов в логарифмическом масштабе (а), коррелограммы, записанные в линейном (б) и логарифмическом (в) масштабах, и осциллограммы шумов (г) на выходе различных фильтров (по Новикову, 1971)

1 — полосовой третьоктавный фильтр спектрометра Брюль и Къер, тип 2112; 2 — полосовой третьоктавный фильтр (одно Г-образное звено); 3 — одноконтурный полуоктавный фильтр; 4 — полосовой октавный фильтр спектрометра фирмы Брюль и Къер, тип 2112; 5 — полосовой фильтр с полосой от 200 до 800 гц

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

$$|K_{XY}(\tau)| \leq \sqrt{K_X(0) K_Y(0)}. \quad (99)$$

3. Статистическая связь двух процессов в частотной области определяется взаимным спектром, являющимся трансформантой Фурье функции взаимной корреляции

$$G_{XY}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} K_{XY}(\tau) e^{-i\omega t} d\tau, \quad (100)$$

$$K_{XY}(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G_{XY}(\omega) e^{i\omega\tau} d\omega. \quad (101)$$

Комплексный спектр реализации случайного процесса определяется формулой

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) e^{-i\omega t} dt. \quad (102)$$

Абсолютное значение $|S(\omega)|$ называют просто спектром. Функция $S(\omega)$, вычисленная по формуле (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

$$S(\omega, t) = \int_0^t x(t) e^{-i\omega t} dt, \quad (103)$$

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 (100) и (101). Он может быть выражен через

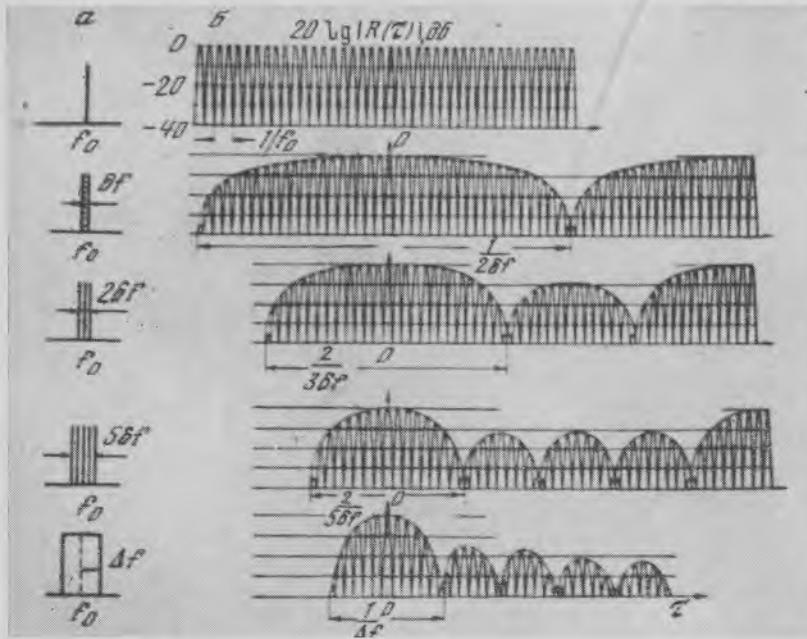


Рис. 27. Спектры (а) и нормированные автокорреляционные функции (б) сумм гармонических колебаний (по Новикову, 1971)

f_0 — частота, δf — частотный интервал, Δf — полоса частот

текущий спектр

$$G(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} M[S^2(\omega, T)]. \quad (104)$$

Применяется также понятие мгновенного спектра мощности

$$\lambda(\omega, t) = \frac{\partial}{\partial t} S^2(\omega, t), \quad (105)$$

где $S(\omega, t)$ — модуль текущего спектра.

Спектральная плотность мощности связана с мгновенным спектром мощности соотношением

$$G_X(\omega) = M[\lambda(\omega, t)]. \quad (106)$$

Основные свойства спектральной плотности мощности стационарного случайного процесса.

1. Спектральная плотность мощности неотрицательна, т. е.
 $G_X(\omega) \geq 0$. (107)

2. При ограниченной дисперсии случайного процесса

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} G_X(\omega) = 0. \quad (108)$$

3. Спектральная плотность является вещественной функцией ω .
 4. Она является четной функцией

$$G_X(\omega) = G_X(-\omega). \quad (109)$$

5. Интеграл от спектральной плотности мощности равен дисперсии (средней мощности) стационарного случайного процесса

$$\int_{-\infty}^{\infty} G_X(\omega) d\omega = D[X(t)]. \quad (110)$$

6. Изменение масштаба m аргумента t 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

$$G_2(\omega) = \frac{1}{m} G_1\left(\frac{\omega}{m}\right). \quad (111)$$

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

$$G_Y(\omega) = W^2(\omega) G_X(\omega), \quad (112)$$

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:

$$G_{XY}(\omega) = Q_{XY}(\omega) - i\rho_{XY}(\omega). \quad (113)$$

Ее вещественная часть $Q_{XY}(\omega)$ является четной функцией ω , а мнимая часть $\rho_{XY}(\omega)$ — функцией нечетной:

$$Q_{XY}(\omega) = \operatorname{Re}[G_{XY}(\omega)] = \int_{-\infty}^{\infty} K_{XY}(\tau) \cos \omega \tau d\tau, \quad (114)$$

$$\rho_{XY}(\omega) = \operatorname{Im}[G_{XY}(\omega)] = \int_{-\infty}^{\infty} K_{XY}(\tau) \sin \omega \tau d\tau. \quad (115)$$

2. Интеграл от взаимной спектральной плотности $G_{XY}(\omega)$ в бесконечных пределах аргумента ω дает взаимную дисперсию случайных процессов:

$$\int_{-\infty}^{\infty} G_{XY}(\omega) d\omega = D[X(t), Y(t)] = K_{XY}(0). \quad (116)$$

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 $G_X(\omega)$.

4. Взаимные спектральные плотности $G_{XY}(\omega)$ и $G_{YX}(\omega)$ являются комплексно сопряженными величинами и связаны соотношениями:

$$G_{YX}(\omega) = G_{XY}(-\omega), \quad (117)$$

$$G_{XY}(\omega) = G_{YX}(-\omega). \quad (118)$$

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 аппаратурным 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 аппаратурного анализа, возможны различные виды оценок (Мирский, 1972).

1. Несмешенная 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:

$$M[F^*(x)] = F(x), \quad (119)$$

оценка $F^*(x)$ будет несмешенной.

Разность

$$\Delta F(x) = M[F^*(x)] - F(x) \quad (120)$$

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:

$$\Delta m_x = m_x^* - m_x. \quad (121)$$

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:

$$P [|\Delta m_x| < v] = \beta. \quad (122)$$

Равенство (123), записанное в форме

$$P [m_x^* - v < m_x < m_x^* + v] = \beta, \quad (123)$$

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.

$$M[X(t)] = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T x(t) dt, \quad (123)$$

если этот предел существует. Предполагается, что реализация

имеет бесконечную длительность. Практически же реализация ограничена во времени, и измерения основаны на использовании формулы

$$m_x^* = \frac{1}{T} \int_0^T x(t) dt, \quad (125)$$

дающей оценку математического ожидания.

Усредняющее устройство, выполняющее свои функции согласно формуле (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 низких частот (RC — цепочка).

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. 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:

$$T_\Phi \geq 2T_u. \quad (126)$$

Последнее обстоятельство становится особенно существенным, как будет видно в дальнейшем, при анализе периодически нестационарных процессов с периодом нестационарности, измеряемым десятыми 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 несмешенную оценку. С помощью ФНЧ практически несмешенная оценка получается при выполнении условия $\alpha T \geq 4$, где $\alpha = 1/RC$ (Мирский, 1972).

4. Аппаратурно фильтр низких частот проще интегратора.

Помимо описанных 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

$$P_x = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T x^2(t) dt, \quad (127)$$

если предел существует. Измерение этой характеристики отличается от измерения среднего значения тем, что усредняется не напряжение $x(t)$, а его квадрат. Поэтому для измерения средней мощности необходимо возвести в квадрат напряжение, характеризующее исследуемый случайный процесс, и затем выполнить усреднение. Реально измерение проводят в течение конечного интервала времени.

Среднеквадратичное значение напряжения реализации измеряется по формуле

$$V\overline{x^2(t)} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T x^2(t) dt}, \quad (128)$$

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

$$D[X(t)] = \overline{x^2(t)} - [\overline{x(t)}]^2, \quad (129)$$

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, — разделительного конденсатора или 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 флюктуационного 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.

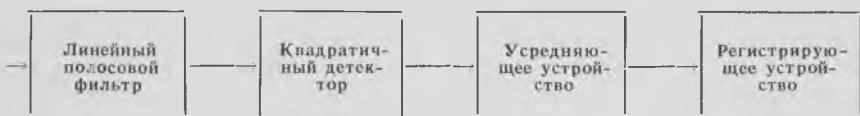
Третий метод предполагает определение спектральной плотности мощности по измеренной корреляционной функции в соответствии с теоремой Винера — Хинчина.

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:



Функциональная схема измерителя спектральной плотности мощности случайного процесса (по Мирскому, 1972).

Проводя аппаратурный анализ, следует учитывать принцип неопределенности, который выражается соотношением

$$\Delta f \cdot T = \text{const} \quad (130)$$

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 получены 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

$$20 \lg S(\omega) = 10 \lg G(\omega), \quad (131)$$

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 (н/м^2 для давления или м/сек для скорости), а ординаты сплошного спектра имеют размерность измеряемой величины, деленной на $\sqrt{\Delta f}$.

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.

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: $m_{x_1}^*, m_{x_2}^*, \dots, m_{x_n}^*$. 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

$$\frac{\sqrt{D[m_X^*]}}{m_X^*} < \alpha. \quad (132)$$

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 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

$$y(t) = x(t) + f(t), \quad (133)$$

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. Мультиплекативный нестационарный процесс

$$y_1(t) = x(t) \cdot f(t), \quad (134)$$

или

$$y_2(t) = x(t) \cdot z(t), \quad (135)$$

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 мультиплекативного 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

$$P(t) = P_0(t) \frac{h}{\sqrt{h^2 - (vt)^2}}, \quad (136)$$

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 ко-

торых меняются периодически или почти периодически. Именно к таким процессам, по-видимому, 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

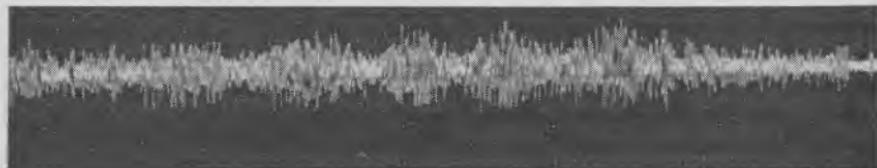


Рис. 28. Пульсации давления в пограничном слое дельфина при его активном плавании

спектр пульсаций в зависимости от фазы колебаний тела. Осциллограмма такого процесса приведена на рис. 28, 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 мсек, интервал корреляции — 3—4 мсек.) 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 специальному характеру, который они носят. При этом следует различать флюктуационные 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 временему 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.

Корреляторы и анализаторы взаимного спектра

Специальные приборы для измерения функций корреляции разработаны сравнительно недавно и в основном являются экспериментальными образцами, созданными научно-исследовательскими организациями для собственных нужд. В большинстве своем это весьма сложные приборы. Лишь в последние годы были предложены новые методы корреляционного анализа, которые в сочетании с элементами цифровой вычислительной техники позволяют создавать надежные корреляторы, простые в эксплуатации. По сложности схемы такие корреляторы (и измерители взаимного спектра) можно поставить в один ряд с обычными лабораторными приборами (вольтметрами, осциллографами и пр.).

Анализаторы взаимного спектра более просты по устройству, чем корреляторы, но серийно они пока еще не выпускаются. Это объясняется тем, что вопросам измерения взаимных спектров до последнего времени уделялось незаслуженно мало внимания. Тем не менее анализатор взаимного спектра можно без труда собрать из серийно выпускаемых приборов.

К о р р е л я т о р ы . По принципу построения схем корреляторы бывают аналоговые, дискретные и цифровые. Аналоговые кор-

реляторы, в свою очередь, делятся на мультипликативные и полярные. Мультипликативный коррелятор включает в себя блок задержки времени, перемножитель и интегратор. Наиболее сложным узлом, определяющим принцип построения схемы, габариты, вес, сложность, стоимость и общий вид аналогового коррелятора, является линия задержки, по виду которой обычно и разделяются корреляторы. Наилучшие параметры приборов получены с линиями задержки, использующими магнитную запись. Такие корреляторы не совсем точно называют магнитными и разделяют на корреляторы с магнитным барабаном и корреляторы с магнитной лентой.

Схемы перемножителей строятся по различному принципу и представляют собой устройства средней сложности, содержащие несколько ламп или несколько десятков полупроводниковых триодов и диодов.

Интегратор является простейшим устройством, не оказывающим влияния на выбор принципа построения схемы коррелятора и представляющим собой в корреляторах звукового диапазона обычную интегрирующую RC -цепь (фильтр низких частот), входящую в состав счетно-решающего блока, называемого чаще перемножителем.

Блок-схема простейшего коррелятора показана на рис. 29. Коррелятор работает следующим образом. На входы 1 и 2 подаются исследуемые процессы $X(t)$ и $Y(t)$. Наличие блока постоянной задержки 3 в первом канале позволяет при непрерывном изменении задержки 4 во втором канале иметь сначала «отрицательную» результатирующую задержку ($\tau = \tau_2 - \tau_1$), т. е. задерживается сначала процесс в первом канале, затем получить $\tau = 0$ при $\tau_2 = \tau_1$, после чего (при $\tau_2 > \tau_1$) результатирующая задержка приобретает положительный знак,

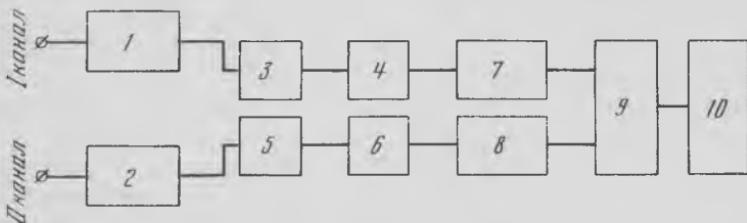


Рис. 29. Блок-схема простейшего аналогового коррелятора (по Новикову, 1971)

реляторы не совсем точно называют магнитными и разделяют на корреляторы с магнитным барабаном и корреляторы с магнитной лентой.

Схемы перемножителей строятся по различному принципу и представляют собой устройства средней сложности, содержащие несколько ламп или несколько десятков полупроводниковых триодов и диодов.

Интегратор является простейшим устройством, не оказывающим влияния на выбор принципа построения схемы коррелятора и представляющим собой в корреляторах звукового диапазона обычную интегрирующую RC -цепь (фильтр низких частот), входящую в состав счетно-решающего блока, называемого чаще перемножителем.

Блок-схема простейшего коррелятора показана на рис. 29. Коррелятор работает следующим образом. На входы 1 и 2 подаются исследуемые процессы $X(t)$ и $Y(t)$. Наличие блока постоянной задержки 3 в первом канале позволяет при непрерывном изменении задержки 4 во втором канале иметь сначала «отрицательную» результатирующую задержку ($\tau = \tau_2 - \tau_1$), т. е. задерживается сначала процесс в первом канале, затем получить $\tau = 0$ при $\tau_2 = \tau_1$, после чего (при $\tau_2 > \tau_1$) результатирующая задержка приобретает положительный знак,

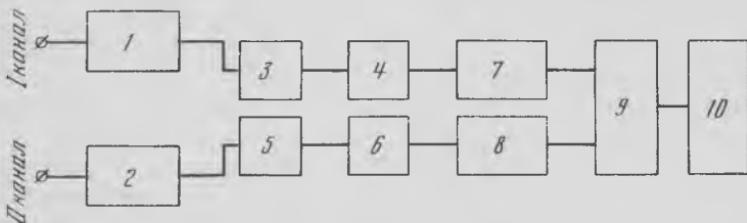


Рис. 30. Блок-схема полярного коррелятора (по Клюкину, Колесникову, 1968)
1, 2 — усилители; 3, 4 — линии задержки I канала; 5, 6 — линии задержки II канала;
7, 8 — усилители-ограничители; 9 — схема совпадения и интегратор; 10 — индикатор

т. е. задерживается во времени второй процесс относительно первого. Иногда можно ограничиться одним блоком переменной задержки, который включается в первый канал для измерения корреляции при «отрицательных» задержках и включается во второй канал при положительных задержках. Пройдя блоки задержки, исследуемые электрические процессы поступают на перемножитель 5, в котором осуществляется процедура умножения одного сигнала на другой. Затем произведение сигналов поступает на интегратор 6 и далее на регистратор 7, которым может служить самописец типа Н-110.

Коррелятор с описанной выше блок-схемой позволяет получать ненормированную корреляцию. Один из способов нормирования состоит в моделировании операций в соответствии с выражением

$$R_{XY}(\tau) = \frac{K_{XY}(\tau)}{\sqrt{V_{x^2}(t) \cdot V_{y^2}(t)}}. \quad (137)$$

Для этого в схеме коррелятора должны содержаться блоки, производящие вычисление $K_{XY}(\tau)$ (по блок-схеме, показанной на рис. 29), выделение дисперсий $x^2(t)$ и $y^2(t)$ (два квадратора с интеграторами), перемножение $x^2(t) \cdot y^2(t)$, извлечение корня, деление $K_{XY}(\tau)$ на $\sqrt{V_{x^2}(t) \cdot V_{y^2}(t)}$. Есть и другие способы выполнения указанных операций, основанные, в частности, на применении блоков автоматической регулировки усиления или термопар.

Если корреляционный анализ производится в узких полосах частот, то на выходах корреляторов включаются полосовые фильтры.

Блок-схема полярного коррелятора изображена на рис. 30. Вместо умножителя в нем используется схема совпадений. Процедура умножения функций в этом приборе заменяется регистрацией знакосовпадений между ограниченными по амплитуде входными сигналами при изменении задержки времени. На рис. 31 представлена временная картина напряжений, поясняющая работу прибора (Клюкин, Колесников, 1968). Кривые 1 и 3 соответствуют сигналам (f_1, f_2) , подаваемым на вход. Кривые 2, 4 — сигналам на выходе усилителя-ограничителя, а кривая 5 — сигналу на выходе схемы совпадений.

Значение функции корреляции определяется из величины тока, протекающего через прибор, подключенный к схеме совпадений

$$i = \frac{i_0}{4} \left[1 + \frac{2}{\pi} \arcsin R(\tau) \right], \quad (138)$$

где i_0 — постоянная для данного прибора величина.

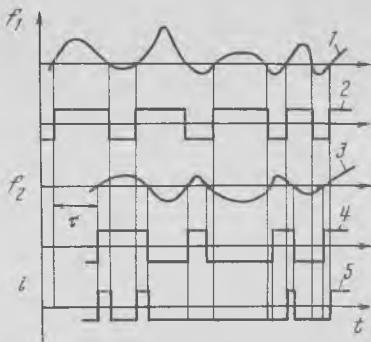


Рис. 31. Временная картина напряжений (по Клюкину, Колесникову, 1968)

В этой схеме не требуется выполнять нормирование функции корреляции, но для получения значения $R(\tau)$ необходимо производить дополнительные вычисления, так как

$$R(\tau) = \sin \frac{4i - i_0}{2i_0} \pi. \quad (139)$$

К дискретным корреляторам относят приборы, в которых исследуемые процессы подвергаются квантованию во времени, т. е. случайный процесс превращается в случайную последовательность импульсов. Задержка τ во времени в таких корреляторах осуществляется за счет сдвига во времени на величину τ стробирующих импульсов одного канала по отношению к стробирующими импульсам другого канала. Дальнейшие операции аналогичны описанным выше. Такие корреляторы называются импульсно-кодовыми.

Цифровые корреляторы основаны на применении универсальных и специализированных ЭЦВМ для вычисления корреляционных функций. Дискретизация процесса во времени и преобразование квантованных уровней сигнала в цифровой код превращают исходный аналоговый сигнал в последовательность чисел, с которыми оперирует машина. Однако применение универсальных ЭЦВМ для статистического, в том числе корреляционного, анализа в звуковом диапазоне частот оказывается неэффективным, а иногда и невозможным по следующим причинам. Универсальные ЭЦВМ рассчитаны на решение задач по сложным программам при небольшом объеме вводимой исходной информации. Корреляционный же анализ, наоборот, требует выполнения простых операций над большой последовательностью чисел. Если, далее, оценить скорость вычислений, то оказывается, что общезвестное быстродействие ЭЦВМ является высоким лишь по отношению к ручному счету. При сравнении ЭЦВМ и аналоговых корреляторов выявляется явно недостаточное быстродействие ЭЦВМ. ЭЦВМ — сложные, дорогие устройства, требующие больших затрат при эксплуатации, имеющие низкую (по сравнению с аналоговыми корреляторами) скорость счета. Преимуществами универсальных ЭЦВМ являются высокая точность вычислений и универсальность, позволяющая производить на одной машине вычисления любой статистической характеристики — функции корреляции, спектра, функции распределения и т. д. Разрешение противоречий в создании корреляторов производится путем разработки приборов, сочетающих в себе положительные свойства как аналоговых, так и цифровых корреляторов (Новиков, 1971).

Описанные выше корреляторы в равной мере пригодны для измерения как автокорреляционных, так и взаимнокорреляционных функций. В первом случае на входы коррелятора подают один и тот же сигнал, во втором — различные сигналы.

В процессе научных исследований часто возникает необходимость 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

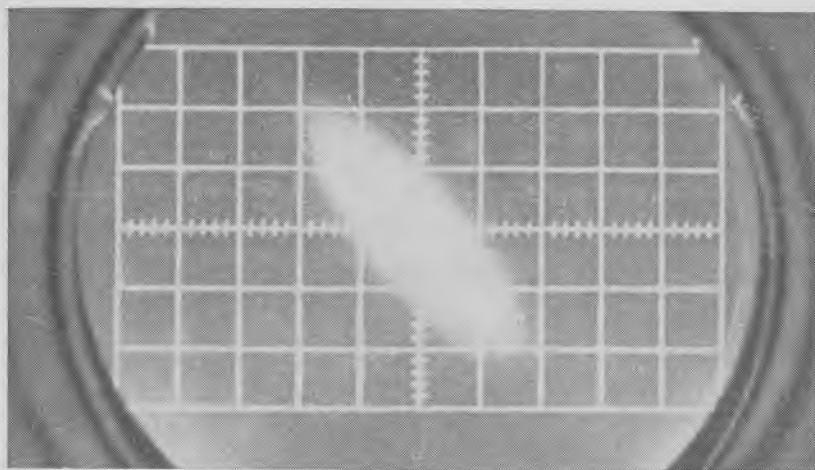


Рис. 32. Корреляционный эллипс двух случайных процессов

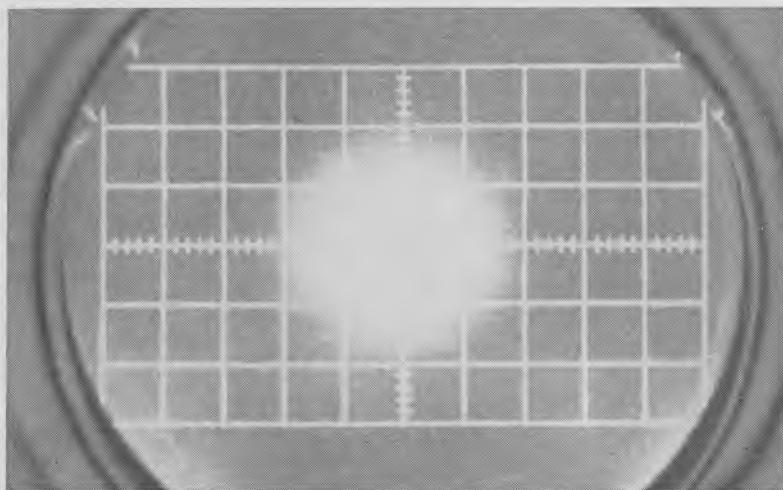


Рис. 33. Корреляционный эллипс при корреляции, близкой к нулю

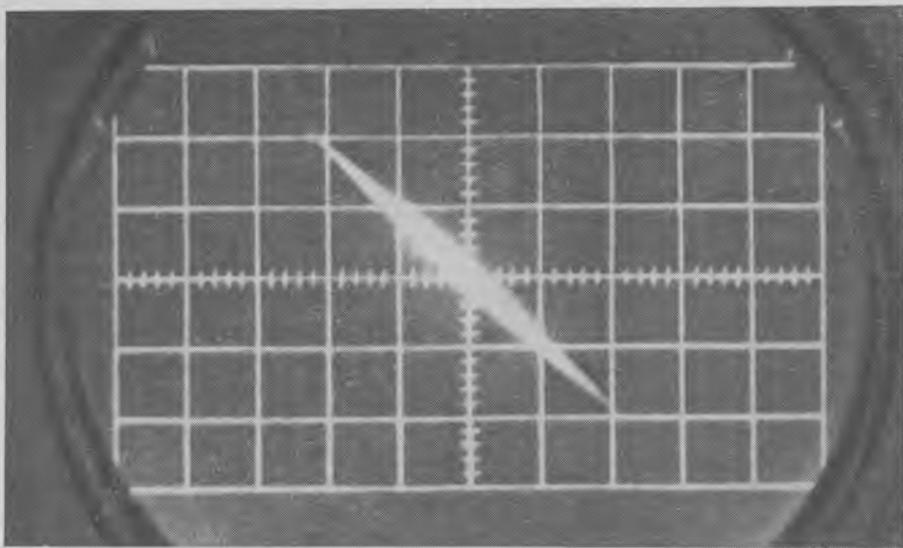


Рис. 34. Корреляционный эллипс при корреляции, близкой к единице

вертикальные, а другой — горизонтальные пластины электронно-лучевой трубы осциллографа. При этом отклонение светового пятна на экране трубы, соответствующее одному сигналу, будет перпендикулярно к отклонению светового пятна, соответствующему 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. 32). Если a и b означают соответственно большую и малую оси этого эллипса, то коэффициент корреляции будет равен

$$R \approx \frac{a^2 - b^2}{a^2 + b^2}. \quad (140)$$

Когда коэффициент корреляции близок к нулю, то отклонение эллипса от окружности очень мало (рис. 33). 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. 34).

Анализаторы взаимного спектра. Блок-схема анализатора взаимного спектра приведена на рис. 35. Анализируемые процессы поступают на входы 1 и 2 двух идентичных спектр-анализаторов 3 и 4, объединенных общим гетеродином 5. Сигналы, снимаемые с выходов анализаторов, поступают на входы перемножителей 7 и 8 и далее интеграторов 9 и 10. В одном из каналов

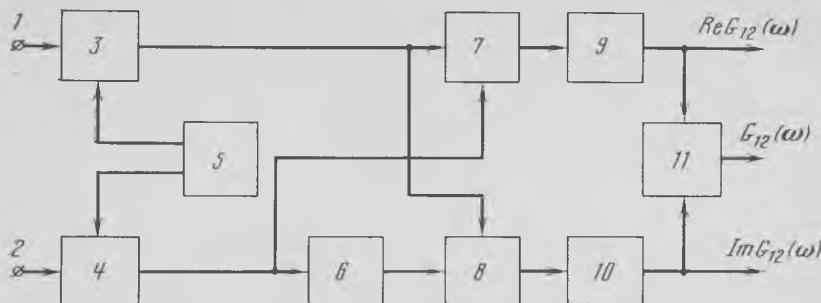


Рис. 35. Блок-схема анализатора взаимного спектра (по Новикову, 1971)

включена фазосдвигающая цепь 6, сдвигающая сигнал в одном канале на 90° по отношению к сигналу в другом канале. Этот сдвиг необходим для получения мнимой составляющей взаимного спектра (выход интегратора 10). На выходе интегратора 9 получается действительная часть взаимного спектра, так как в перемножителе 7 умножаются сигналы, не сдвинутые по фазе. В блоке 11 вычисляется модуль взаимного спектра.

При измерениях взаимных спектров, в отличие от корреляционных измерений, производится достаточно тонкий непрерывный спектральный анализ процессов за счет выбора соответствующей полосы анализа.

Несмотря на то что блок-схема анализатора взаимного спектра кажется более сложной, чем блок-схема коррелятора, конструктивно анализатор взаимного спектра более прост, чем коррелятор. Сложность коррелятора определяется главным образом схемами задержки времени, отсутствующими у анализаторов взаимного спектра.

Возможно объединение положительных качеств как коррелятора (выделение сигнала с любым заданным запаздыванием), так и анализатора взаимного спектра (измерение частотной зависимости спектра при высокой частотной избирательности) в одном приборе добавлением линии переменной задержки времени в одном из каналов анализатора взаимного спектра.

ГЛАВА

III

МЕТОДЫ БИОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Гидродинамика быстроплавающих животных интересует ученых очень давно. Уже почти сорок лет 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. Как и сорок лет назад, мы до сих пор не знаем, существует ли парадокс Грея. Все дело, по-видимому, в том, что применявшиеся методы исследования должны быть квалифицированы как косвенные, которые не могут дать однозначного ответа на поставленные вопросы. Действительно, возьмем, например, метод морфо-функциональных исследований, который позволил Крамеру предложить гипотезу о демпфирующих свойствах кожи дельфина. Гипотеза так и осталась гипотезой и до сих пор неизвестно, обладает ли кожа дельфина демпфирующими свойствами. Немногим больше дают такие методы исследования, как визуализация потоков, обтекающих тело животного, расчеты тяги и сопротивления по кинограммам. Такие методы дают лишь качественное представление об изучаемом явлении. Количественные данные могут быть получены лишь с помощью прямых инструментальных измерений исследуемых процессов. В частности, характер обтекания животного следует изучать путем прямых измерений структуры пограничного слоя. В настоящей главе будут описаны некоторые приборы, с помощью которых можно проводить подобные измерения.

Измерение пульсаций скорости в потоке жидкости

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 то-

ком тонкая платиновая проволочка, которая помещается в набегающий поток газа или жидкости. Ввиду того, что температура проволочки выше температуры потока, поток охлаждает проволочку. Степень охлаждения зависит от скорости набегающего потока, а также от физических свойств проволочки и окружающей среды. Измеряя 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 проволочки, величина которого однозначно связана с температурой.

Термоанемометры применяются 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 проволочки. Кроме того, проволочка должна быть очень тонкой (диаметр проволочки порядка 5 мк) и короткой (длина проволочки 0,5—1 мм). Толщина проволочки 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 проволочки, приводящая к ухудшению характеристик термоанемометра в области высоких частот пульсаций скорости потока. Обычно термоанемометром пользуются при измерениях турбулентности в газах.

Для измерений в капельных жидкостях термоанемометр оказывается значительно менее подходящим. Дело в том, что рабочая температура проволочки 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 проволочку значительно больше, чем газового потока. Поэтому проволочка 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. Были приняты специальные меры для предотвращения электролиза воды (пониженное напряжение на проволочке) и осуществлялась периодическая чистка проволочки с помощью ультразвука от загрязнения.

Помимо проволочных термоанемометров иногда применяют пленочные. В качестве чувствительного элемента при этом используется нагретая очень тонкая платиновая пленка. Эта пленка длиной 1 мм и шириной 0,22 мм наплавляется на стеклянную или кера-

мическую державку, 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 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

$$V = \frac{\mu}{c} HU,$$

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 U , 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 E определяется как

$$E = V \cdot s = \frac{\mu}{c} HUs,$$

где s — величина зазора между электродами.

Главными достоинствами метода являются: линейная зависимость E 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. Варием 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, 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 пульсаций 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 должны превышать 0,5—1 мм.

Остроумный метод измерения пульсаций скорости в проводящей жидкости предложил Эшканизи (Eskinazi, 1958). Сущность его метода состоит в том, что для измерения пульсаций применяют два электрода, помещенные в поток проводящей жидкости, к которым прикладывается небольшая 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). Пульсация скорости в потоке приводит к появлению флуктуаций проводимости электролита в зазоре между электродами и, следовательно, к флуктуациям протекающего тока, которые и измеряются. Для конкретной геометрии электродов и зазора между ними ток через зазор есть функция приложенного потенциала и скорости переноса проводящей среды.

Есть еще один электрохимический метод измерения пульсаций скорости, который представляется нам весьма перспективным, не только для гидродинамических, но и в особенности для биогидродинамических исследований (Романенко, 1974а).

Метод основан на эффекте Дебая (Девье, 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, 1959, 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:

$$|\Phi_{\max}| = \frac{a_0 [(ScvM_H/e)^2 + (\Phi_{\infty}/a_0)^2]^{1/2}}{[1 + S^2]^{1/2}}, \quad (141)$$

где

$$S = \frac{4\pi L}{\varepsilon\omega} \quad (142)$$

и

$$L = \sum_i e_j^2 n_j / \rho_j, \quad (143)$$

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 Дебаевского эффекта, Φ_{∞} — пиковый потенциал при бесконечном разбавлении электролита, a_0 — колебательная скорость частиц жидкости, $\omega = 2\pi f$, f — частота колебаний, c — скорость звука.

Формула (141) отличается от формулы Дебая с поправкой Германса (Hermanns, 1938) лишь членом $(\Phi_{\infty}/a_0)^2$. Эксперименты дают для величины Φ_{∞}/a_0 в воде 15 мкв/см/сек. 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/сек. 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 м/сек пульсации скорости

могут достигать величины порядка 100 см/сек 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.



Рис. 36. Измеритель пульсаций скорости

1 — платиновый чувствительный элемент; 2 — латунный держатель; 3 — изоляция;
4 — экранированный провод

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. 36.

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 выводом экранированного провода (4), посредством которого приемник пульсаций соединен с регистрирующим устройством.

Приемник 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. 37 показаны спектры пульсаций скорости, зарегистрированные описанным измерителем в пограничном слое на полуцилиндрической обтекаемой модели в гидродинамической трубе при скоростях обтекания 5, 15 и 25 м/сек. Измеритель был установлен так, что чувствительный электрод располагался в 1,5 мм от обтекаемой поверхности при толщине пограничного слоя 6—8 мм.

Описанный 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

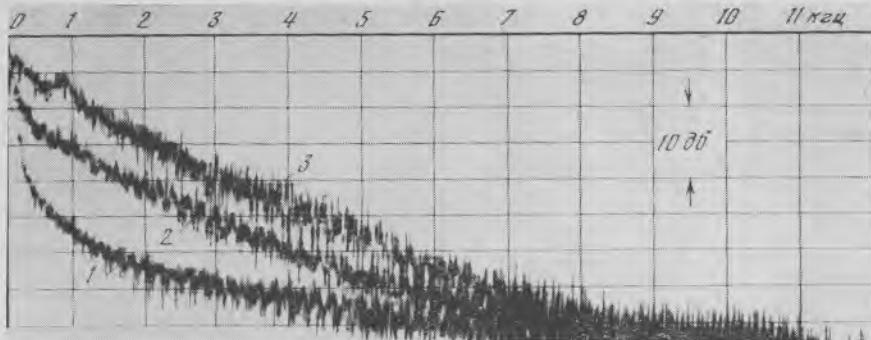


Рис. 37. Спектры пульсаций скорости в пограничном слое на полуцилиндрической модели

Скорость потока (в м/сек): 1 — 5; 2 — 15; 3 — 25

сти, а чувствительность порядка единиц мкВ/см/сек. 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.

Недостатком измерителя является то, что он измеряет величину:

$$\sqrt{\bar{v}^2 + \bar{w}^2}, \quad (144)$$

а не одну какую-нибудь компоненту пульсаций скорости. Чтобы измеритель мог измерять только одну компоненту, он должен быть сконструирован иначе. Он должен иметь два точечных чувствительных электрода и измерять разность потенциалов в 2 точках потока.

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. 38 показана схема его устройства. Приемным элементом является лепесток фольги 1 прямоугольной или круглой формы, укрепленный на суживающейся к концу державке 2, на которой смонтирован (вклееен) пьезоэлектрический чувствительный элемент 3. На державку надевается предохранительный колпачок 4. Элементарная теория устройства сводится к следующему: пусть на элемент из фольги набегает поток со скоростью V под углом атаки α . 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:

$$F = \frac{1}{2} \rho V^2 S \frac{dC_F}{d\alpha} \alpha, \quad (145)$$

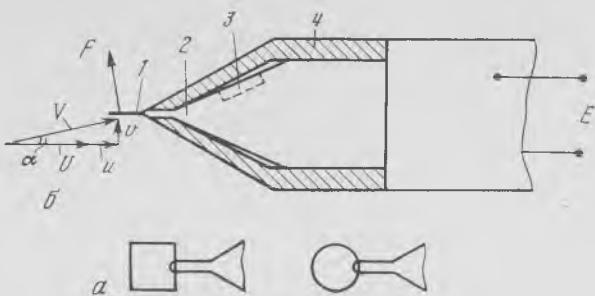


Рис. 38. Пьезоэлектрический анемометр

где ρ — плотность среды, V — скорость потока, S — площадь чувствительного лепестка, $dC_F/d\alpha$ — изменение коэффициента подъемной силы с углом атаки. Далее, следуя принятому приближению, α можно заменить на v/U , а V на U . Получим:

$$F = \frac{1}{2} \rho U S \left[\frac{dC_F}{d\alpha} \right] v = kE. \quad (146)$$

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. Державка была конической формы и изготовлена из алюминия.

Пьезоэлектрический анемометр испытывался в круглой струе и его показания сравнивались 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.

Приемники пульсаций давления, предназначенные для работы на дельфинах

Методика исследования пульсаций давления в пограничном слое дельфина принципиально отличается от методики соответствующих исследований, проводимых на жестких моделях. В случае жестких моделей приемники пульсаций давления обычно монтируются 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 кожей, 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 дельфинов. Несколько вариантов таких приемников пульсаций давления были разработаны и некоторые из них применялись при исследовании гидродинамики дельфинов.

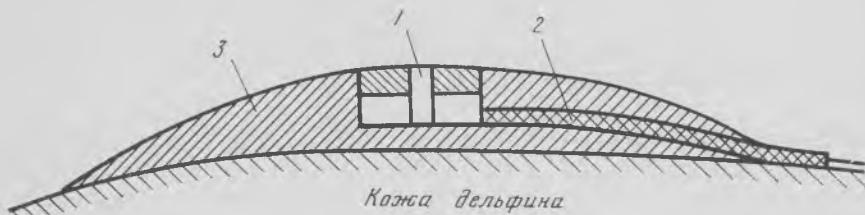


Рис. 39. Приемник пульсаций давления (первый вариант)

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, закрепляемый на коже дельфина, показан на рис. 39. Здесь 1 — приемник пульсаций, 2 — кабель, 3 — накладка (обтекатель). Этот вариант обладает всеми положительными качествами, присущими обычным приемникам пульсаций, используемым на жестких моделях: его приемная поверхность может быть сделана достаточно малой, расположена она заподлицо с обтекаемой поверхностью и т. п. Однако использование их на дельфинах сопряжено с рядом трудностей. Прежде всего обтекаемая накладка имеет входную кромку, возможное влияние которой на характер обтекания в точке расположения собственно приемника пульсаций давления практически неконтролируемо. 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 обтекаться 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. 40 показано устройство такого приемника пульсаций. В этой конструкции использовался принцип трансформации давления с целью увеличения чувствительности. Приемник устроен следующим образом. Между

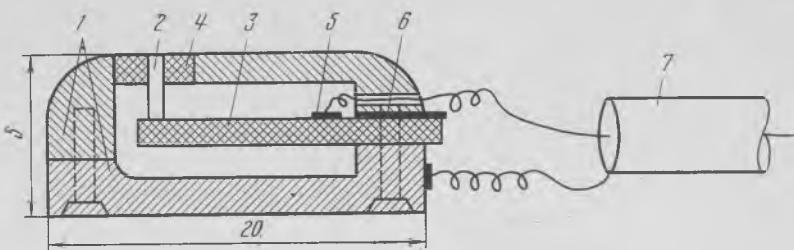


Рис. 40. Схема устройства приемника

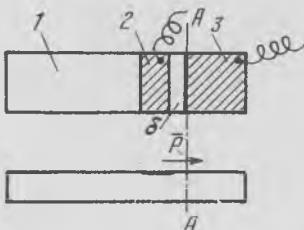


Рис. 41. Чувствительный элемент приемника

двумя половинками металлического корпуса 1 защемлена пластина 3 из керамики, титаната бария или цирконата титаната свинца. Стерженек 2 упирается нижним концом в конец пластинки 3, а другой его конец проходит сквозь герметик 4 и сошлифован заподлицо с верхней обтекаемой поверхностью корпуса 1. Этот сошлифованный торец стерженька 2 служит приемной поверхностью приемника пульсаций. На рис. 40 отдельно показана керамическая пластина 1, которая является чувствительным элементом. Пластина имеет электроды 2 и 3. Поляризация пластинки производится по поверхности таким способом, чтобы вектор поляризации \vec{P} в зазоре между электродами был направлен так, как показано на рисунке.

Один электрод (рис. 41, б) находится в непосредственном контакте с корпусом. Электрод 5 соединен с центральной жилой коаксиального кабеля 7, соединяющего приемник пульсаций с измерительной схемой. Экран кабеля соединен непосредственно с корпусом.

В собранном виде приемник пульсаций заполимеризовывается в эпоксидную смолу так, как показано на рис. 39. Здесь 3 — накладка (обтекатель) из эпоксидной смолы. Приемник пульсаций работает следующим образом. Пульсации давления воздействуют на торец стерженька 2, сошлифованный заподлицо с обтекаемой поверхностью, и передаются через стерженек концу пластинки 3, которая изгибаются под их действием. Так как пластина 3 защемлена одним концом между двумя половинками корпуса, то воздействие силы на ее свободный конец приведет к возникновению внутри пластинки механических напряжений, максимальных вблизи точки защемления (в том месте, где расположен зазор между электродами). В результате на электродах появляется электрический потенциал, передаваемый по кабелю 7 к измерительной схеме. Чувствитель-



Рис. 42. Фотография приемника
(в натур. вел.)

ность описанного приемника пульсаций давления, нагруженного отрезком кабеля длиной 50—70 см, около 4 мкв/бар. Собственная емкость чувствительного элемента приемника около 20 пф, емкость с кабелем 100 пф.

На рис. 42 показана фотография приемника.

Второй вариант приемника пульсаций давления отличается от описанного ранее. 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 предлагаемую конструкцию приемника пульсаций, которая показана на рис. 43. Здесь 1 — чувствительный элемент в виде тонкого стержня круглого сечения из керамики титаната бария или цирконата титаната свинца. На рис. 44 отдельно показан чувствительный элемент, имеющий следующие размеры: диаметр 1,5 мм, длина 7 мм. На стержне нанесены два кольцевых электрода 2, в зазоре между которыми произведена поверхностная поляризация керамики (вектор \vec{P}). Стержень защемляется 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 с затвором полевого транзистора 10 типа КП-103, в бескорпусном исполнении, на котором собран входной усиливательный каскад, вмонтированный в корпус приемника¹. Сток транзистора соединяется с центральной жилой 5 кабеля 4 и далее с нагрузочным сопротивлением и остальными элементами измерительной схемы. Сопротивление утечки 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 герметизирующей замазкой,

¹ Схема предварительного усилителя на полевом транзисторе КП-103 в бескорпусном исполнении разработана старшим инженером В. Г. Яновым.

представляющей собой сплав воска и канифоли в пропорции 1 : 1. Той же замазкой покрывается место защемления 6 стержня корпусом. Этот участок замазки заполировывается так, чтобы форма носика была обтекаемой. Самый конец стержня 1 остается непокрытым замазкой. Размер этого участка составляет примерно 1,5 мм и может считаться размером приемной поверхности. Чувствительность приемника, приведенная ко входу первого усилительного каскада, около 0,5 мкв/бар.

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 квадратного сечения (рис. 45) с закругленным приемным концом. В этом случае электроды нанесены на две противоположные продольные грани стержня. Поляризация осуществляется по толщине стержня (вектор \vec{P}). Такой чувствительный элемент значительно легче изготавливать, чем элемент круглого сечения с кольцевыми электродами. Чувствительность приемника составляет около 1,5 мкв/бар.

Описываемый приемник пульсаций может работать и без встроенного входного каскада. В этом случае больший электрод чувствительного элемента соединяют непосредственно с центральной жилой кабеля, что приводит к значительному (в 2—3 раза) уменьшению чувствительности, но зато технология изготовления приемника значительно упрощается.

Третий вариант приемника (рис. 46) пульсаций давления конструктивно выполнен так же, как и второй вариант. Разница заключается лишь в форме чувствительного элемента, который выполнен в виде тонкой пластины 1 (рис. 46) из керамики титаната бария или ЦТС с двумя электродами 2 (как и в первом варианте). Поляризация керамики осуществляется по поверхности в зазоре между электродами (P). Пластинка защемляется в обтекаемом корпусе 3 на уровне зазора между электродами (по линии AA) и работает на изгиб. Выступающий конец пластинки закругляется, в остальном технология изготовления этого приемника совпадает с технологией изготовления второго варианта приемника. Большой электрод пластиинки соединен с центральным проводом 5 кабеля 4. Герметизация чувствительного элемента осуществлена герметизирующим составом 6. Половины корпуса скрепляются винтами через отверстия 8 и 9.

Применение тонкой пластиинки в качестве чувствительного элемента приводит к существенному (более чем на порядок) увеличению чувствительности приемника, так как при этом используется трансформация механических напряжений. При толщине пластины 0,5 мм, ширине 2 мм и длине от приемного конца до зазора 3 мм удается получить чувствительность приемника порядка 30, 0 мкв/бар.

Третий вариант приемника подобно второму варианту может быть изготовлен как со встроенным входным каскадом, так и без него. (На рис. 46 показан приемник без встроенного каскада.)

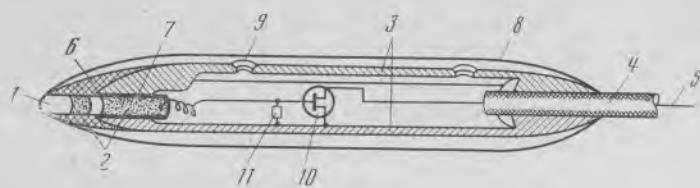


Рис. 43. Приемник пульсаций давления (второй вариант)

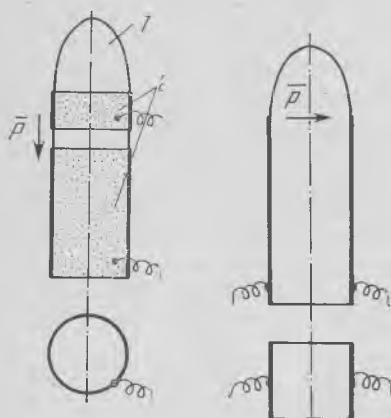


Рис. 44. Чувствительный элемент второго варианта приемника

Рис. 45. Чувствительный элемент квадратного сечения

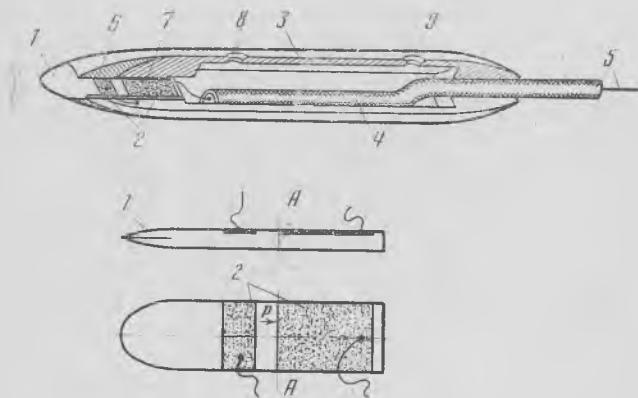


Рис. 46. Чувствительный элемент приемника (третий вариант)

В последнем случае чувствительность приемника значительно уменьшается.

Держатели приемников второго и третьего вариантов довольно сложны по конструкции и имеют наружный диаметр 5 мм. Это обусловлено требованиями монтажа в таком держателе входного согласующего каскада. Однако в том случае, когда допустима работа приемника без встроенного каскада, сам приемник может быть изготовлен по упрощенной технологии. При этом держатель приемника имеет наружный диаметр всего 2 мм, что позволяет более детально исследовать с его помощью структуру пограничного слоя, располагая несколько таких приемников вплотную друг к другу.

Третий вариант приемника пульсаций давления по принципу работы аналогичен описанному пьезоэлектрическому анемометру, авторы которого считают, что описанный ими прибор регистрирует пульсации скорости.

Мы, к сожалению, не имели возможности сравнить показания прибора с показаниями термоанемометра. Однако мы сравнивали показания нашего прибора (спектр пульсаций) с показаниями приемника пульсаций давления, заделанного заподлицо с обтекаемой поверхностью. Оказалось, что показания нашего прибора совпадают с показаниями пристеночного приемника пульсаций давления, если параметры обтекающих их турбулентных потоков одинаковы. Это иллюстрируется рис. 47, где показаны спектры турбулентности, зарегистрированные пристеночным приемником (вверху), нашим прибором (третий вариант) (в середине), и совмещенные спектры (внизу). Видно, что спектры практически совпадают. Совпадают также зависимости уровней пульсаций, зарегистрированных пристеночным приемником и третьим вариантом нашего приемника, от скорости турбулентного потока. На этом основании мы считаем, что наш прибор регистрирует пульсации давления, а не скорости.

Недостатком третьего варианта приемника является то, что его тонкий чувствительный элемент (вернее, часть элемента, выступающая из корпуса) ничем не защищен и легко может быть сломан. Особенно это существенно при проведении измерений на дельфинах.

Чувствительный элемент может быть защищен от механических повреждений с помощью двух обтекаемых выступов в передней части корпуса приемника, охватывающих с боков выступающую часть элемента. При этом большая чем в предыдущем случае, часть чувствительного элемента оказывается покрытой герметизирующей замазкой. Это приводит к тому, что чувствительность приемника снижается почти на порядок.

На рис. 48 показана фотография приемника пульсаций с чувствительным элементом в виде стержня круглого сечения, на рис. 49 — приемника с чувствительным элементом в виде пластинки. Устройство приемников пульсаций второго и третьего вариантов позволяет легко изолировать его (с помощью колпачка, заполненного воздухом) от пульсаций давления. В этом случае будут регистрироваться лишь всякого рода помехи (вибрации, микрофонный

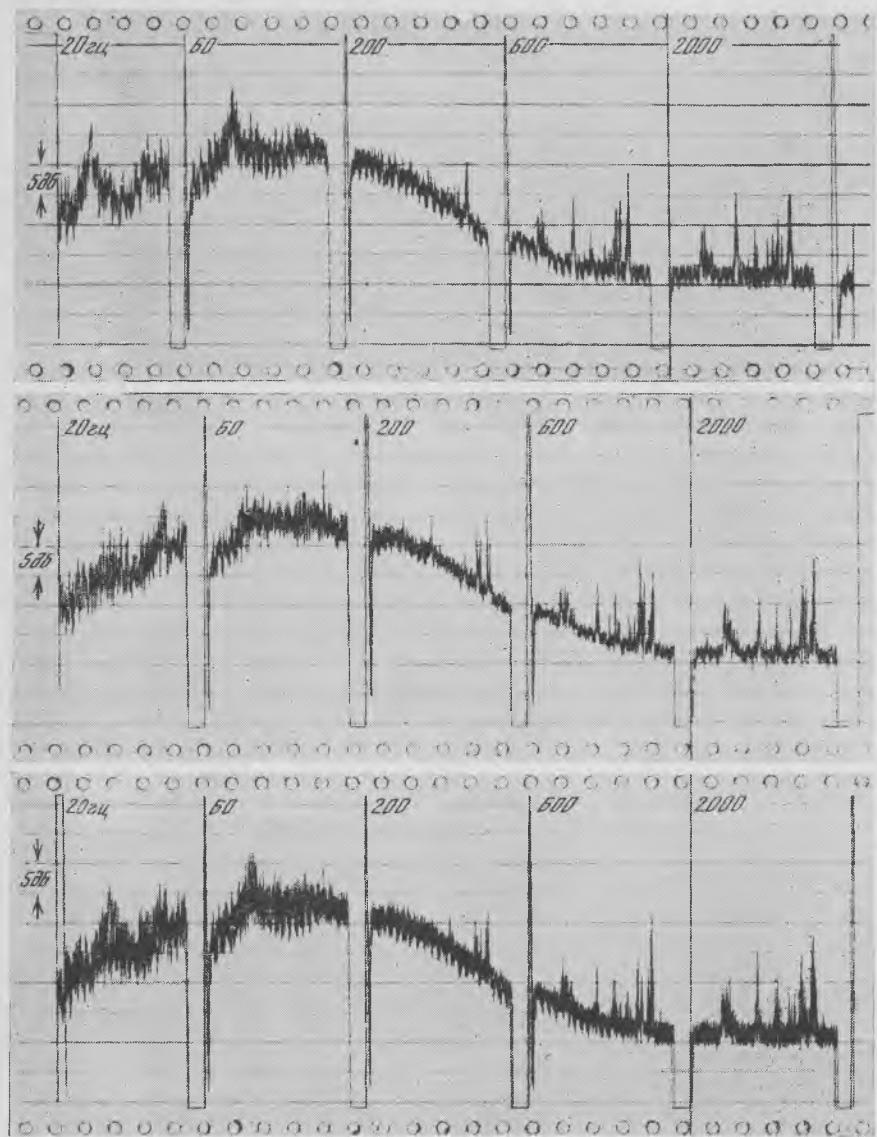


Рис. 47. Спектры турбулентности



Рис. 48. Приемник с чувствительным элементом круглого сечения



Рис. 49. Приемник с чувствительным элементом в виде тонкой пластиинки

эффект кабеля, радиопомехи, турбулентный шум на неровностях корпуса приемника пульсаций, электрическая активность 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.

Несколько замечаний по поводу усилительного каскада, встроенного в корпус второго и третьего вариантов приемника пульсаций давления. Схема усилителя приведена на рис. 50. Часть схемы, выделенная пунктиром, состоящая из чувствительного элемента приемника C_0 , полевого транзистора ТН-5 (новое название КП 103) с входным сопротивлением R_{bx} , встроена в корпус приемника. Нагрузочное сопротивление R_H с переходным конденсатором C_1 смонтировано в месте размещения основной измерительной схемы. Кабель служит для передачи не только полезного сигнала от приемника к схеме, но и питающего напряжения от измерительной схемы к транзистору, встроенному в корпус приемника. Коэффициент усиления каскада около 5. Собственный шум каскада, приведенный ко входу, составляет 5—7 мкв в полосе частот до 20 кгц. Входное сопротивление до 100—150 Мом.

Приемники пульсаций давления могут работать и без встроенных усилительных каскадов (как в первом варианте). В этом случае

чувствительный элемент нагружен непосредственно кабелем. При собственной емкости чувствительного элемента 20—30 пф и емкости кабеля 80—100 пф становится заметным шунтирующее действие кабеля. В результате чувствительность приемников без встроенного усилительного каскада оказывается в 4—5 раз меньше.

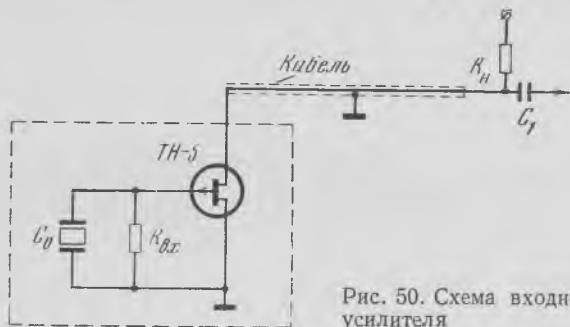


Рис. 50. Схема входного усилителя

Наличие встроенного усилительного каскада оказывается полезным еще в одном отношении. Усилительный каскад исключает микрофонный эффект кабеля, так как кабель шунтирован нагрузочным сопротивлением каскада, составляющим 5—10 ком.

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 сравнению с длиной волны самой высокочастотной компоненты спектра, при гидродинамических измерениях размер 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 приемника и чувствительность приемника имеет максимальное значение. Поэтому размер приемника нужно выбирать таким, чтобы удовлетворить неравенство

$$d \ll \frac{1}{2} \cdot \frac{U}{f}, \quad (147)$$

где U — скорость набегающего потока, f — частота измеряемых пульсаций. Для частот

$$f \gg \frac{U}{2d} \quad (148)$$

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 пьезоэлектрических приемников пульсаций (первый и третий варианты) определить эффективные размеры не так просто. Попробуем это сделать. Начнем с первого варианта приемника. Приемным элементом служит стерженек 2 (см. рис. 40), упирающийся одним торцом в пьезокерамическую пластинку 3, а другим вклеен в герметик 4 заподлицо с обтекаемой поверхностью корпуса 1. На первый взгляд кажется, что размер приемного элемента должен совпадать с диаметром стерженька. В действительности же оказывается, что эффективный размер приемного элемента в этом случае заметно больше и определяется не только диаметром стерженька, но и диаметром герметика.

Схематически такой приемник может быть представлен так, как показано на рис. 56. Если пользоваться терминологией теории упругости, то можно сказать, что керамическая 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. 51 целесообразно разбить на две части, как показано на рис. 52, а, б.

Схему на рис. 52, а, в свою очередь, полезно разбить на элементы так, как показано на рис. 53 (1—6). Здесь F — сила, q — давление, M_1 и M_2 — изгибающие моменты. Каждый из элементов на рис. 53 легко рассчитывается (Тимошенко, Войновский-Кригер,

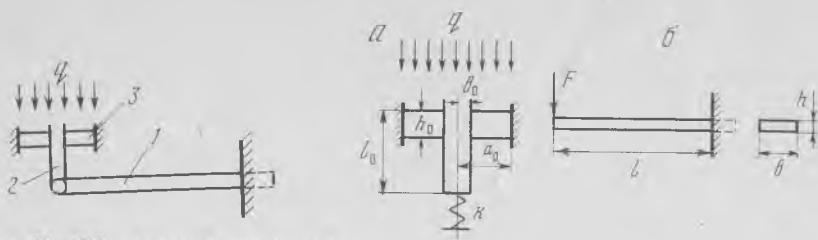


Рис. 51. Общая схема приемника

Рис. 52. Части схемы приемника

h_0 — толщина герметика, l_0 — длина стержня, a_0 — радиус стержня, a_0 — радиус герметика, k — жесткость пружины, F — сила, l — длина пластиинки, h — толщина пластиинки, b — ширина пластиинки

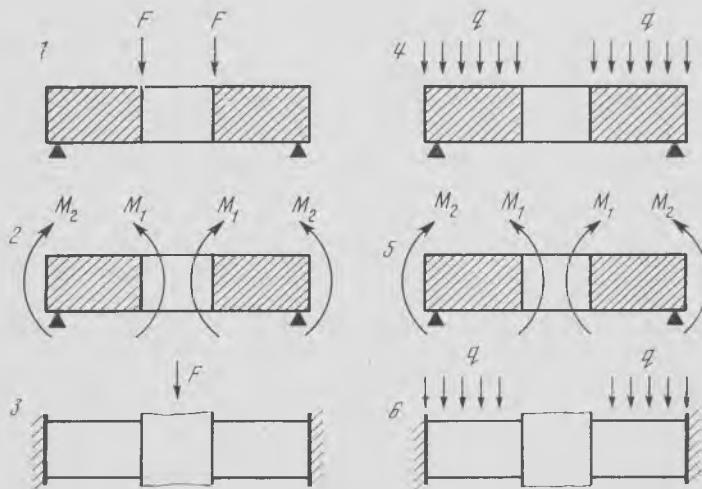


Рис. 53. Элементы части а схемы приемника

1963). Схема расчета следующая. В общем случае уравнение равновесия пластины, изгибающейся действующими на нее внешними силами, записывается в виде (Ландау, Лифшиц, 1965):

$$\Delta^2 w - \frac{q}{D} = 0, \quad (149)$$

D — цилиндрическая жесткость пластиинки, определяемая выражением:

$$D = \frac{Eh_0^3}{12(1-\sigma^2)}, \quad (150)$$

где σ — коэффициент Пуассона, E — модуль Юнга, h_0 — толщина пластиинки.

Уравнение (149) в полярных координатах запишется в виде:

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr} \left(r \frac{d}{dr} \left[\frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr} \left(r \frac{dw}{dr} \right) \right] \right) = \frac{q}{D}. \quad (151)$$

Однократное интегрирование по r от 0 до r дает:

$$r \frac{d}{dr} \left[\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dw}{dr} \right) \right] = \frac{1}{D} \int_0^r q r dr. \quad (152)$$

Интеграл в правой части представляет собой величину, пропорциональную перерезывающей силе Q , умноженной на длину окружности радиуса r :

$$2\pi r \cdot Q = 2\pi \int_0^r q r dr. \quad (153)$$

Учитывая (153), выражение (152) можно записать так:

$$\frac{d}{dr} \left[\frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr} \left(r \frac{dw}{dr} \right) \right] = \frac{Q}{D}. \quad (154)$$

Для элемента № 1, на рис. 53:

$$Q = \frac{F}{2\pi r}. \quad (155)$$

Трехкратное интегрирование уравнения (154) с учетом (155) позволяет получить форму прогиба опертой пластинки с отверстием в центре под действием силы F , приложенной к внутреннему контуру. Решение в общем виде запишется так:

$$w_1 = \varphi_1(r, F, C_1, C_2, C_3). \quad (156)$$

Постоянные интегрирования определяются через a_0 и b_0 из граничных условий на внешнем контуре:

$$(w_1)_{r=a_0} = 0 \quad (157)$$

$$- D \left(\frac{d^2 w}{dr^2} + \frac{\sigma}{r} \cdot \frac{dw}{dr} \right)_{r=a_0} = 0, \quad (158)$$

а также на внутреннем:

$$- D \left(\frac{d^2 w}{dr^2} + \frac{\sigma}{r} \cdot \frac{dw}{dr} \right)_{r=b_0} = 0. \quad (159)$$

Тогда прогиб может быть представлен в виде:

$$w_1 = \varphi_1(r, F, a_0, b_0). \quad (160)$$

Для случая 2 на рис. 53 перерезывающая сила $Q = 0$, и уравнение (154) упрощается:

$$\frac{d}{dr} \left[\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dw_2}{dr} \right) \right] = 0. \quad (161)$$

Интегрирование его позволяет получить прогиб под действием изгибающих моментов M_1 и M_2 :

$$w_2 = \varphi_2(r_1, C_1, C_2, C_3). \quad (162)$$

Из условий на внешнем и внутреннем контуре находим C_1 , C_2 и C_3 через M_1 , M_2 , a_0 и σ_0 , тогда:

$$w_2 = \varphi_2(r_1, M_1, M_2, a_0, \sigma_0). \quad (163)$$

Величину прогиба в случае 3 на рис. 53 получаем как сумму прогибов w_1 и w_2 :

$$w_3 = w_1 + w_2, \quad (164)$$

при этом M_1 и M_2 определяем из условий:

$$\left(\frac{dw_2}{dr}\right)_{r=a_0} = -\left(\frac{dw_1}{dr}\right)_{r=a_0} \quad (165)$$

и

$$\left(\frac{dw_2}{dr}\right)_{r=\sigma_0} = -\left(\frac{dw_1}{dr}\right)_{r=\sigma_0}. \quad (166)$$

Нас интересует только w_3 при $r = \sigma_0$; после ряда преобразований прогиб w_3 может быть представлен в виде:

$$(w_3)_{r=\sigma_0} = K_p \cdot \frac{Fa_0^2}{Eh_0^3}, \quad (167)$$

где

$$K_p = \frac{3(1-\sigma^2)}{\pi} \left[\frac{\alpha^2 - 1}{4\alpha^2} - \frac{1}{\alpha^2 - 1} (\ln \alpha)^2 \right], \quad (168)$$

и

$$\alpha = \frac{a_0}{\sigma_0}. \quad (169)$$

Аналогичная схема решения применяется и для случаев 4, 5 и 6 на рис. 53. Прогиб в случае 6 имеет вид:

$$(w_6)_{r=\sigma_0} = K_q \cdot \frac{qa_0^4}{Eh_0^3}, \quad (170)$$

где

$$K_q = \frac{3(1-\sigma^2)}{16} \left[-3 + \frac{4}{\alpha^2} (1 - \ln \alpha) - \frac{1}{\alpha^4} + \frac{16}{\alpha^2 - 1} (\ln \alpha)^2 \right]. \quad (171)$$

Возвращаясь к рис. 52, а, 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. 53. Тогда можно записать, что прогиб в случае рис. 52, а равен:

$$w_{r=\sigma} = w_6 - w_3. \quad (172)$$

Этот прогиб при $r = r_0$ равен по величине сокращению стержня и пружины:

$$w = A \cdot F_0, \quad (173)$$

где F_0 — результирующая сила, осуществляющая сокращение системы стержень — пружина;

$$A = \frac{l_0}{E_0 S_0} + \frac{1}{k}, \quad (174)$$

l_0 , S_0 , E_0 — соответственно длина, сечение и модуль Юнга стержня, k — жесткость пружины.

Сила F_0 может быть представлена как:

$$F_0 = q S_0 + F. \quad (175)$$

Приравняем правые части (172) и (173) и получим:

$$\frac{q a_0^4}{E h_0^3} \cdot K_q - \frac{F a_0^2}{E h_0^3} K_p = A q S_0 + A \cdot F. \quad (176)$$

Отсюда найдем F :

$$F = q \cdot \frac{\frac{a_0^4}{E h_0^3} \cdot K_q - A S_0}{\frac{a_0^2}{E h_0^3} \cdot K_p + A}. \quad (177)$$

Возвратимся к соотношению (175). Сила F_0 , действующая на систему стержень — пружина и обуславливающая их сокращение, складывается из силы $q S_0$, действующей на площадь торца стержня, и силы F , с которой внутренний контур пластины, воспринимающей давление q всей своей поверхности, 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:

$$S = \pi a_{\text{эфф}}^2 \quad (178)$$

со свободным внешним контуром (в отличие от реальной поверхности πa_0^2 с защемленным внешним контуром). Тогда

$$F_0 = F + q S_0 = q \cdot \pi a_{\text{эфф}}^2. \quad (179)$$

Отсюда мы можем вычислить $a_{\text{эфф}}$:

$$a_{\text{эфф}} = \frac{a_0}{V \pi} \sqrt{\frac{a_0^2 K_q + S_0 K_p}{a_0^2 K_p + E h_0^3 A}}. \quad (180)$$

Величина $a_{\text{эфф}}$ 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. Неучет этого факта может привести к серьезным погрешностям при измерениях спектров пульсаций давления.

Мы уделили много внимания расчету узла, изображенного на рис. 52, *a*, 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.

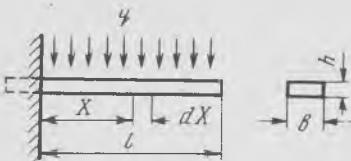


Рис. 54. Схема крепления чувствительного элемента

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. 54. Здесь l , v и h — соответственно длина, ширина и толщина пьезокерамической пластинки, q — давление, действующее на площадь пластиинки, X — координата. На первый взгляд кажется, что приемной поверхностью является вся площадь, равная $l \cdot v$. На самом же деле давление эффективно действует лишь на свободный конец пластиинки и на участки, прилегающие к свободному концу. Покажем это.

Чувствительным элементом описываемого приемника пульсаций является поляризованный по поверхности участок керамики в зазоре между электродами (см. рис. 46). Защемление керамической пластиинки производится по линии *AA*, таким образом поляризованный участок примыкает непосредственно к линии защемления. Известно, что при чистом изгибе защемленной пластиинки механическое напряжение в точке защемления максимально на поверхности пластиинки и определяется выражением

$$Y_{\max} = \frac{Mh}{2I}, \quad (181)$$

где M — момент изгибающей силы, приложенной к пластиинке, $I = \frac{vh^3}{12}$ — момент инерции относительно оси пластиинки в случае ее прямоугольного сечения. Элементарный момент силы давления на участке dX можно записать в виде:

$$dM = qvXdx. \quad (182)$$

Момент полной силы давления на всю пластиинку получим интегрированием выражения (182) в пределах от 0 до l :

$$M = qv \int_0^l X dx = \frac{qal^2}{2}. \quad (183)$$

Видно, что момент силы квадратично зависит от координаты X . Это значит, что вклад в общий момент силы участков пластиинки, 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 пластиинки, прилегающую к свободному концу, и только 25% — половина пластиинки, примыкающая к точке защемления. Задавшись определенной степенью точности, можно определить ту долю длины пластиинки, которая эффективно участвует в приеме пульсаций. Если задаться точностью в 10%, то можно считать, что эффективный размер пластиинки составляет примерно $\frac{2}{3}$ ее длины. В этом случае при конструировании такого приемника пульсаций целесообразно выбирать ширину пластиинки равной $\frac{2}{3}$ ее длины (от точки защемления). Тогда эффективная приемная поверхность будет иметь квадратную форму.

Методы градуировки приемников пульсаций скорости и давления

Градуировка приемников пульсаций скорости и давления представляет собой одну из самых ответственнейших 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 собственной 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 отградуированы методом сравнения с каким-либо градуированным приемником в турбулизированном потоке. Для этого градуируемый и градуированный приемники помещают в один и тот же турбулизированный поток и сравнивают их показания.

Некоторое качественное представление о работоспособности и чувствительности приемника пульсаций скорости любого типа может быть получено путем помещения его в турбулизированный поток воды и регистрации выходного напряжения. Дело в том, что степень турбулентности в турбулизированном 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.

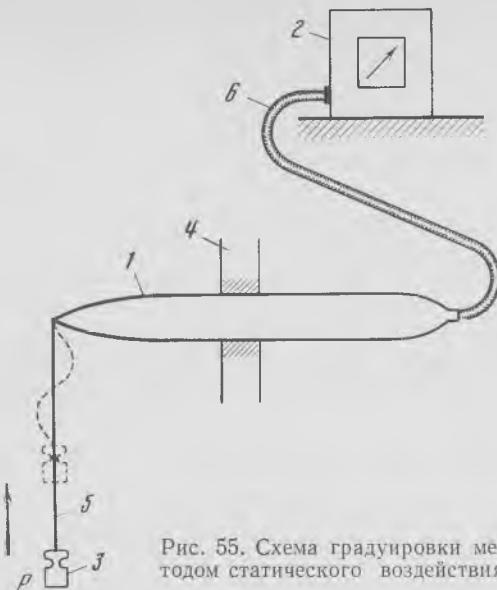


Рис. 55. Схема градуировки методом статического воздействия

Для оценки чувствительности пьезоэлектрического анемометра и приемника пульсаций давления (третий вариант) можно применить метод статического воздействия на него силой известной величины, как показано на рис. 55, где 1 — пьезоэлектрический анемометр, 2 — электрометрический прибор, градуированный в единицах электрического напряжения и имеющий входное сопротивление порядка 10^{12} — 10^{13} ом, 3 — груз известного веса 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, 1974а). Здесь мы рассмотрим наиболее доступные и практические методы градуировки.

Прежде всего заслуживает внимания метод статического воздействия, подобный только что описанному (см. рис. 55). Этот метод применим для оценки чувствительности приемников пульсаций давления первых двух вариантов. Необходимо только, чтобы направление воздействия статического усилия было перпендикулярно приемной поверхности (для первого 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 турбулизированном потоке.

Из акустических методов наиболее подходящими являются метод пистонфона, метод, основанный на сбросе статического давления, и метод ударной волны, к описанию которых мы и переходим.

Метод пистонфона

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. 56, а, б дана схема двух пистонфонных установок. Одна из них с механическим возбуждением, другая — с электродинамическим. В первом случае переменное звуковое давление в камере 1 задают колебательным движением поршня 2, который, в свою очередь, приводится в движение с помощью электродвигателя и эксцентрика. Градуируемый приемник пульсаций давления 3 устанавливают внутри камеры. Камера должна быть герметичной.

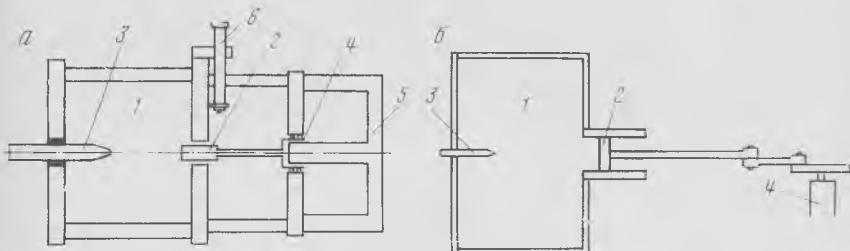


Рис. 56. Схема устройства пистонфонной установки с механическим (б) и электродинамическим (а) возбуждением

Во втором случае поршень 2 соединен с подвижной катушкой 4, находящейся в зазоре постоянного магнита (или электромагнита) 5. Ток возбуждения от специального генератора (на рис. не показан) поступает в катушку и заставляет ее совершать колебания, которые передаются поршню. Приемник пульсаций устанавливают так же, как в предыдущем случае. Чувствительность приемника определяют как отношение электрического напряжения на его выходе к величине амплитуды давления в камере, которую вычисляют по формуле:

$$P = \gamma P_0 \frac{\Delta v}{V_0} \quad (184)$$

где P_0 — атмосферное давление; V_0 — объем камеры; Δv — изменение объема при колебаниях поршня; $\gamma = 1,4$ для воздуха. Изменение объема Δv 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 b (см. рис. 56, а).

Однако формула (184) справедлива лишь в сравнительно узком диапазоне частот. Нижняя граница диапазона определяется условием:

$$3,9 \cdot f^{1/2} \cdot \frac{V_0}{S} > 10, \quad (185)$$

которое обусловлено тем фактом, что в области низких частот адабатический закон деформации воздуха в камере сменяется изотермическим.

Здесь S — внутренняя поверхность камеры.

Верхняя граница диапазона определяется условием

$$kl \ll 1, \quad (186)$$

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 (184) могут быть расширены почти на два порядка, если ввести в нее соответствующие поправки, учитывающие термодинамические и волновые явления (Романенко, Бугуславская, 1968). Тогда формула (184) примет вид:

$$P = k \cdot c \cdot \gamma \cdot P_0 \frac{\Delta v}{V_0}, \quad (187)$$

где

$$k = \left[\sqrt{1 + (\gamma - 1) \frac{1 - e^{-\kappa} \sqrt{2} \cos \left(\kappa + \frac{\pi}{4} \right) + \frac{(\gamma - 1)^2}{2\kappa^2} (1 - 2e^{-\kappa} \cos \kappa + e^{-2\kappa})}{\kappa}} \right]^{-1}, \quad (188)$$

$$c = kl \cdot \frac{\cos kl(1 - \alpha)}{\sin kl}. \quad (189)$$

Здесь:

$$\kappa = 4l \sqrt{f} \quad \text{и} \quad \alpha = \frac{x}{l},$$

x — координата чувствительного элемента приемника пульсаций давления, отсчитанная вдоль оси цилиндрической камеры от среднего положения поршня.

Некоторые фирмы выпускают миниатюрные пистонфоны для градуировок микрофонов на одной фиксированной частоте. В частности, фирма Брюль и Къер (Дания) выпускает пистонфоны, рабо-

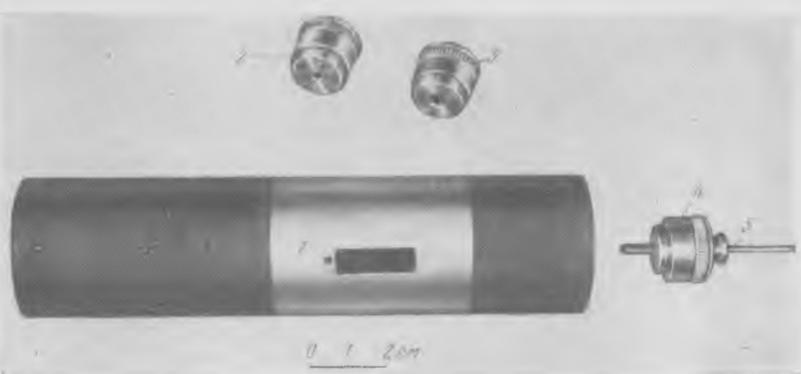


Рис. 57. Пистонфон фирмы РФТ

1 — пистонфон, 2, 3 и 4 — переходные устройства, 5 — приемник



Рис. 58. Пистонфон фирмы РФТ с укрепленным в нем градуируемым приемником пульсаций давления

тающие на частоте 250 Гц, фирма РФТ (Германская Демократическая Республика) выпускает 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.

На рис. 57 показан пистонфон фирмы РФТ и три переходных устройства, в одном из которых укреплен градуируемый приемник пульсаций давления. Три переходных устройства предназначены

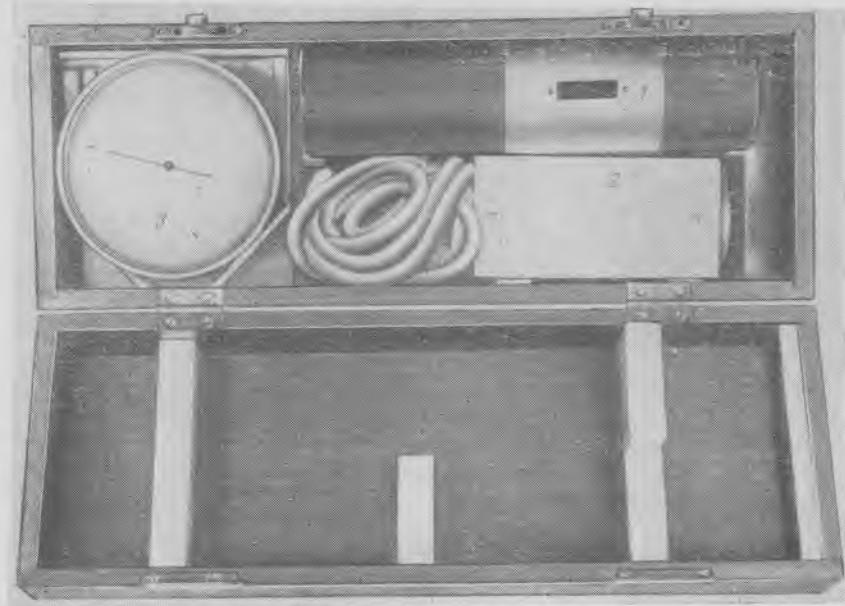


Рис. 59. Комплект пистонфона фирмы РФТ с переходными устройствами

для крепления в пистонфоне одного из трех различных приемников пульсаций давления, различающихся диаметром держателя.

На рис. 58 показан тот же пистонфон с вставленным в градуировочную камеру приемником.

На рис. 59 показан полный комплект прибора, в который входят пистонфон (1), зарядное устройство (2) к нему и барометр (3), предназначенный для контроля атмосферного давления в момент градуировки.

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 результате влияния пироэлектрического эффекта. Пироэлектричество определяется как изменение поляризации диэлектрика, обусловленное изменением его температуры. Пироэлектричеством обладает в значительной степени пьезокерамика, из которой обычно изготавливают чувствительные элементы приемников пульсаций давления.

В процессе градуировки по методу пистонфона в камере пистонфона изменяется не только давление, но и температура. Изменения

температуры связаны с изменениями давления соотношением

$$\Delta T = \frac{\beta T_0}{\rho_1 \cdot C_{\rho_1}} \cdot \Delta p, \quad (190)$$

где β — коэффициент объемного расширения среды, заполняющей камеру пистонфона (обычно это воздух), T_0 — средняя температура среды, ρ_1 — плотность, C_{ρ_1} — удельная теплоемкость среды при постоянном давлении, Δp — изменение давления.

Оценка показывает, что в воздухе (при $T_0 = 20^\circ$) $\Delta T \sim 10^{-4} \cdot \Delta p$. Изменения температуры среды, обусловленные изменениями давления, приведут к появлению разности потенциалов на электродах пьезоэлемента, если пьезоэлемент успевает прогреваться 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

$$\Delta U = \frac{4\pi h}{\varepsilon} \cdot \gamma_0 \cdot \Delta T \cdot 10^{12} \text{ В}, \quad (191)$$

где ε — диэлектрическая проницаемость пьезокерамики, γ — пироэлектрическая постоянная. Так, например, на обкладках пластинки из керамики титаната бария с $\varepsilon = 1200$ и $h = 0,1$ см при нагревании ее на 1° развивается разность потенциалов около 20 в.

Используя соотношения (190) и (191), для пироэлектрической чувствительности пьезоэлемента по давлению получим выражение

$$M_{\text{пиро}} = \frac{\Delta U}{\Delta p} = \frac{4\pi h \beta T_0 \gamma_0}{\varepsilon \rho_1 C_{\rho_1}} \cdot 10^{18} \text{ мкв/бар}. \quad (192)$$

Выражение (192) представляет собой предельную чувствительность, т. е. чувствительность при условии, что пироэлемент в каждое мгновение принимает 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

$$M_{\text{пиро}} = \frac{4\pi h \beta T_0 \gamma_0 \cdot 10^{18}}{\varepsilon \rho_1 C_{\rho_1}} \cdot \frac{m}{\sqrt{m^2 + \omega^2}} \text{ мкв/бар}, \quad (193)$$

где

$$m = \frac{\alpha \cdot S}{\rho_2 \cdot V \cdot C_{\rho_2}}, \quad (194)$$

α — коэффициент теплопередачи, равный для спокойного воздуха $2 \div 8$ ккал/ $\text{м}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$, ρ_2 , C_{ρ_2} , S и V — соответственно плотность, удельная теплоемкость, поверхность и объем пьезоэлемента. На рис. 60 показано измерение экспериментально (кривая 1) отношение суммы пироэлектрической чувствительности пьезоэлемента по

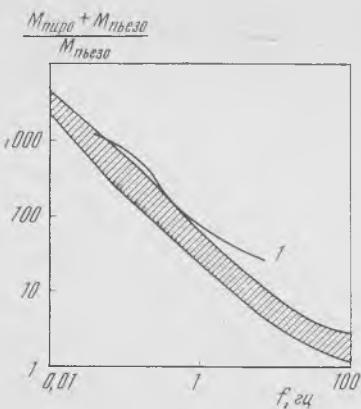


Рис. 60. Соотношение пироэлектрической и пьезоэлектрической чувствительности пьезокерамической пластины

Имея в виду, что формула (195) не учитывает явления конвекции и фазового сдвига между пиропотенциалом и пьезопотенциалом, согласие экспериментальных и расчетных результатов следует признать удовлетворительным. Измерения пироэлектрической чувствительности проводились в воздухе, пьезоэлектрической — в воде методом пистонфона. При этом предполагалось в первом приближении, что в воде пироэффект не проявляется. Однако не всегда можно пренебречь проявлением пироэффекта, когда пироэлемент окружен жидкой средой. Ниже приведены рассчитанные максимально возможные значения отношения

$$\frac{M_{\text{пиро}} + M_{\text{пьеzo}}}{M_{\text{пьеzo}}}$$

для случаев, когда пьезоэлемент окружен различными жидкостями. Расчет проведен для трех вариантов использования пьезоэлемента. В первом варианте пьезоэлемент подвергается всестороннему воздействию давления (работает пьезомодуль $d_{\text{вс.сж}}$). 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 видно, что пироэффект не проявляется совершенно лишь в том случае, когда при градуировке пьезоэлемент окружен водой при температуре 4°. Если температура воды равна 25°, то пренебрежение пироэффектом может дать погрешность градуировки до 15% в случае использования пьезомодуля $d_{\text{вс.сж}}$. Если же в качестве рабочей жидкости используется не вода, а, например, оливковое масло, то ошибка может достигать 90%.

давлению и пьезоэлектрической чувствительности к его пьезоэлектрической чувствительности в зависимости от частоты. Материал пьезоэлемента — керамика титаната бария. Форма пьезоэлемента — пластинка толщиной 0,01 см. Заштрихованная область теоретически возможных значений, определяемых соотношением (193), при α , изменяющемся от 2 до 8, и известном выражении для пьезоэлектрической чувствительности

$$M_{\text{пьеzo}} = \frac{4\pi d_{\text{вс.сж}}}{e} \cdot h \cdot 300 \cdot 10^6 \text{ мкв/бар}, \quad (195)$$

где $d_{\text{вс.сж}}$ — пьезомодуль керамики титаната бария при всестороннем сжатии.

Жидкость	При d_{BC} сж. = $= 0,8 \cdot 10^{-6}$, см/в	При $d_{11} =$ $= -1,4 \cdot 10^{-6}$, см/в	При $d_{13} =$ $= 3,6 \cdot 10^{-6}$, см/в
Вода при 4°	1	1,	1
Вода при 20°	+0,88	+1,065	+0,98
Вода при 25°	+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

Вернемся теперь к особенностям градуировки приемников пульсаций давления методом пистонфона. Анализ возможных погрешностей, обусловленных проявлением пироэлектрического эффекта, показывает, что градуировку приемников пульсаций давления методом пистонфона в воздушной среде можно проводить лишь на частотах выше 100 Гц (см. рис. 60). 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. Это может быть осуществлено следующим способом. Приемник пульсаций давления погружается в стаканчик с водой и вместе со стаканчиком помещается в камеру пистонфона (если позволяет объем камеры). Температура воды при этом должна быть возможно ближе к 4°.

Метод, основанный на сбросе статического давления

Этот метод чрезвычайно прост. Он предназначен для градуировки миниатюрных цилиндрических гидрофонов, но с успехом может быть применен и для градуировки приемников пульсаций давления. Он основан на быстром сбросе статического давления, действию которого 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. 61) имеет объем в несколько кубических сантиметров. Верхней крышкой камеры служит диафрагма 1, за-

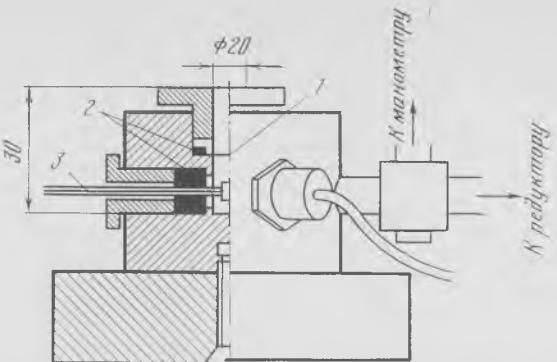


Рис. 61. Камера давления (по Рою и Фролову, 1961)

жатая 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 замерить 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 происходил приблизительно за 200 мксек. Следовательно, постоянная 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 мксек.

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 мксек, отмечаются приемником. Рабочая осциллограмма приведена на рис. 62. 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 не-

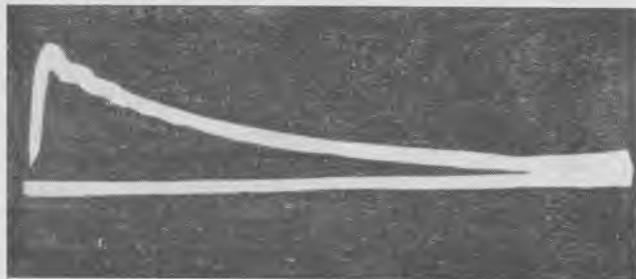


Рис. 62. Рабочая осциллограмма (по Рою и Фролову, 1961)

учетом колебаний давления в процессе установления, несущественна. Например, при анализа осциллограммы, приведенной на рис. 62, ошибка не превышает 10 %. Если же избыточные давления имеют величину, равную нескольким атмосферам, усреднение колебаний необходимо производить возможно тщательнее.

Метод градуировки с помощью ударной волны

Сущность метода 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. 63. Ударная труба 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 баллона 3 подается через редуктор сжатый воздух под давлением около 7 атм до прорыва диафрагмы. После ее прорыва во второй отсек устремляется 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 5×5 мм². Пропайка предохраняет сетку от перебивания 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. Дат-

чик 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. Градуируемый 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,
- отмечать с достаточной точностью момент прихода ударной волны ко второму датчику,
- иметь достаточно широкую полосу пропускаемых частот, чтобы не возникли искажения сигнала от градуируемого гидрофона,
- обеспечивать возможность градуировки канала усиления электрическим напряжением известной величины.

Блок-схема радиотехнической части приведена на рис. 64. 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. 63) на вход 1 узла I. Стартовый импульс с выхода 1 поступает на вход блока развертки осциллографа.

Узел II формирует метки времени. Для этого на вход 5 при замкнутом включателе B_1 подается непрерывное синусоидальное напряжение от специального генератора (10 на рис. 63) 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 включатель B_1 разомкнут, а включатель B_2 замкнут. Однократный запуск осциллографа для фотографирования градуировочного сигнала производят нажатием

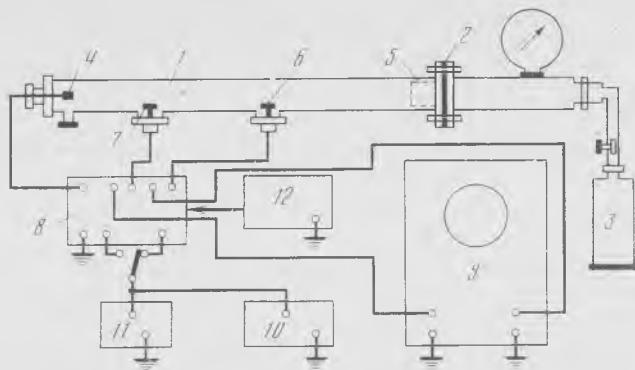


Рис. 63. Блок-схема установки
(по Рою и Фролову, 1961)

δx_1 — I — $\phi_{\text{Вых}1}$

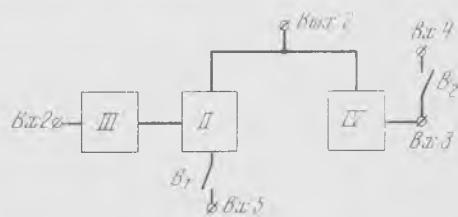


Рис. 64. Блок-схема радиотехнической части (по Рою и Фролову, 1961)

специальной кнопки, предусмотренной в узле I. Радиотехническая часть схемы питается от источника напряжения 12.

Волна давления, распространяясь 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:

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1}, \quad (196)$$

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:

$$\frac{P_3}{P_2} = \frac{2\gamma M_2^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1}, \quad (197)$$

где

$$M_2^2 = \frac{2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)}{2 + (\gamma - 1) M_1^2}. \quad (198)$$

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 из-за разогрева его на фронте волны.

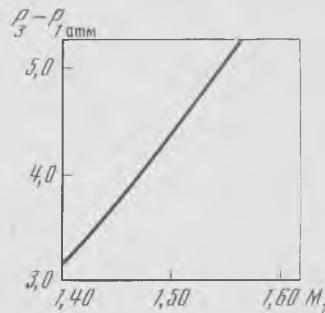
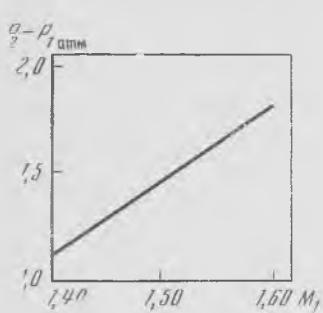


Рис. 65. Избыточное давление за фронтом падающей волны (по Рою и Фролову, 1961)

Рис. 66. Избыточное давление за фронтом отраженной волны (по Рою и Фролову, 1961)

Приведенные формулы дают возможность представить графически (рис. 65—66) соотношения:

$$P_2 - P_1 = \varphi(M_1), \quad (199)$$

$$P_3 - P_1 = \varphi(M_1), \quad (200)$$

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 фронтом падающей волны она может достигать весьма больших значений. Скорость частиц воздуха за фронтом падающей волны может быть вычислена по формуле:

$$v = C_{уд} \cdot \frac{2(M_1^2 - 1)}{(\gamma + 1) M_1^2}, \quad (201)$$

Если, например, скорость распространения ударной волны $c_{уд}$ равна 500 м/сек, что соответствует числу Маха $M_1 = 1,46$, величина $v = 220$ м/сек. 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.

Измерение 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; Романенко, 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:

$$R = R_\sim + A, \quad (202)$$

где $A = \text{const}$, а R_\sim — переменная часть, обусловленная изменением расстояния между электродами. В пресной воде при подключении к электродам постоянного напряжения выполняется соотношение:

$$R_\sim \gg A, \quad (203)$$

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 R_\sim 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 амплитудно модулированным с частотой модуляции, определяемой частотой вращения крыльчатки. Правда, глубина модуляции очень невелика (около 0,015). С целью выделениягибающей высокочастотного звукового сигнала, содержащей информацию о скорости вращения крыльчатки, разработана специальная схема (Егидис, Шакало, 1971), показанная на рис. 67. Генератор напряжения звуковой частоты (10 кГц) собран на двух транзисторах МП16 по схеме мультивибратора и подключен к электродам вертушки по схеме источника тока (через большое сопротивление). Напряжение, снимаемое непосредственно с электродов, усиливается (транзистор П15А) и детектируется (Д7Ж). Продетектированный сигнал поступает на фильтр низких частот, выделяющий импульсы, обусловленные вращением крыльчатки. Однозначная связь частоты импульсов и скорости потока определяется путем градуировки. На рис. 68 показана примерная осциллограмма импульсов, несущая информацию о скорости потока.

Принцип устройства магнитной вертушки показан на рис. 69. 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. 69, б. Длина каждой лопасти 10 мм, ширина 5 мм, толщина 1 мм. Материал двух лопастей, не содержащих магниты, — нержавеющая сталь. Материал лопастей, в которые вклеены магниты, — плексиглас. 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 набегает на вертушку так, как показано на рис. 69, а стрелками, воздействует на выступающие из корпуса участки лопастей, приводя их 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. 70 приведена градуировочная зависимость частоты импульсов от скорости потока такой вертушки. При измерении скорости обтекания вертушка крепится либо на корпусе аппарата, либо на специальном держателе.

Принцип действия магнитного (электромагнитного) измерителя скорости описан выше.

Описанные выше измерители скорости потока имеют один серьезный недостаток: они измеряют только одну компоненту скорости (продольную). Движения животного, как правило, нестационарны, и вектор скорости в процессе движения может несколько менять

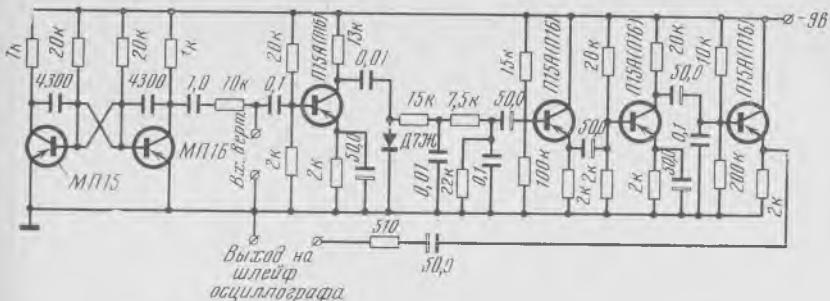


Рис. 67. Принципиальная схема устройства для выделения информации о скорости вращения крыльчатки

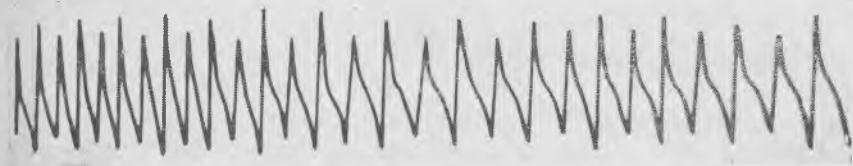


Рис. 68. Осциллограмма импульсов, несущая информацию о скорости потока

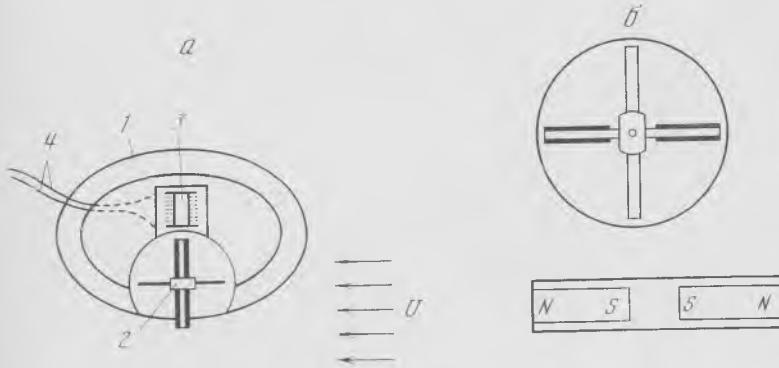


Рис. 69. Схема устройства магнитной вертушки (а и б)

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 ламинар-

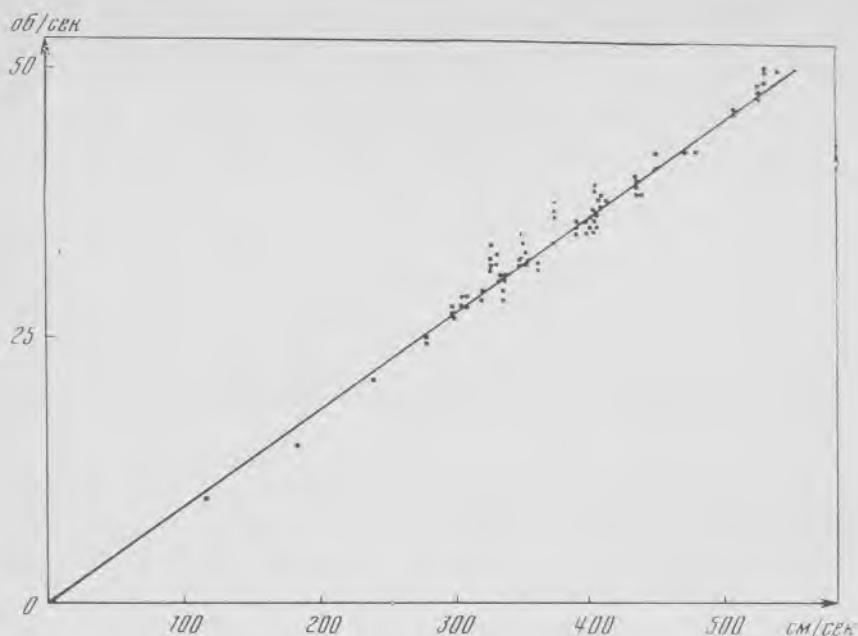


Рис. 70. Градуировочная зависимость частоты импульсов от скорости потока

ного пограничного слоя при обтекании круглого цилиндра в попечном направлении и образовании вихревой дорожки (Катыс, 1965). Частота срыва вихрей в этом случае определяется выражением

$$f = Sh \cdot \frac{U}{d}, \quad (204)$$

где d — диаметр цилиндра, U — скорость потока, Sh — число Струхала, которое мало изменяется в широком диапазоне чисел Рейнольдса и равно 0,21. Соотношение (204) 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 биогидродинамических исследованиях. На рис. 71 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 устанавливается на животном одним из способов, описанных в следующем параграфе, так, чтобы приемник пульсаций оказался в вихревом следе цилиндра при его обтекании потоком. Поскольку вихревой след за цилиндром достаточно широк, приемник пульсаций будет оставаться в нем или вблизи него при значительных отклонениях вектора скорости от продольного направле-

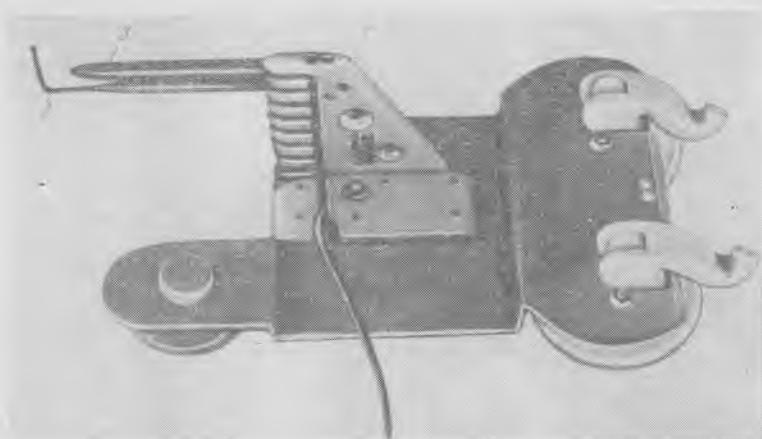


Рис. 71. Измеритель скорости потока, основанный на явлении срыва вихрей при обтекании круглого цилиндра в поперечном направлении

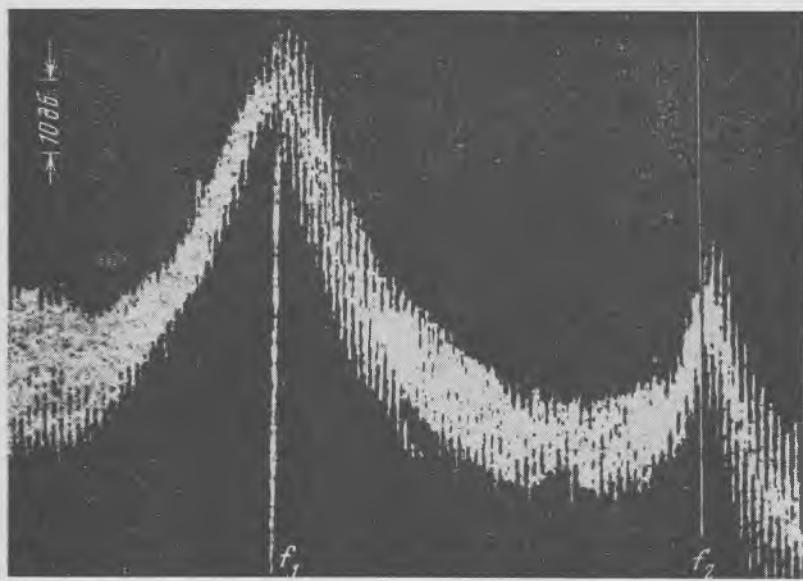


Рис. 72. Спектрограмма пульсаций давления за обтекаемым цилиндром

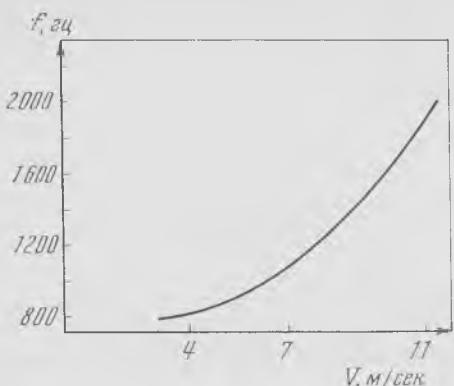


Рис. 73. Градуировочная зависимость частоты срыва вихрей от скорости набегающего потока

ния, 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 в достаточной близости 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. 72 показана примерная спектrogramма пульсаций давления за обтекаемым цилиндром¹. На спектrogramме 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.

На рис. 73 представлена градуировочная кривая, полученная при протаскивании жесткой модели с установленным на ней измерителем скорости такого типа при различных значениях скорости.

Измерение скорости обтекания животных возможно также термоанеметрическим методом.

¹ В испытаниях измерителя скорости участвовал В. Г. Янов.

ГЛАВА IV

МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ БИОГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ

Биогидродинамическая информация может быть зарегистрирована либо с помощью телеметрической техники, либо непосредственно на животном с помощью автономных, закрепляемых на животном магнитофонов.

Телеметрическая техника получила широкое применение прежде всего в промышленности и в технических науках. Уже почти полвека телеметрическая техника применяется в нефтяной промышленности, метеорологии, космических исследованиях.

В биологии телеметрия стала применяться значительно позднее, причем прежде всего с целью прослеживания. Получение же информации о физиологических параметрах животных стало возможным лишь в последнее десятилетие в связи с развитием микроЗлектронной 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 магнитофонов вообще пока еще не имеет прецедентов. Это совершенно новый метод и весьма перспективный, если учесть быстрые темпы развития техники магнитной записи. Во всяком случае, наш опыт применения миниатюрных автономных магнитофонов для регистрации биогидродинамической, а также биоакустической информации непосредственно на животном свидетельствует о его несомненной перспективности.

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.

Общие понятия

Понятие «информация» в известном смысле можно определить как сведения, которые являются объектом сбора, передачи, хранения и обработки¹. 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,

¹ Общие понятия теории информации даны в том виде, как они сформулированы в книге: «Биологическая телеметрия». Под ред. акад. В. В. Парина. 1971 г.

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

$$C = \log N, \quad (205)$$

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

$$C = \log n^m = m \log n. \quad (206)$$

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 высоких частот. 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). Существует также 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 с ЧМ—ЧМ. Следует отметить, что системы с ЧМ обладают существенным недостатком: сигналы ниже некоторого порогового значения силь-

но 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

$$V_c = T_c \cdot F_c \cdot H_c, \quad (207)$$

где T_c и F_c — соответственно длительность и частотный спектр сигнала:

$$H_c = \log \frac{P_c}{P_n}, \quad (208)$$

P_c и P_n — соответственно средняя мощность сигнала и помехи. Аналогично можно характеризовать и канал связи. Емкость канала связи

$$V_k = T_k \cdot F_k \cdot H_k. \quad (209)$$

Очевидно, что условие передачи сигнала будет

$$V_k \gg V_c. \quad (210)$$

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 система 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

$$C = F_k \log_2 \left(1 + \frac{P_c}{P_n} \right) \text{дв. ед./сек.} \quad (211)$$

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. При-

меняя 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 называют частотным.

В системе с времененным разделением каналов линия связи поочередно представляется 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.

Телеметрия в биогидродинамике

Возможность создания автономной телеметрической аппаратуры, которую можно укрепить на дельфине или другом животном примерно таких же размеров, появилась лишь с развитием микроЗлектронной 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 широкополосной (до 1—2 кгц) при скоростях движения дельфина до 5—10 м/сек. 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 радиотоковый 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) интенсивность пульсаций 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 при известной чувствительности приемников пульсаций давления. 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 амплитудно модулируются шумовым сигналом, поступающим с приемников пульсаций давления (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 меандра. Частота повторения меандра

(до 100 гц) несет информацию о скорости обтекания и частоте (до 2—3 гц) изгибных колебаний тела дельфина. Ири 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 (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 радиолинии (КРЛ) с помощью передатчика (стандартного 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.

Вес аппаратуры без источников питания равен 500 г, с источником питания 700 г, с герметизирующим футляром 1000 г.

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. 74). В том случае, когда необходимо длительно следить за поведением животного, передатчики всех трех каналов полезной информации (КПИ) 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 в течение 2—3 сек, по радиотоковому каналу подается тон-сигнал с частотой 185 кгц ($f_{\text{КРЛ}}$) от генератора ГЗ-33, служащего передатчиком командной радиолинии. Приемник КРЛ принимает тон-сигнал и включает передатчики КПИ (замыкает цепь их питания) на 20—25 сек., в течение которых осуществляется передача на берег полезной информации на трех несущих частотах (f_1 , f_2 , f_3). Эта информация регистрируется радиоприемниками КПИ («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

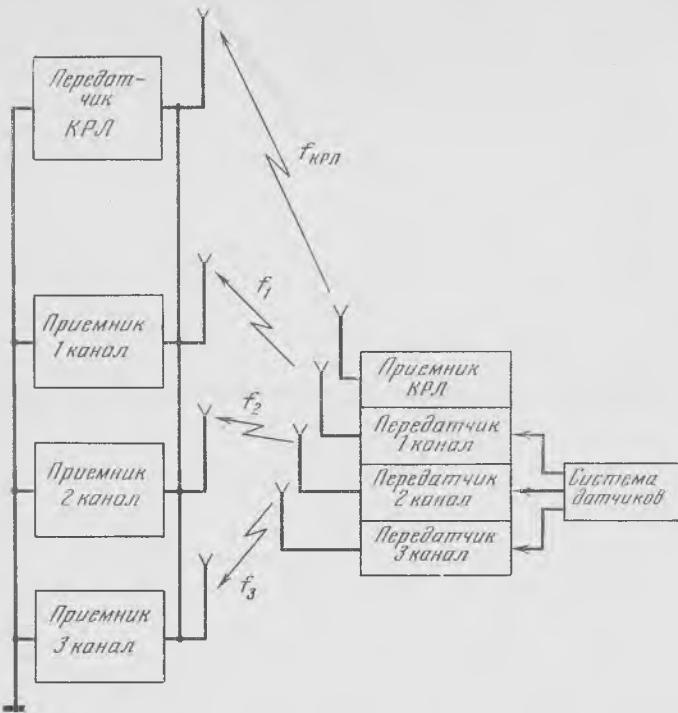


Рис. 74. Схема телеметрической связи

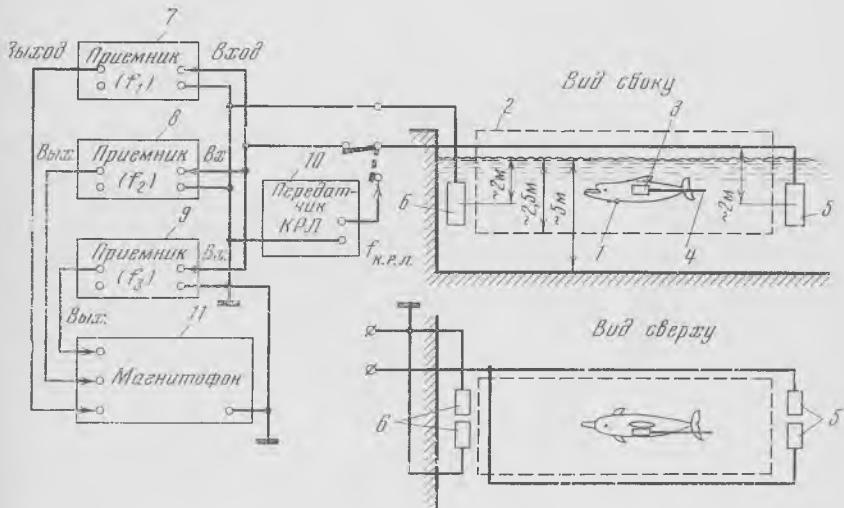


Рис. 75. Схема измерения гидродинамических параметров дельфина с помощью многоканальной радиотелеметрической системы

КРЛ выключен, передатчики КПИ подключены к источнику питания и непрерывно передают, а радиоприемники КПИ («Волна-К») непрерывно принимают информацию, поступающую с измерителей скорости потока и приемников пульсаций давления.

Система измерителей полезной информации включает в себя три приемника пульсаций давления пьезоэлектрического типа и три измерителя скорости потока типа вертушки На рис. 75 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 антenna приемника командной радиолинии в виде четырех тонких (диаметром 1,2 мм) проводов 4 тянутся вслед за автономным комплексом во время движения дельфина. Эти антенны находятся в электрическом контакте с водой на оголенном участке протяженностью 20—30 мм. На остальном участке (от передатчика до оголенного места антенн изолированы от воды). Земляным полюсом излучающих антенн служит металлический корпус автономного комплекса. Все антенны имеют различную длину (1,5—2,5 м) для того, чтобы они не закорачивались 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 сек.) запускающего тон-сигнала. Полезная информация с выходов приемников записывается на многоканальном магнитофоне 11.

На рис. 76 показана функциональная блок-схема автономного 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 по частоте шумового сигнала пульсаций давления и суммирования его с сигналом калибровки амплитуды;

3) системы измерения скорости обтекания, в которой используется дополнительная ЧИМ-АИМ модуляция сигнала калибровки амплитуды.

Синусоидальные колебания, генерируемые задающим генератором 1, через согласующий каскад, поступают на амплитудный моду-

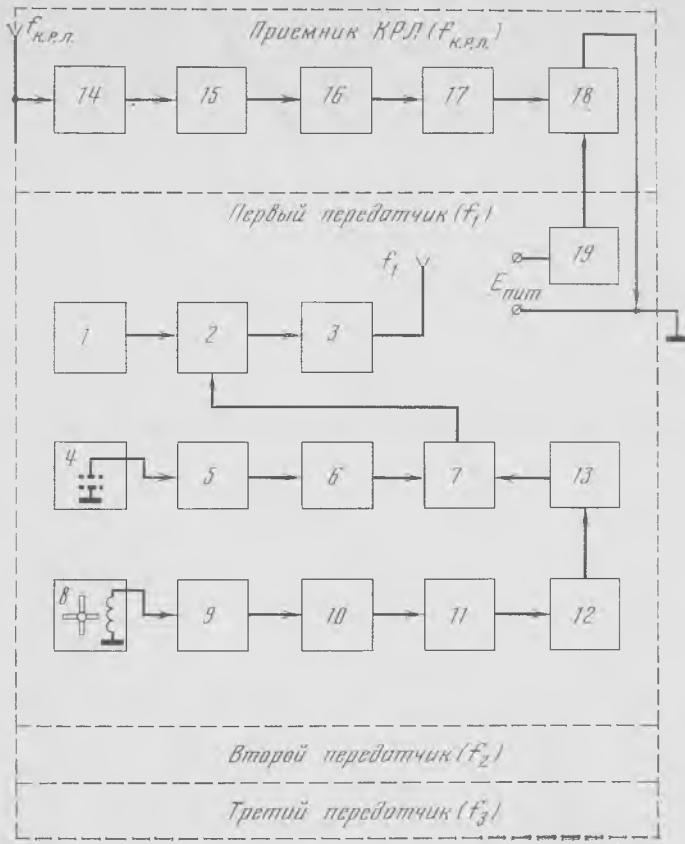


Рис. 76. Функциональная блок-схема автономного телеметрического комплекса

лятор 2, где модулируются низкочастотным сигналом полезной информации (суммарный сигнал пульсаций давления и ЧИМ-АИМ сигнала калибровки амплитуды). Амплитудно-модулированная (АМ) несущая с контура модулятора подается на двухтактный усилитель мощности 3 и далее излучается в морскую воду.

Шумовой сигнал пульсаций давления поступает от пьезоэлектрического емкостного датчика 4 на вход 5-каскадного предварительного усилителя 5, обладающего высоким выходным сопротивлением (порядка сотен мегом) и малым уровнем собственных шумов (порядка единиц мкв в полосе 20—2000 гц).

С целью исключения влияния микрофонного эффекта кабеля первый каскад предварительного усилителя смонтирован непосредственно в корпусе датчика пульсаций давления. 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.

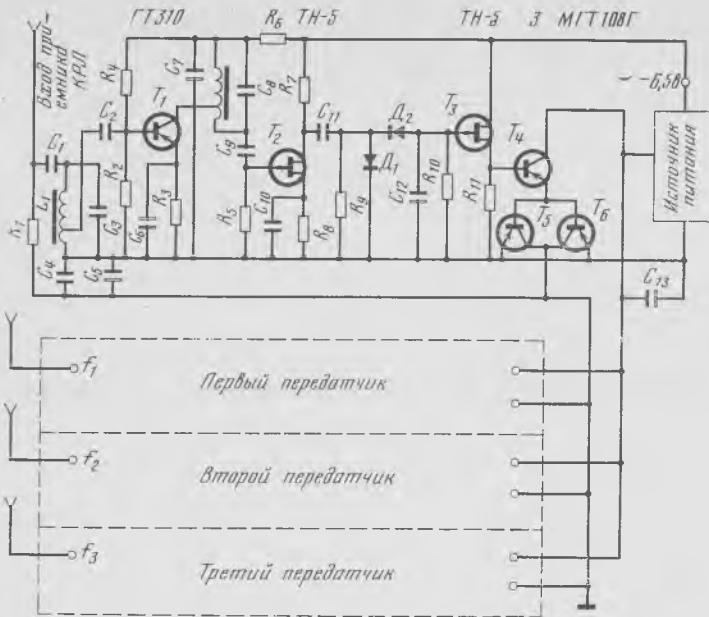
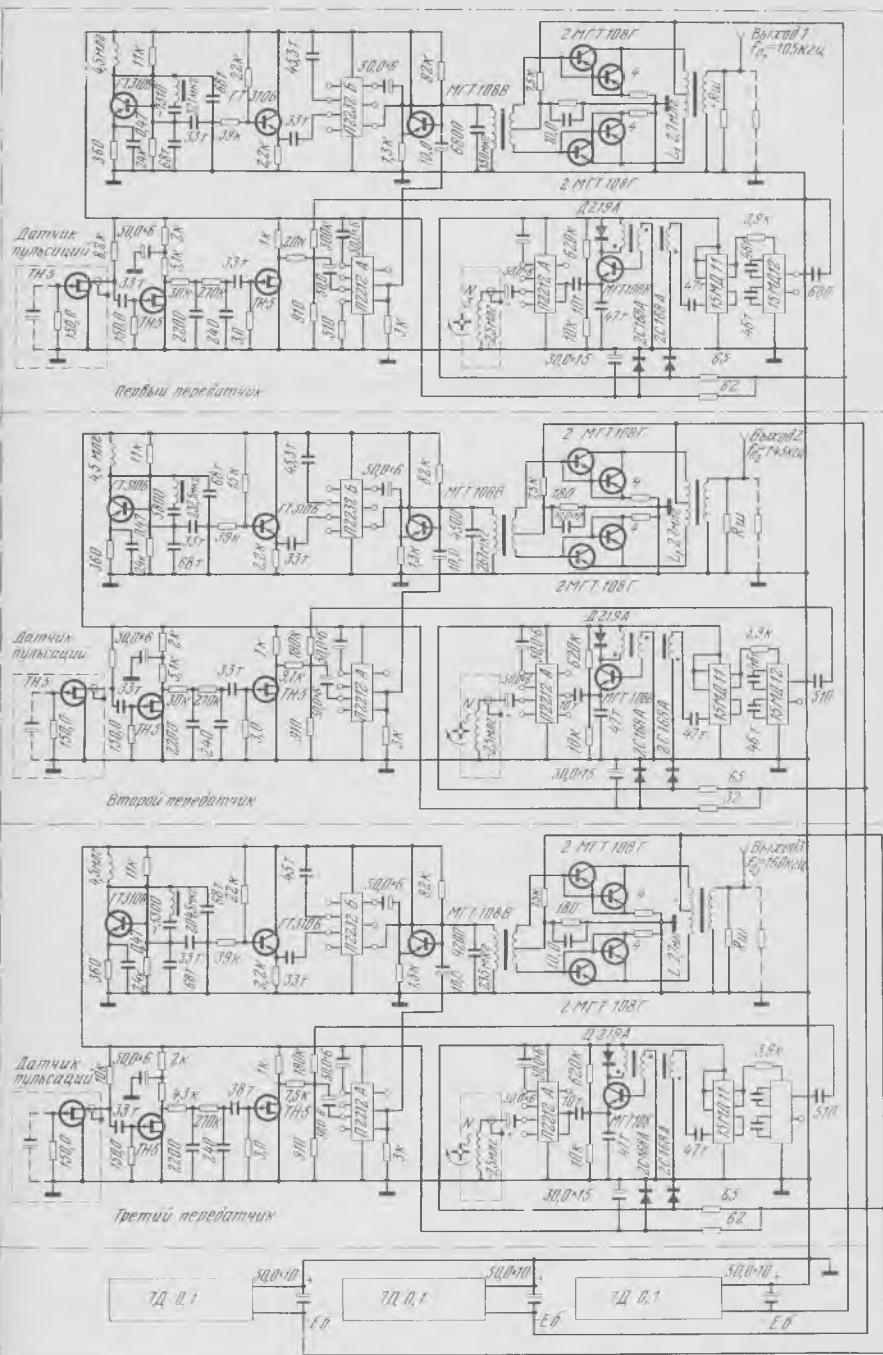


Рис. 77. Принципиальная схема приемника командной радиолинии

Набегающий поток воды во время движения дельфина вращает лопасти вертушки 8, в одной 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 калибровки амплитуды — симметричного автоколебательного мультивибратора (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. С фильтра верхних частот сигнал калибровки поступает на сумматор 7.

Рис. 78. Принципиальная схема автономного комплекса с тремя радиопередатчиками



Как видно из блок-схемы приемника КРЛ (см. рис. 76), тон-сигнал с частотой 185 кГц 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 схемы реле времени 17 и далее на ключевую схему 18, открывая ее. При этом плюс батареи питания ($+E_{\text{пит}}$) подается через открытую ключевую схему на

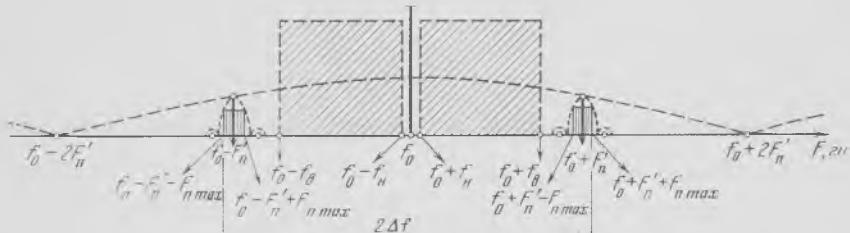


Рис. 79. Спектральное представление суммарного сигнала на выходе одного радиопередатчика

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 сек.).

На рис. 77 изображена принципиальная схема приемника командной радиолинии, управляющего работой передатчиков полезной информации при измерениях с использованием ждущего режима. При проведении экспериментов с использованием непрерывного режима приемник командной радиолинии исключается из работы автономного комплекса. Принципиальная схема трех автономных передатчиков для данного случая показана на рис. 78.

Конструктивно схема автономного комплекса выполнена в микромодульном функциональном исполнении (каждый модуль — функциональная единица) с использованием объемного монтажа.

На рис. 79 изображено спектральное представление суммарного сигнала на выходе одного передатчика автономного комплекса. Максимальная ширина информационной полосы $2\Delta f_{\max} = 4100$ гц; f_0 — несущая частота, f_n и f_v — нижняя и верхняя граничные частоты полезного сигнала; F_n^1 — частота поднесущей, $F_{n \max}$ — максимальная частота повторения импульсов магнитной вертушки.

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 биогидродинами-

ческих 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.

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.

Существующие системы магнитофонов не приспособлены к такому применению: они не герметизированы, имеют, как правило, большие габариты и вес, имеют в большинстве случаев недостаточно широкий диапазон рабочих частот.

В Лаборатории биоакустики Института эволюционной морфологии и экологии животных им. А. Н. Северцова АН СССР 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.

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 конструкцию, вес которой в воздухе вместе с тремя датчиками полезной информации, усилителями записи и источниками питания усилителей не превышает 1 кг.

Емкость каждой из трех кассет, заряжаемых в магнитофон, составляет около 1500 м проволочного звуконосителя.

Время непрерывной записи при скорости записи 1,5—2 м/сек — 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.

На рис. 80 показан механизм протяжки звуконосителей. Здесь 1 — турбина, сидящая на оси трехсекционной приемной кассеты,

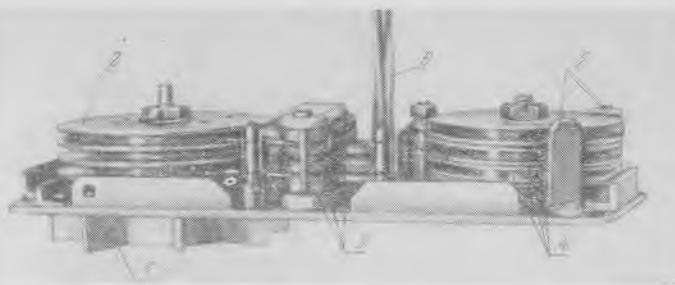


Рис. 80. Механизм протяжки звуконосителей (первый вариант)

2, 3 — три герметичные головки записи, 4 — три подающие кассеты с проволочным звуконосителем, 5 — подтормаживающие стойки с поролоновыми наклейками, 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 поролоновыми наклейками на стойках 5, создавая необходимое натяжение звуконосителей.

В рабочем состоянии весь механизм прикрыт крышкой (на рисунке не показана) для предотвращения от механических повреждений. Крышка перфорирована, так что вода свободно проникает в механизм. Ввиду того что звуконосители и головки записи изготовлены из некоррозионных материалов, кратковременное пребывание их даже 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. 81 показана блок-схема усилителей записи. Полезные сигналы с датчиков поступают на входы трех идентичных усилителей напряжения ($У1$, $У2$ и $У3$), затем на входы сумматоров ($C1$, $C2$ и $C3$), на которые подается также один и тот же опорный синусоидальный сигнал с генератора (Γ). В сумматоре полезный и опорный сигналы линейно суммируются и далее усиливаются усилителями мощности ($УM1$, $УM2$ и $УM3$), к выходам которых подключены записывающие головки ($ГЗ1$, $ГЗ2$ и $ГЗ3$). Подмагничивание

осуществляется постоянным током. Схемы питаются от стабилизированного источника (ИП).

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.

На рис. 82 приведена принципиальная схема одного из усилителей записи. Первые 4 каскада схемы представляют собой усилитель напряжения. 5-й каскад выполняет роль сумматора полезного и опорного сигналов, 6-й и 7-й — усиливают сигнал по мощности.

Головки записи (ГЗ) включены непосредственно в эмиттерные цепи оконечных каскадов. В этом случае постоянные составляющие тока оконечных каскадов обеспечивают подмагничивание звуконосителей, а переменная составляющая обеспечивает запись полезного сигнала.

Полоса записываемых частот определяется скоростью протяжки звуконосителя и при скорости в 3 м/сек составляет 100 гц — 120 кгц. Широкая полоса рабочих частот позволяет регистрировать не только пульсации скорости и давления, но и акустическую компоненту шумов обтекания.

На рис. 83 приведена принципиальная схема RC -генератора опорного сигнала. Частота опорного сигнала — 1230 гц.

Источником питания всех трех усилителей записи и генератора служат две последовательно соединенные батареи дисковых аккумуляторов типа 7Д-01.

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

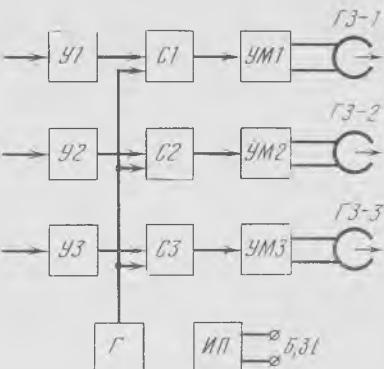


Рис. 81. Блок-схема усилителей записи

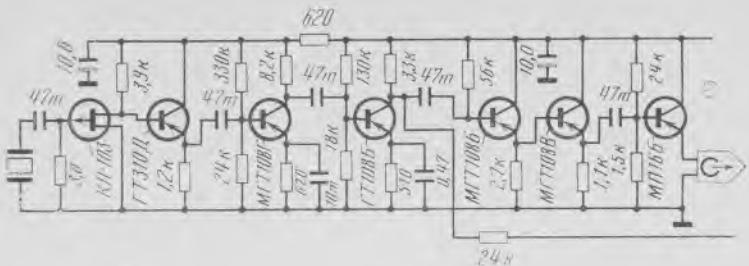


Рис. 82. Принципиальная схема одного из усилителей записи

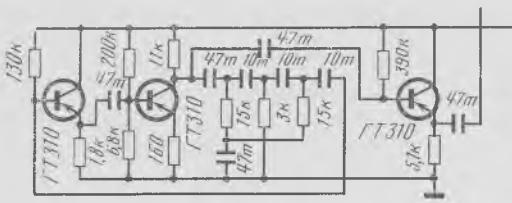


Рис. 83. Принципиальная схема RC -генератора опорного сигнала

запись не всей информации, а выборочно, по желанию экспериментатора в нужные моменты времени. В промежутках между интервалами записи вся система находится в 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. 84 — второй вариант магнитофона.

Применение электродвигателя позволило увеличить скорость протяжки звуконосителей до 3—4 м/сек, обеспечить ее стабильность и улучшить качество записи в полосе частот 100 Гц—120 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.

На рис. 85 приведена полная принципиальная схема электронной части второго варианта магнитофона. В этом варианте магнитофона усилитель записи первого канала используют не только для усиления полезной информации в периоды записи, но также для усиления сигналов радиокоманд в промежутках между записями (в дежурном режиме). С этой целью ко входу усилителя попарно подключают приемную antennу схемы дистанционного уп-

равления в дежурном режиме и датчик полезной информации (гидрофон или приемник пульсаций) в период записи. Переключение антенны и датчика полезной информации осуществляется электромеханическое реле P_1 . Выход 4-го каскада усилителя записи

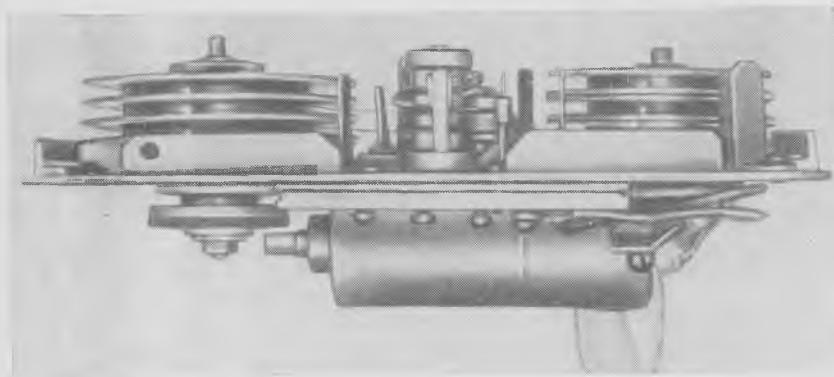


Рис. 84. Механизм протяжки звуконосителей (второй вариант)

первого канала с помощью реле P_2 подключается на время дежурного режима ко входу схемы реле времени.

Схема эксперимента (рис. 86) с применением дистанционного управления работой магнитофона: в водоеме 1 плавает дельфин (или другое животное) 2, на котором укреплен магнитофон 3 со схемой дистанционного управления, ко входу которой подключена приемная антenna 4. В воде водоема расположена излучающая антenna 5 в виде металлической пластины, находящейся в электрическом контакте с водой, и заземленная пластина 6. Излучающая антenna подключена к генератору 7 через ключ Вк.

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 котором питающее напряжение подано на усилитель записи первого канала и электронное реле времени. У реле P_1 замкнуты контакты 1 и 3, тем самым приемная антenna подключена ко входу усилителя записи. У реле P_2 замкнуты контакты 2 и 3 и тем самым вход схемы реле времени подключен к выходу четвертого каскада усилителя записи первого канала. У реле P_3 замкнуты контакты 1 и 3 и тем самым обмотка электродвигателя подключена к источнику питания через высокоомные обмотки реле P_1 и P_4 . В обмотках этих реле протекает ток, достаточный для того, чтобы реле сработали, не недостаточный для работы двигателя и для срабатывания реле P_2 , обмотка которого включена параллельно обмотке электродвигателя.

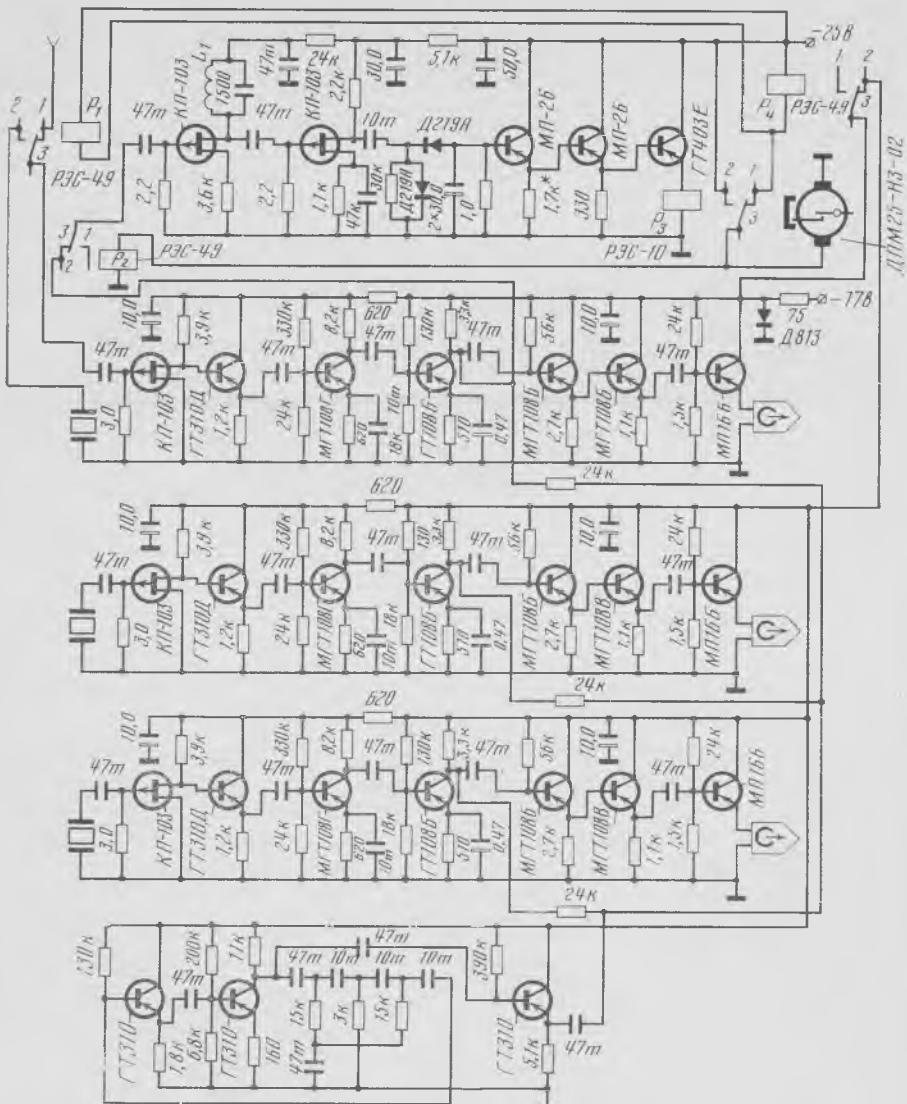


Рис. 85. Полная принципиальная схема электронной части второго варианта магнитофона

При включении радиокомандного сигнала в воде водоема создается радиотоковое 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 из-

лучающей и приемной антеннами, если они разнесены на расстояние в несколько десятков метров.

Принятый командный радиосигнал поступает на вход усилителя записи первого канала, усиливается им, поступает далее через контакты 2 и 3 реле P_2 на вход схемы реле времени. В результате срабатывает реле P_3 . Замыкаются контакты 2 и 3 реле P_3 и питающее напряжение поступает непосредственно на двигатель. Включается протяжка звуконосителей. В этот момент обесточиваются реле P_1 и P_4 . Размыкаются контакты 1 и 3 этих реле и замыкаются

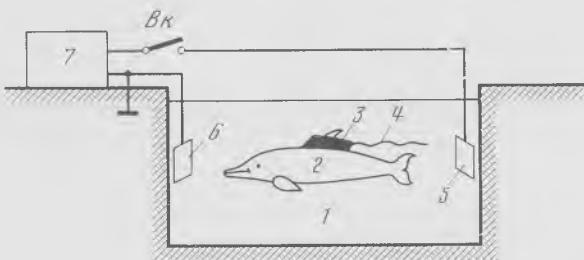


Рис. 86. Схема эксперимента

2 и 3. Приемная антенна отключается от входа усилителя записи первого канала, вместо нее подключается датчик полезной информации. Питающее напряжение подается на усилители записи второго и третьего каналов. Реле P_2 срабатывает и отключает вход схемы реле времени от четвертого каскада усилителя записи первого канала. Длительность работы протяжки звуконосителей определяется схемой реле времени. По окончании рабочего режима реле P_3 отключит двигатель от источника питания. Протяжка выключится, контакты 1 и 3 реле P_3 замкнутся и вновь сработают реле P_1 и P_4 . Схема перейдет в дежурный режим. Чувствительность схемы дистанционного управления 300 мкв. Время рабочего режима 8 сек. Оно может быть регулируемо при наладке в широких пределах.

Воспроизведение записанных фонограмм осуществляют на усовершенствованном магнитофоне МН-61. Усовершенствование состоит в том, что в магнитофоне МН-61 используют специально разработанный усилитель воспроизведения с низкочастотной и высокочастотной коррекциями, позволяющими без искажений воспроизводить записанную информацию.

На рис. 87 приведена принципиальная схема усилителя воспроизведения. Высокочастотную коррекцию осуществляют RL -элементы во 2, 4, 5 и 8-м каскадах схемы, низкочастотную — RC -элементы в коллекторных цепях 2 и 4-го каскадов.

Как уже говорилось выше, в магнитофоне применено подмагничивание звуконосителей постоянным током в целях упрощения

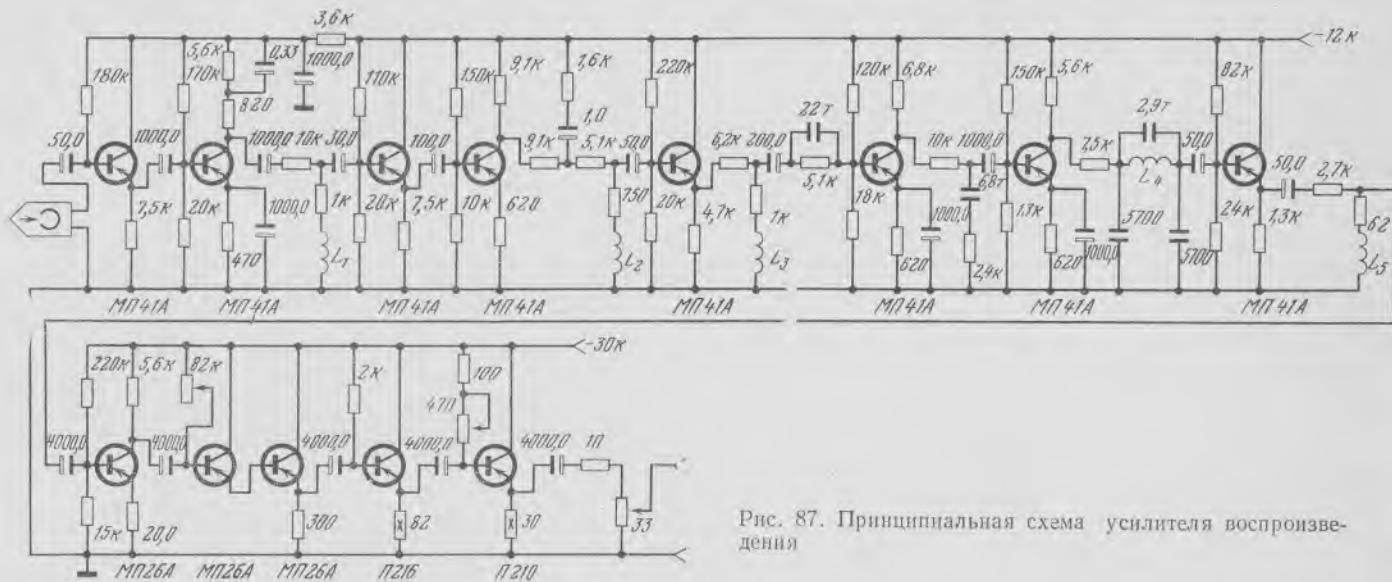


Рис. 87. Принципиальная схема усилителя воспроизведения

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

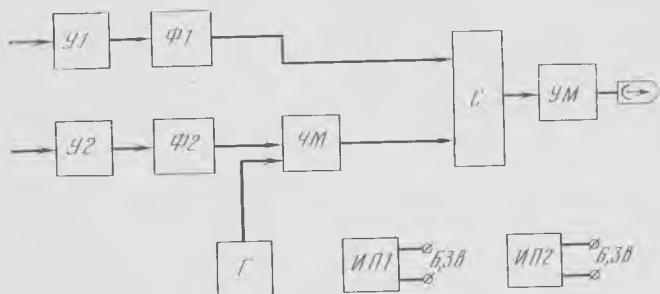


Рис. 88. Блок-схема усилителей записи третьего варианта магнитофона

Y_1 , Y_2 — усилители напряжения, Φ_1 , Φ_2 — фильтры, G — генератор, $ЧМ$ — частотный модулятор, C — сумматор, U_M — усилитель мощности, $ИП1$, $ИП2$ — источники питания

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 м/сек, при втором режиме — 3 м/сек. 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.,

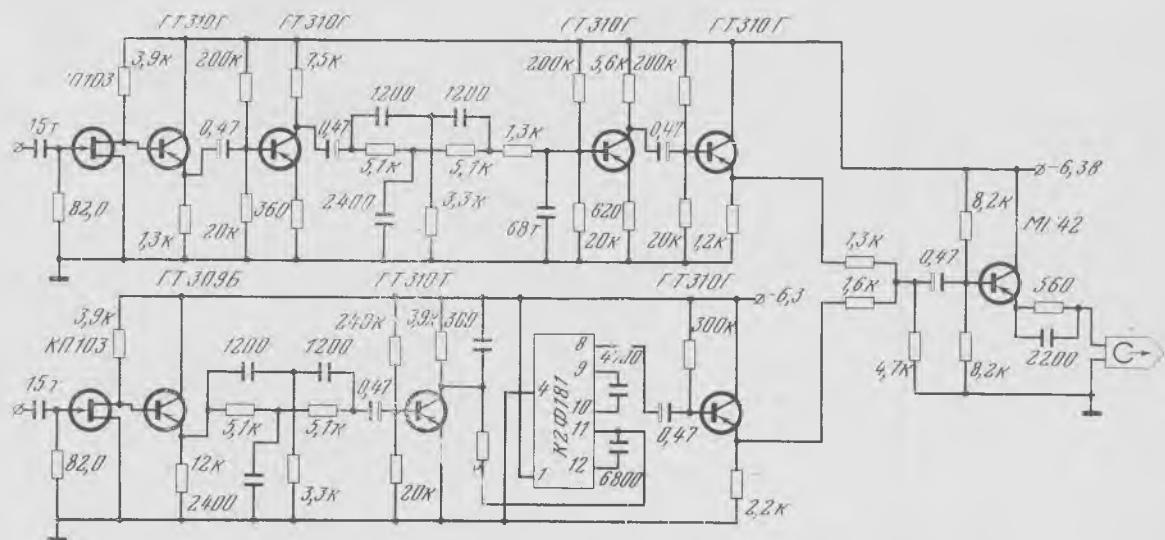


Рис. 89. Принципиальная схема усилителей записи третьего варианта магнитофона

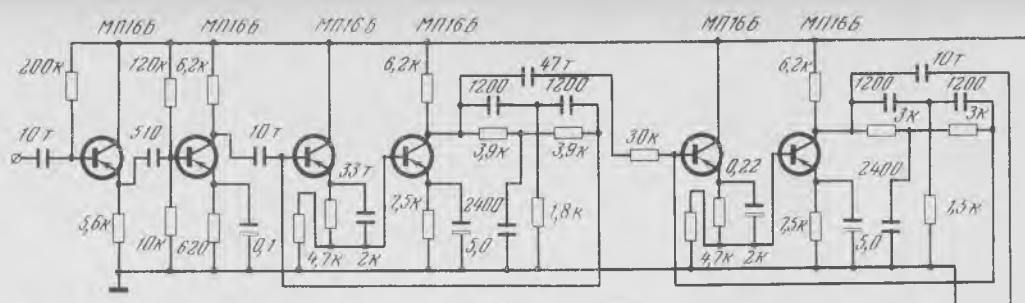


Рис. 90. Принципиальная схема усилителя воспроизведения второго канала

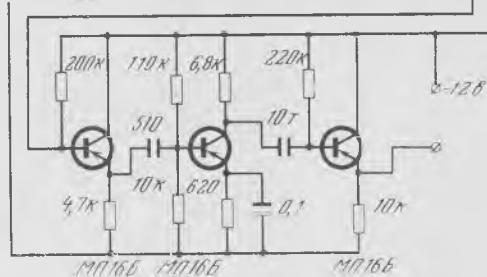
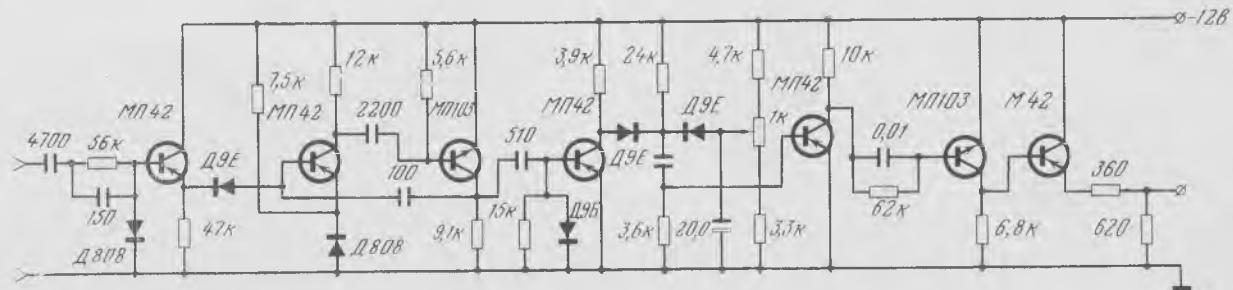


Рис. 91. Принципиальная схема демодулятора



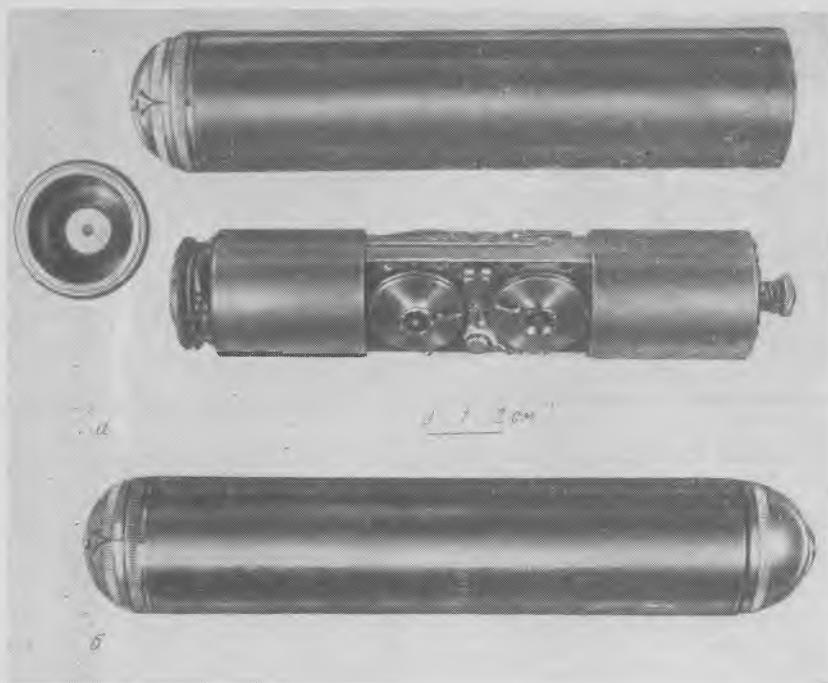


Рис. 92. Общий вид третьего варианта магнитофона (*а* и *б*)

которое и записывается на звуконоситель. Это напряжение, являющееся носителем информации, имеет частоту 20 кГц, меняющуюся в результате модуляции на величину ± 8 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 $5 \div 10\%$ от максимального уровня записи. Это приводит к сужению динамического диапазона записи информации по первому каналу, который составляет всего около 25 дБ. Динамический диапазон по второму каналу составляет около 35 дБ. Несущая служит одновременно опорным сигналом, позволяющим контролировать скорость записи и исправность отдельных узлов магнитофона.

На рис. 88 приведена блок-схема усилителей записи, а на рис. 89 — принципиальная схема.

Полезные сигналы с приемников пульсаций поступают на входы двух идентичных усилителей напряжения ($У1$ и $У2$), затем на входы фильтров ($\Phi1$ и $\Phi2$) с частотой среза 8 кГц. Напряжение с фильтра $\Phi1$ поступает непосредственно на сумматор, а с фильтра $\Phi2$ на частотный модулятор, в котором осуществляется модуляция

несущей частоты мультивибратора (Γ). С частотного модулятора напряжение поступает на сумматор. Суммированное напряжение через усилитель мощности (УМ) поступает на записывающую головку. Источники питания (ИП1 и ИП2) осуществляют раздельное питание каналов. Питание усилителя мощности осуществляется от источника питания первого канала.

Воспроизведение фонограмм производится 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. На рис. 90 показана принципиальная схема усилителя воспроизведения второго канала, на рис. 91 — принципиальная схема демодулятора (Волков, 1973).

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/сек. Принципиальные схемы усилителей записи и воспроизведения в этом случае аналогичны изображенным на рис. 82 и 87 соответственно.

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 мк). На рис. 92, а и б показаны соответственно магнитофон без кожуха и внешний вид магнитофона.

ГЛАВА

V

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ БИОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Проблема гидродинамики рыб и дельфинов является одной из самых важных и самых трудных из числа проблем, связанных с жизнедеятельностью животных. Достаточно напомнить, что она сформулирована почти 40 лет назад Греем (Gray, 1936) и с тех пор без существенных изменений и практически безуспешно обсуждается в мировой литературе.

Сущность проблемы заключается в том, что некоторым рыбам и дельфинам приписывается необъяснимая способность двигаться под водой с такими большими скоростями, которые не могут быть обеспечены из запасов мускульной энергии.

Этот так называемый «парадокс Грея» сыграл свою положительную роль в науке, привлекая внимание ученых к проблемам гидродинамики животных. Был предложен ряд гипотез для объяснения парадокса. При этом авторы гипотез исходили, во-первых, из несомненного существования парадокса, во-вторых, из необходимости ламинарного обтекания рыб и дельфинов при сверхкритических числах Рейнольдса как единственно возможном объяснении парадокса.

Но, несмотря на то что «парадокс Грея» сформулирован очень давно, до сих пор не доказано его существование, так как очень трудно правильно оценить удельную мощность мускулов животных. Таким образом, в настоящее время существуют уже две проблемы: а) существует ли «парадокс Грея» и б) способны ли быстрые рыбы и дельфины сохранять обтекание ламинарным или ламинаризовать турбулентный пограничный слой при сверхкритических числах Рейнольдса.

Из этих двух проблем более важной является вторая. Поэтому мы не будем в дальнейшем касаться вопроса о существовании «парадокса Грея», а рассмотрим некоторые особенности гидродинамики рыб и дельфинов.

О гидродинамике рыб и дельфинов

Опубликовано много теоретических и экспериментальных работ, в которых с различных позиций обсуждаются вопросы плавания рыб и дельфинов. Но ни в одной из них не рассматривается гипотеза, высказанная Греем в 1936 г., которая представляется нам одной из наиболее перспективных. Сущность ее заключается в следующем.

Известно, что при плавании рыб и дельфинов тяга создается с помощью колебательного движения тела, которое может быть

Рис. 93. Схема обтекания тела дельфина (по Грею)



аппроксимировано изгибной волной, бегущей от головы к хвосту с нарастающей амплитудой. При этом массы жидкости отбрасываются назад, что приводит к понижению давления в хвостовой части тела рыбы или дельфина и созданию отрицательного градиента давления вдоль тела. Жидкость из окружающего пространства, в том числе и из областей, непосредственно примыкающих к телу, устремляется с ускорением в зону пониженного давления. Происходит своеобразное отсасывание пограничного слоя. Это иллюстрируется схемой на рис. 93, взятой из работы Грея (1936). По мнению Грея, такое ускорение потока жидкости вдоль тела рыбы или дельфина должно приводить к сохранению ламинарного обтекания при сверхкритических числах Рейнольдса.

Гипотеза Грея объясняет два основных факта, проявляющихся при плавании как рыб, так и дельфинов.

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

2. Сопротивление движению мертвых рыб или рыб и дельфинов, движущихся по инерции (т. е. не совершающих колебательных движений тела), не отличается от сопротивления движению моделей соответствующей формы. Это объясняется с точки зрения гипотезы Грея тем, что тело, не совершающее колебательного движения, не создает вдоль своей обтекаемой поверхности отрицательного градиента.

Второй факт особенно наглядно иллюстрируется результатами работы (Brett, 1965). В этой работе экспериментально исследовано поведение живого и мертвого лосося в потоке воды. Вначале из-

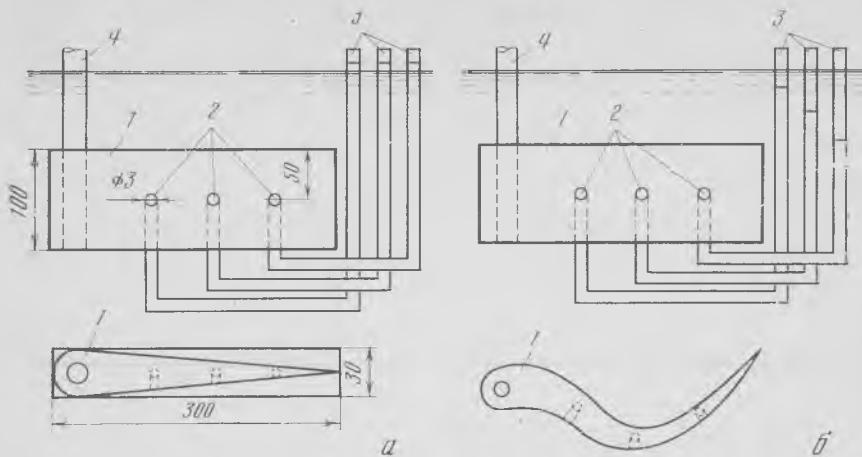


Рис. 94. Схема эксперимента с резиновым клином

а — в отсутствие колебаний; *б* — при наличии изгибных колебаний; 1 — резиновый клин; 2 — отверстия в клине; 3 — манометры; 4 — стержень, возбуждающий колебания

мерялись затраты энергии живым лососем на то, чтобы удержаться в потоке воды заданной скорости. Затраты энергии оценивались по степени кислородного обмена и уменьшению веса рыбы за ограниченный промежуток времени. Затем измерялись затраты механической энергии на то, чтобы удержать только что убитого лосося (того же самого) в потоке воды той же скорости. Оказалось, что в первом случае затраты энергии вдвое меньше, чем во втором. Условия эксперимента отличались только тем, что в первом случае рыба совершала активные колебательные движения телом, во втором случае она была неподвижна.

Несмотря на убедительность результатов описанного эксперимента, они могут служить лишь косвенным доказательством справедливости гипотезы Грея, так как наличия отрицательного градиента давления вдоль тела рыбы они не доказывают.

С целью установить наличие отрицательного градиента вдоль колеблющегося тела нами был проведен такой эксперимент. Был изготовлен резиновый клин (рис. 94). 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, распространяется по клину от его утолщенной части к тонкой с нарастанием амплитуды, имитируя тем самым колебательный характер движения тела рыбы (или дельфина). Эксперимент проводился в неподвижной воде. В этом случае при отсутствии колебаний уровни во всех трех манометрах одинаковы (см. рис. 94).

Как только головная часть клина приводится в колебательное движение и по клину от головы к хвосту 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 (см. рис. 94). Следует отметить, что манометры были сконструированы таким образом, чтобы регистрировать только постоянную составляющую давления.

Образующийся таким способом отрицательный градиент давления легко достигал порядка $10^{-5} - 10^{-4}$ атм/см.

Результаты описанного эксперимента с клином убедили нас в целесообразности проведения соответствующих измерений на живом объекте. В качестве объекта исследования был выбран дельфин вида афалина. Однако измерять непосредственно градиент давления оказалось непростым делом, поэтому было измерено распределение скоростей обтекания одновременно в различных точках тела свободно плавающего дельфина, по которому оценивался градиент давления. Измерения проводились с помощью измерителя скорости типа вертушки и автономной телеметрической аппаратуры, укрепляемой на дельфине.

На рис. 95 представлены результаты измерения скорости движения дельфина и величины безразмерного формпараметра B , характеризующего градиент давления в зависимости от времени:

$$B = \frac{v}{\rho U_1^3 \Delta x} \cdot \left(\frac{\rho U_1^2}{2} - \frac{\rho U_2^2}{2} \right), \quad (212)$$

U_1 — скорость обтекания тела дельфина в районе миделевого сечения, U_2 — скорость обтекания в точке тела, расположенной на 50 см ниже по потоку, v — вязкость, ρ — плотность. Измерители скорости располагались за пределами пограничного слоя, на расстоянии 5 см от поверхности тела дельфина.

Результаты, представленные на рис. 95, свидетельствуют о том, что при активном движении дельфина (движение с ускорением и с постепенной скоростью) вдоль его тела устанавливается отрицательный градиент давления. Когда дельфин движется по инерции (с замедлением), градиент давления приближается к нулю и может даже стать положительным. Таким образом, предположение Грея о возможности существования отрицательного гра-

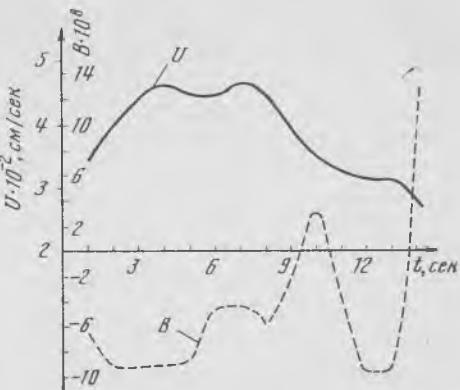


Рис. 95. Зависимость скорости движения дельфина (U) и параметра, характеризующего градиент давления (B), от времени

диента давления вдоль тела активно движущихся рыб и дельфинов оказалось справедливым.

Теперь остается уточнить, действительно ли отрицательный градиент давления может благотворно влиять на характер обтекания тела животных. Что касается обтекания жестких тел, то этот вопрос сомнений не вызывает. Существуют труды, ставшие почти классическими (Шлихтинг, 1969), свидетельствующие о том, что отрицательный градиент давления вдоль обтекаемого тела повышает критическое число Рейнольдса. Если все же ламинарное обтекание сменилось турбулентным, то и в этом случае отрицательный градиент давления может сыграть положительную роль: он может привести к обратному переходу турбулентного обтекания в ламинарное, т. е. «ламинаризовать» турбулентный пограничный слой (Репик, 1970). При этом наблюдаются явления, свидетельствующие о таком переходе: растет величина формпараметра профиля скоростей $H_{12} = \delta_1/\delta_2$, где δ_1 и δ_2 — соответственно толщина вытеснения и толщина потери импульса; растет толщина вязкого подслоя; профиль скоростей в пограничном слое приближается к блазиусовскому; уменьшается интенсивность пульсаций скорости (и давления).

Обратный переход турбулентного режима течения в ламинарный осуществляется при значении формпараметра:

$$B = \frac{v}{\rho U_\infty^3} \cdot \frac{dp}{dx} \simeq -3,0 \cdot 10^{-6}, \quad (213)$$

где U_∞ — скорость потока на границе пограничного слоя, dp/dx — градиент давления.

На основе существующих экспериментальных данных, полученных при исследовании ускоряющихся турбулентных пограничных слоев, предложены две модели расчета явления ламинаризации в зависимости от величины ускорения (Назарчук и др., 1974). Введено понятие «умеренных» и «сильных» ускорений и установлено их различие по величине параметра B . Умеренные ускорения ($|B| \leq 3 \cdot 10^{-6}$) воздействуют на поток таким образом, что происходят значительные изменения в структуре вязкого подслоя, но пограничный слой остается существенно турбулентным. Сильные ускорения ($|B| > 3 \cdot 10^{-6}$) приводят к полному переходу турбулентного пограничного слоя в ламинарный при условии, что ускорение воздействует на достаточной длине.

Оценка этого формпараметра по данным, представленным на рис. 95, показывает, что на участках отрицательного градиента давления он достигает значения $-0,1 \cdot 10^{-6}$, т. е. по абсолютной величине на порядок меньше того, при котором осуществляется полный обратный переход турбулентного режима в ламинарный. Однако следует иметь в виду, что вертушка позволяет измерять лишь продольную компоненту скорости обтекания в точке измерения, которая может быть значительно меньше полной скорости обтекания с учетом колебательного характера движения тела.

В этом смысле результаты, представленные на рис. 95, следует рассматривать как качественную иллюстрацию существования отрицательного градиента давления вдоль тела активно движущегося дельфина. Следовало бы измерить полную скорость обтекания в различных точках тела дельфина. Не исключено, что вычисленный в этом случае формпараметр B окажется одного порядка с тем, при котором наступает «ламинаризация». В связи с этим представляют интерес наши измерения интенсивности флюктуаций давления в пограничном слое дельфина в районе миделя.

На рис. 96 отражен кратковременный бросок дельфина за рыбой. Весь процесс занимает около 2,5 сек. (Время отложено по оси абсцисс.) В нижней части рисунка — график скорости движения дельфина за время броска. Максимальное значение скорости, достигнутое дельфином, равно 5 м/сек. В верхней части — осциллограммы. Первая осциллограмма (снизу) представляет собой полезную информацию в том виде, в каком она передана с дельфина по радиоканалу с помощью радиотелеметрической аппаратуры, описанной ранее, 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). Третья осциллограмма представляет временную калибровку (один период синусоиды равен 0,02 сек.). Четвертая осциллограмма — импульсная последовательность в чистом виде, несущая информацию о скорости обтекания в точке измерения (отфильтрована от шумового сигнала). Весь процесс движения дельфина можно условно разделить на три участка. Участок ускорения (до момента времени 1,05 сек.), участок движения с приблизительно постоянной скоростью (от 1,05 до 1,5 сек.) и участок движения по инерции или с замедлением (от 1,5 до 2,45 сек.). На участке ускорения (величина ускорения более 3 м/сек²) скорость обтекания периодически меняется. Частота изменения скорости обтекания совпадает с удвоенной частотой работы хвостового стебля дельфина. Амплитуда изменения скорости составляет приблизительно 30% от средней скорости.

Шум обтекания (пульсации давления), так же как и скорость обтекания, имеет нестационарный характер. Шум оказывается модулированным по амплитуде, причем частота модуляции также совпадает с удвоенной частотой колебаний хвостового стебля. Максимумы шума довольно точно совпадают с максимумами скорости обтекания. Характер гидродинамического шума, представленный на осциллограмме, свидетельствует о почти турбулентном режиме обтекания дельфина во время броска. 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 движе-

ния, соответствующих интервалам времени от 0,6 до 0,8 сек. и от 1,5 до 1,75 сек. На этих участках средние значения скорости обтекания практически одинаковы. Уровень же шума на втором участке (движение с замедлением) значительно выше, чем на первом (движение с ускорением).

На рис. 97 и 98 в более крупном масштабе приведены осциллографмы пульсаций давления на указанных участках движения.

Приведенные осциллографмы позволяют сделать очень важный вывод: интенсивность пульсаций давления в пограничном слое дельфина зависит от характера его движения. На участках активного движения уровень пульсаций давления меньше, чем на участках пассивного движения (по инерции).

Количественный анализ полученных результатов мы начнем с оценки величины так называемого акусто-гидродинамического коэффициента полезного действия, характеризующего отношение энергии турбулентных пульсаций к кинетической энергии скоростного напора. Этот коэффициент имеет вид

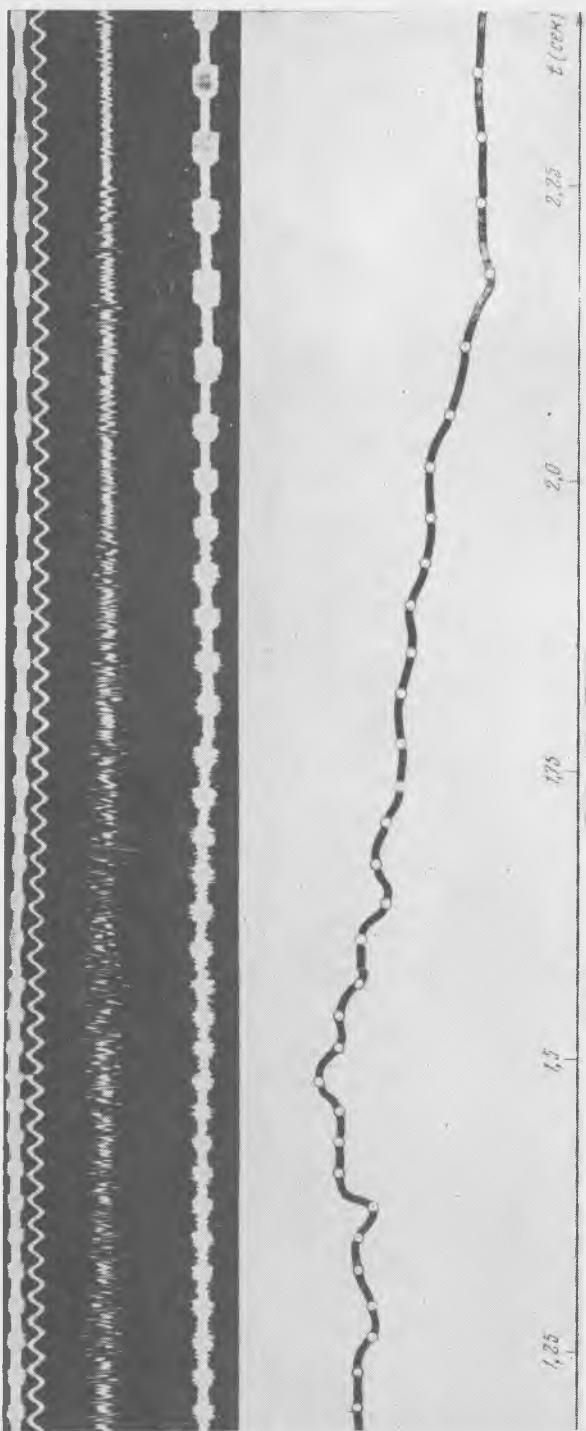
$$\eta = \frac{\sqrt{\bar{p}^2}}{\frac{1}{2}\rho U^2}, \quad (214)$$

где $\sqrt{\bar{p}^2}$ — среднеквадратичная величина турбулентных пульсаций давления, ρ — плотность воды, U — скорость потока. Иногда коэффициент η называют коэффициентом трансформации, поскольку он характеризует долю кинетической энергии потока, трансформированную в энергию турбулентных пульсаций.

Мы оценим величину этого коэффициента для трех случаев движения дельфина: движения по инерции (с замедлением), слабоактивного движения при ускорении порядка $0,4\text{--}0,6 \text{ м/сек}^2$ и сильноактивного движения при ускорении порядка $3,0 \text{ м/сек}^2$.

Коэффициент трансформации в случае движения дельфина по инерции (с замедлением) оказался равным $\eta_{\text{п}} = 8,9 \cdot 10^{-3} \pm 0,5 \cdot 10^{-3}$. В случае слабоактивного движения дельфина коэффициент трансформации 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, развитый турбулентный пограничный слой характеризуется величиной η_t , равной приблизительно $6 \cdot 10^{-3}$. При ламинарном пограничном слое эта величина должна быть по крайней мере в 6 раз меньше, т. е. $\eta_l \leqslant 1 \cdot 10^{-3}$. Это значит, что приведенное выше значение $\eta_a = 3,9 \cdot 10^{-3}$, соответствующее движению дельфина с большим ускорением (активно), характеризует пограничный слой, занимающий некоторое промежуточное положение между ламинарным и турбулентным, или, как он был ранее назван, «почти» турбулентный. Здесь имеет значение не столько даже абсолютное значение коэффициента η , включающее в себя неизбежно некоторую долю систематической погрешности, сколько отношение $\eta_{\text{п}}$ и η_a . А отношение их, в значительной степени лишенное систематической погрешности, равно 2,3.



броска дельфина за рыбой

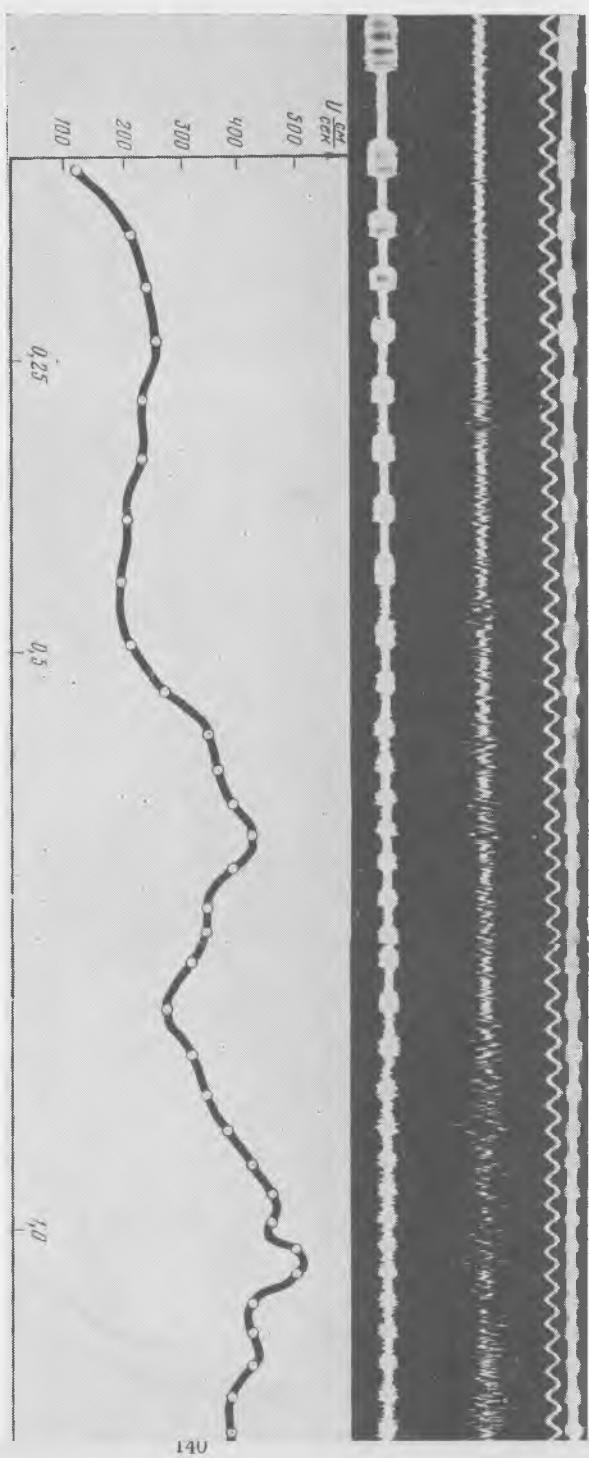


Рис. 96. Зависимость скорости движения дельфина (U) и уровня пульсаций давления в пограничном слое от времени в процессе

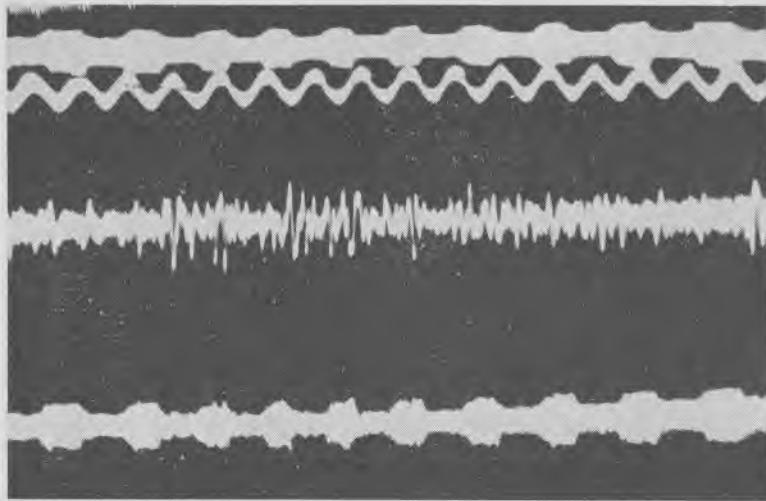


Рис. 97. Осциллограмма пульсаций давления на участке времени от 0,6 до 0,85 сек. (см. рис. 96). Движение с ускорением 3 м/сек^2

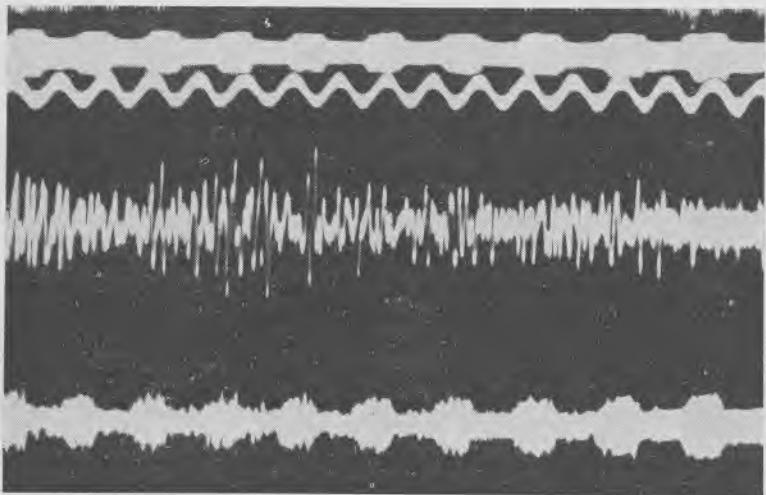


Рис. 98. Осциллограмма пульсаций давления на участке времени от 1,5 до 1,75 сек. (см. рис. 96)

Движение по инерции

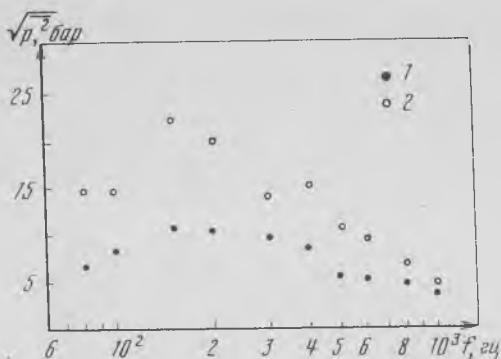


Рис. 99. Спектральная плотность среднеквадратичных пульсаций давления при сильно активном движении дельфина (1) и пассивном (2)

Уровень пульсаций давления, входящий в формулу (214), 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. 99 приведена спектральная плотность среднеквадратичных пульсаций давления при сильноактивном (ускорение около 3,0 м/сек) движении дельфина (1) и пассивном (2) при одном и том же значении средней скорости движения.

На рис. 100 представлена спектральная плотность среднеквадратичных пульсаций давления при слабоактивном (ускорение около 0,5 м/сек) движении дельфина при наличии турбулизатора на нем и различных значениях скорости (1—4).

На рис. 101 представлен аналогичный график для слабоактивного движения дельфина при отсутствии турбулизатора на нем и различных значениях скорости (1—5). На этом графике (6) обозначен уровень пульсаций давления за пределами пограничного слоя при скорости обтекания 370 см/сек.

По приведенным результатам сделаны следующие выводы.

1. Скорость обтекания дельфина при его активном движении непостоянна. Изменение скорости обтекания происходит в такт с движениями тела. Как только прекращаются колебательные движения тела, скорость обтекания монотонно убывает.

2. Флуктуации давления в пограничном слое при активном движении дельфина имеют нестационарный характер и амплитудно модулированы. Частота модуляции совпадает с удвоенной частотой колебания тела дельфина.

3. Амплитуда пульсаций давления соответствует почти турбулентному обтеканию дельфина при скоростях движения $2 \div 5,5$ м/сек (числа Рейнольдса $Re = 2 \cdot 10^6 \div 5,5 \cdot 10^6$).

4. Амплитуда пульсаций давления зависит от характера движения дельфина. На участке пассивного движения дельфина (по инерции) уровень пульсаций давления в пограничном слое

соответствует развитому турбулентному обтеканию, на участке же активного движения уровень пульсаций давления значительно меньше (в 1,5—2 раза) и соответствует недостаточно развитому турбулентному обтеканию.

5. Отмеченные особенности обтекания активно движущегося дельфина связаны, по-видимому, с наличием отрицательного градиента давления вдоль колеблющегося тела дельфина.

Интересные результаты измерения пульсаций скорости в пограничном слое дельфина получены Козловым и Шакало. Измерения проводились с помощью термоанемометра, закрепленного на боку дельфина перед спинным плавником. Координаты x и y точки измерений составляли соответственно 900 (отсчитывая от кончика носа) и 1 мм. Степень свободной турбулентности в акватории составляла 0,5%. На рис. 102 приведены экспериментальные данные (1). Для сравнения на том же графике приведены данные Цыганюка (1971) по измерению степени турбулентности в пограничном слое буксируемой жесткой модели (тело вращения) (2). Носовая оконечность модели имела форму эллипсоида вращения с отношением осей 2 : 1. Диаметр модели составлял 220 мм, координаты точки измерения x и y соответственно были 1200 и 0,5 мм. Измерения проводились с помощью термоанемометрической аппаратуры при равномерном движении модели.

При анализе экспериментальных данных, приведенных на рис. 102, авторы делают вывод о независимости степени турбулентности в пограничном слое дельфина от режима его движения (ускоренное, равномерное или замедленное) при медленной периодической нестационарности (очень слабоактивное движение). При сильноактивном движении отмечается уменьшение степени турбулентности, согласующееся с приведенными выше данными.

Следующий вывод, к которому приходят авторы цитируемой работы, состоит в том, что переход ламинарного течения в турбулентное в пограничном слое дельфина и жесткой модели начинается приблизительно при одних и тех же числах Рейнольдса. Однако протяженность переходной области на дельфине значительно шире, чем на жесткой модели.

При $Re = 2,7 \cdot 10^6$ у дельфина наблюдается существенное снижение уровня турбулентности почти до уровня ламинарного режима течения, в то время как на жесткой модели уровень турбулентности снижается незначительно. Отмечается также, что в отдельных случаях сохраняется высокий уровень турбулентных пульсаций при больших числах Рейнольдса.

В заключение можно сказать, что столь немногочисленные экспериментальные результаты пока еще не позволяют сделать сколько-нибудь уверенных выводов об особенностях обтекания дельфинов, но некоторые тенденции позволяют считать метод исследования, заключающийся в измерении параметров пограничного слоя водных животных, весьма перспективным.

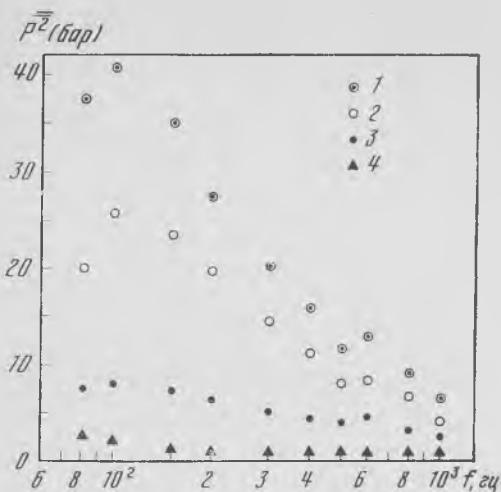


Рис. 100. Спектральная плотность среднеквадратичных пульсаций давления при слабоактивном движении дельфина (с турбулизатором)

Скорость движения: 1 — 400 см/сек, 2 — 350 см/сек, 3 — 210 см/сек, 4 — менее 80 см/сек

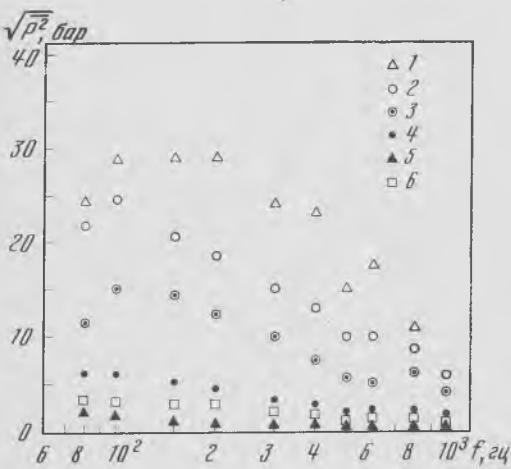


Рис. 101. Спектральная плотность среднеквадратичных пульсаций давления при слабоактивном движении дельфина (без турбулизатора)

Скорость движения: 1 — 530 см/сек, 2 — 410 см/сек, 3 — 360 см/сек, 4 — 190 см/сек, 5 — менее 80 см/сек, 6 — 370 см/сек

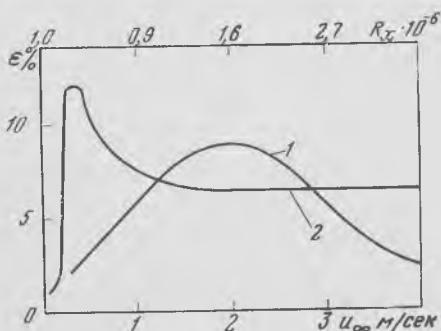


Рис. 102. Результаты измерения пульсаций скорости в пограничном слое дельфина (1—4) и буксируемой жесткой модели тела вращения (5)

Результаты корреляционных измерений в пограничном слое дельфина

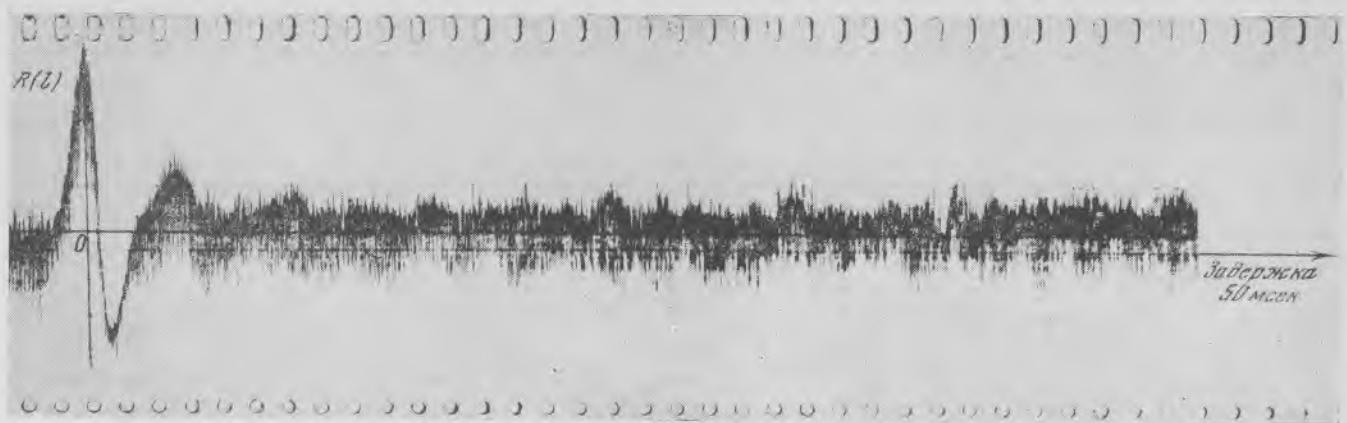
Значительный интерес представляют корреляционные измерения в пограничном слое дельфина. Они позволяют оценить характер турбулентности, масштабы турбулентных возмущений, степень их когерентности. Использованный нами метод многоканальных измерений флуктуаций давления в пограничном слое дельфина позволил провести не только автокорреляционный, но и пространственно-корреляционный анализ. Напомним, что измерения пульсаций давления проводились одновременно в трех точках пограничного слоя с минимальным разделением приемников пульсаций около 6 мм. Приемники были расположены поперек пограничного слоя. Имелась возможность изменять величину разделения между приемниками от 6 до 48 мм. Измерения проводились при скорости движения дельфина до 5 м/сек.

На рис. 103 показана автокорреляционная функция (в полосе частот 80—850 гц) пульсаций давления в пограничном слое дельфина (в области его миделя), движущегося слабо активно со скоростью 450 см/сек. 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 $\tau_0 = 4 \cdot 10^{-3}$ сек. Ширина полосы полезного сигнала, оцениваемая как $1/\tau_0$, составляет в нашем случае примерно 250 гц, что согласуется с данными, приведенными на рис. 99—101.

Автокорреляционная функция позволяет также оценить конвективную скорость в пограничном слое (скорость переноса вихрей), которая связана с интервалом корреляции τ_0 и радиусом корреляции d_0 соотношением:

$$U_c = \frac{d_0}{\tau_0} . \quad (215)$$

За радиус корреляции в нашем случае ориентировочно можно принять толщину пограничного слоя, оцениваемого как 1—2 см. Тогда при $d_0 = 1$ см $U_c = 260$ см/сек, а при $d_0 = 2$ см $U_c = 520$ см/сек, что неплохо согласуется с измеренной скоростью (450 см/сек). 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 (215) целесообразно использовать для оценки толщины пограничного слоя (точнее, радиуса корреляции) при известных U_c и τ_0 . Вычисления показывают, что в нашем случае $d_0 = 1,8$ см. Понятно, что точность 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.



146

Рис. 103. Автокорреляционная функция пульсаций давления в пограничном слое дельфин



Рис. 104. Поперечная пространственная корреляция пульсаций давления в пограничном слое дельфина при движении дельфина по инерции с турбулизатором и без него в зависимости от частоты

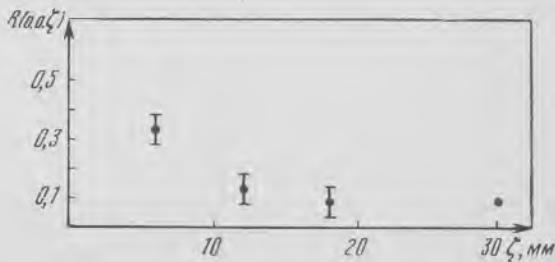
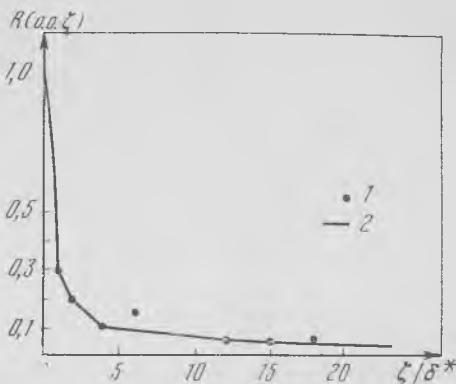


Рис. 105. Поперечная пространственная корреляция пульсаций давления в пограничном слое дельфина при движении его по инерции в зависимости от величины разделения между приемниками

Рис. 106. Поперечная пространственная корреляция пульсаций давления в зависимости от отношения разделения к толщине вытеснения в пограничном слое дельфина (1) и плоской пластины (2)



Результаты измерения поперечной пространственной корреляции $R(0,0,\xi)$ при движении дельфина по инерции приведены на рис. 104, 105 и 106.

На рис. 104 по оси абсцисс отложены средние частоты $1/3$ октавных полос анализа. По оси ординат — величина $R(0,0,\xi)$ при разделении между приемниками пульсаций давления, равном 6 мм, и скорости движения дельфина, равной 320 см/сек (точки). На этом же графике (треугольники) показана величина корреляции при наличии на дельфине турбулизатора в виде резинового кольца толщиной 5 мм, расположенного в районе грудных плавников.

На рис. 105 приведена функция поперечной корреляции в зависимости от величины разделения между приемниками пульсаций давления. Анализ проводился в $1/3$ октавной полосе частот 60—85 гц.

На рис. 106 показана поперечная пространственная корреляция в общей полосе частот в зависимости от отношения разделения к толщине вытеснения пограничного слоя (1). На том же графике (2) приведены данные Виллмарта и Вулдриджа (Willmarth, Wooldridge, 1962) для турбулентного обтекания плоской пластины.

Приведенные результаты еще раз подтверждают, что обтекание дельфина, движущегося по инерции, является чисто турбулентным в интервале чисел Рейнольдса $2 \cdot 10^6 \div 5,5 \cdot 10^6$.

Гидродинамические особенности волосяного покрова байкальского тюленя

В последние годы уделяется большое внимание исследованию характера плавания дельфинов и рыб. Гидродинамика водных животных, имеющих волосяной покров, до настоящего времени остается почти не изученной. Между тем условия их жизни таковы, что им не в меньшей степени, чем дельфинам и рыбам, нужны высокие скорости, экономия затрат энергии на плавание и бесшумность движения под водой. Эти соображения приводят к выводу о целесообразности и необходимости изучения их гидродинамики.

В настоящем разделе приводятся результаты экспериментального изучения структуры пограничного слоя и коэффициента сопротивления жесткой полумодели тела вращения с цилиндрической вставкой (модель, разрезанная вдоль по образующей), оклеенной шкурой байкальского тюленя. Шкура предварительно находилась несколько месяцев в консервированном состоянии (в присоленном виде).

Волосы байкальского тюленя разделяются на остьевые, промежуточные и пуховые. Наибольшие по размерам остьевые волосы (длина 12 мм, ширина 234 мк) имеют уплощенную ланцетовидную форму. Своей широкой стороной они направлены навстречу потоку воды. Остьевые волосы не имеют сердцевины, вследствие чего их механические свойства (прочность, упругость) весьма высоки. Промежуточные волосы также уплощенные, в длину достигают 9,4 мм и в ширину 199 мк. Длина (округлых в поперечнике) извитых пуховых волос 6 мм и толщина 29 мк.

Остьевые волосы, возвышаясь над промежуточными и пуховыми волосами своими верхними отделами, которые при плавании отгибаются назад и прикрывают промежуточные и пуховые волосы, создают наружный слой волосяного покрова. На 1 см² поверхности кожи насчитывается 2600—3300 волос. Это число недостаточно для сохранения воздушной прослойки в шерсти тюленя при плавании, и вода проникает сквозь его шерсть до эпидермиса.

С целью изучения влияния волосяного покрова на характер обтекания шкуры последнюю наклеивали на поверхность жесткого полутела диаметром 90 мм и длиной 800 мм и проводили измерения уровня пульсаций скорости и давления в различных точках пограничного слоя на шкуре и за его пределами на расстоянии 50 см от носика полумодели. Измеряли коэффициент сопротивления. Результаты сравнивали с данными, полученными на чистой (без шкуры) полумодели при тех же условиях эксперимента.

На рис. 107 — фотография полумодели, оклеенной шкурой тюленя (1), с установленными восемью приемниками пульсаций скорости (2), смонтированными в одной обойме (3), имеющей форму крылового профиля. Обращает на себя внимание наличие на смыченной шкуре рельефа в виде продольных бороздок, образованных волосяным покровом. При высыхании шкуры бороздки исчезают и волосяной покров кажется однородным.

Технология приклейки шкуры к поверхности полумодели следующая. Прежде всего на поверхность полумодели, изготовленной из дюраля, наклеивают с помощью клея № 88 один слой тонкой резины. Толщина резины 1 мм. Приклейка резины к металлу полумодели производится по всей поверхности. Затем на резину наклеивают шкуру также по всей поверхности с помощью клея Циакрин. Шкура перед приклейкой выкраивалась таким образом, чтобы волос был ориентирован по потоку.

Пульсации скорости и давления измеряли с помощью приемников, описанных выше. Размер чувствительного элемента прием-



Рис. 107. Полумодель, оклеенная шкурой тюленя

ника пульсаций скорости не превышает 0,5 мм, а приемника пульсаций давления — 1,5 мм. Разработанные приемники пульсаций скорости и давления сконструированы таким образом, чтобы измерять пульсации не на обтекаемой поверхности, а в толще пограничного слоя. С этой целью чувствительные элементы их расположены на концах держателей, обращенных навстречу набегающему потоку. Такая конструкция приемников позволяет измерять пульсации в нескольких точках одновременно. В частности, пульсации скорости в описываемом эксперименте измеряли в восьми точках по толщине пограничного слоя, а пульсации давления — в пяти. Измерения пульсаций скорости и давления производили попеременно. Вначале измеряли пульсации скорости, затем вместо обоймы с приемниками пульсаций скорости в том же месте полумодели крепили обойму с приемниками пульсаций давления и вновь проводили измерения.

Приемники пульсаций скорости располагали в следующих точках по толщине пограничного слоя. Первый приемник — на расстоянии 1,5 мм от поверхности полумодели (при отсутствии на ней шкуры) или от поверхности шкуры. Второй приемник — на расстоянии 4,5, третий — 7,5, четвертый — 10,5, пятый — 13,5, шестой — 16,5, седьмой — 28,5 и восьмой — 37,5 мм.

Приемники пульсаций давления располагали в следующем порядке. Первый — на расстоянии 2,5 мм от поверхности, второй — 7,5, третий — 12,5, четвертый — 17,5, пятый — 37,5. Полумодель с закрепленными на ней приемниками пульсаций устанавливали в рабочем участке гидродинамической трубы. Измерения проводили при значениях скорости набегающего потока от 5 до 25 м/сек. Значения статического давления в трубе таковы, что обеспечивали бескавитационное обтекание полумодели.

Полезную информацию с приемников пульсаций передавали по экранированным проводам к регистрирующей аппаратуре. Одновременно с измерениями пульсаций скорости и давления проводили силовые измерения. Силу сопротивления измеряли на механических автоматических весах типа ЗКВ-20. Перед началом и после эксперимента весы были тарированы. Погрешность тарировки равна 0,07 кг.

Измеренный коэффициент сопротивления вычисляли по формуле:

$$c_{x\text{изм}} = \frac{X - X_{\text{ст}}}{q \cdot S}, \quad (216)$$

где X — сила сопротивления полумодели и стола, на котором полумодель закреплена, $X_{\text{ст}}$ — сопротивление стола в присутствии полумодели, определяемое в специальном эксперименте, S — площадь миделя полумодели, $q = \rho U^2/2$ — скоростной напор.

Так как значения гидродинамических сил, действующих на одно и то же тело в потоке, ограниченном стенками трубы, и в безграничном потоке отличаются вследствие загромождения потока полумоделью, наличия спутной струи, продольного градиента давления и пограничного слоя на стенках трубы, вводили поправки по известной методике. Коэффициент сопротивления, пересчитанный к случаю обтекания полумодели безграничным потоком, вычисляли по формуле:

$$c_x = \frac{c_{x\text{изм}} \cdot S}{(1 + 2\varepsilon_{vn} + 2E_{vm})(S - d \cdot \delta^{**} - \Delta h)} - \delta_{c_x}, \quad (217)$$

где ε_{vn} — поправка на наличие пограничного слоя на стенках трубы, E_{vm} — поправка на загромождение полумоделью рабочей части трубы, δ^{**} — толщина потери импульса пограничного слоя, d — диаметр полумодели, Δh — толщина зазора между полумоделью и рабочей частью, δ_{c_x} — поправка на продольный градиент давления.

Подстановка соответствующих значений в соотношение (217) приводит к виду:

$$c_x = 0,924 \cdot c_{x\text{изм}} - \delta_{c_x}. \quad (218)$$

Измерения проводили при нулевом угле атаки модели.

Результаты измерения пульсаций скорости и давления, коэффициента сопротивления позволяют сделать следующие выводы.

1. Толщина пограничного слоя на шкуре в точке измерения больше, чем на чистой полумодели в той же точке, почти в 2 раза. Это иллюстрирует рис. 109, *a, b, в*, где приведены осциллограммы пульсаций давления на расстояниях соответственно 2,5; 7,5 и 12,5 мм от поверхности шкуры. На рис. 109, *г, д, е* для сравнения приведены осциллограммы пульсаций давления в тех же точках пограничного слоя на чистой полумодели. Легко заметить, что на чистой полумодели перемежаемость наблюдается на расстоянии 7,5 мм от поверхности, тогда как на шкуре подобная картина течения наблюдается лишь на расстоянии 12,5 мм.

Увеличение толщины пограничного слоя на шкуре можно объяснить возмущающим действием волосяного покрова на носике полумодели, подобно тому как это происходит при наличии на носике шероховатости или турбулизатора.

2. Спектр пульсаций скорости на шкуре отличается от соответствующего спектра на чистой полумодели. Отличие состоит в

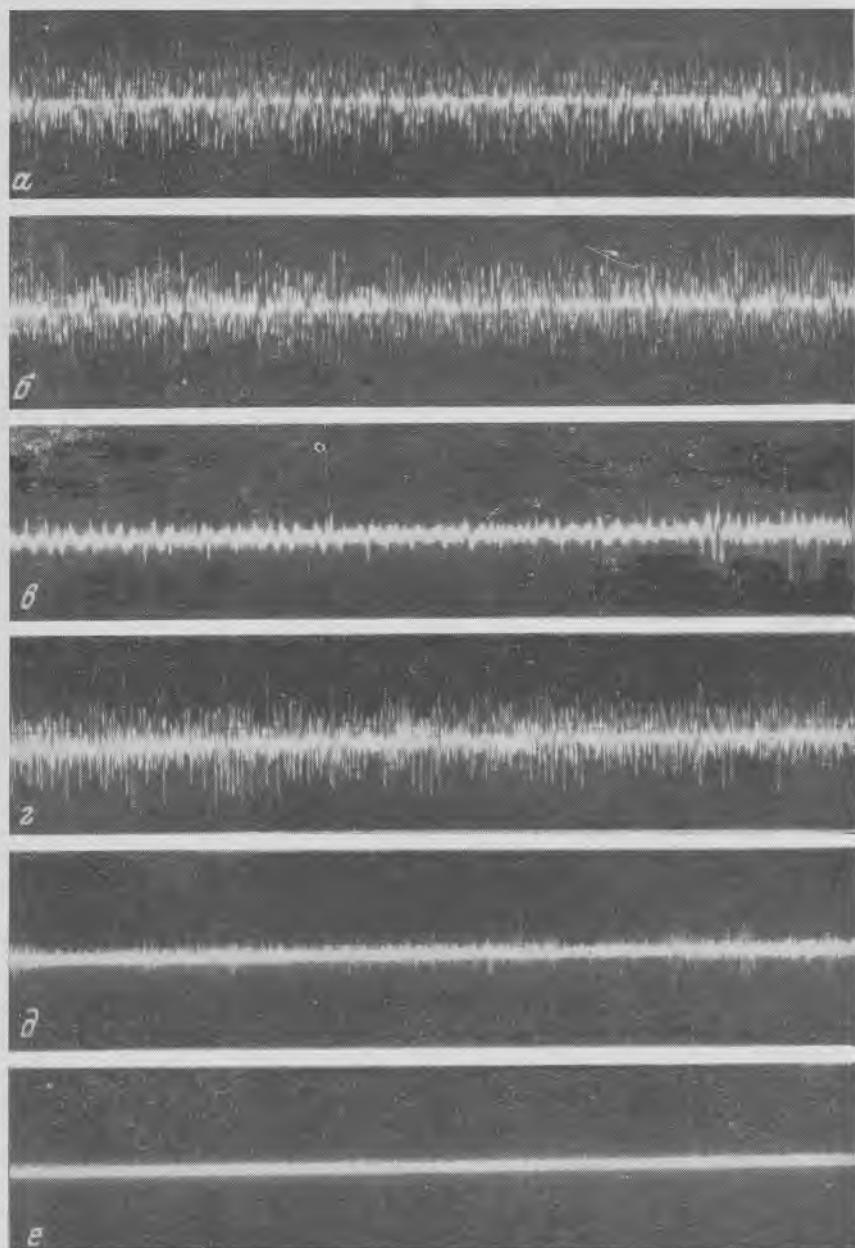


Рис. 108. Осциллограммы пульсаций давления на различных расстояниях от поверхности шкуры (*а*, *б*, *в*) и чистой полумодели (*г*, *д*, *е*)

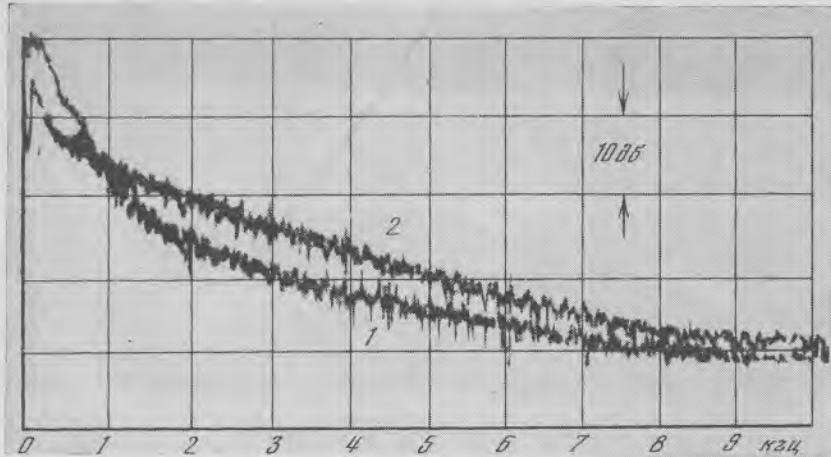


Рис. 109. Спектры пульсаций скорости вблизи поверхности шкуры (1) и чистой полумодели (2)

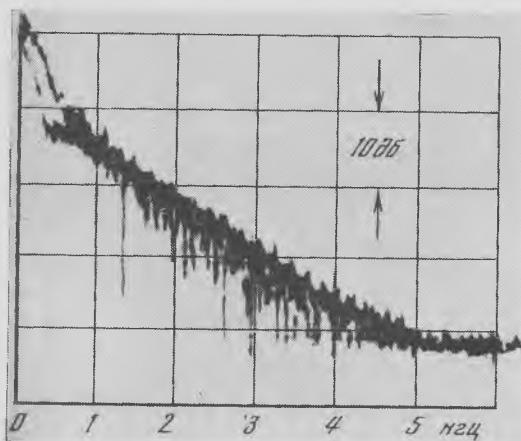


Рис. 110. Спектры пульсаций давления на расстоянии 2,5 мм от поверхности шкуры и чистой полумодели

том, что в интервале частот до 1—2 кгц уровень пульсаций скорости в пограничном слое на шкуре выше, чем на чистой полумодели, примерно на 6 дБ. В интервале частот от 1—2 до 8—10 кгц наблюдается обратная картина: уровень пульсаций скорости в пограничном слое на шкуре меньше, чем на чистой полумодели, на 6—8 дБ. Это иллюстрирует спектрограмма на рис. 109, где 1 — спектр пульсаций скорости в пограничном слое на расстоянии 1,5 мм от поверхности шкуры, 2 — соответствующий спектр в той же точке на чистой полумодели. Скорость потока в этом случае составляла 10 м/сек. Подобное явление наблюдалось при значениях скорости потока от 5 до 15 м/сек. (При значениях скорости потока менее 5 м/сек измерения не проводились.) При более высоких значениях скорости потока спектры пульсаций скорости практически совпадают.

Уменьшение доли высокочастотных составляющих спектра пульсаций скорости в пограничном слое на шкуре можно объяснить теми же причинами, которые приводят к уменьшению уровня пульсаций скорости в пограничном слое при полимерных добавках.

Следует отметить, что спектр пульсаций давления в пограничном слое на шкуре практически совпадает с соответствующим спектром на чистой полумодели (рис. 110). Кажущееся противоречие результатов измерения уровней пульсаций скорости и давления в пограничном слое на шкуре и чистой полумодели легко объясняется тем обстоятельством, что пульсации скорости в данной

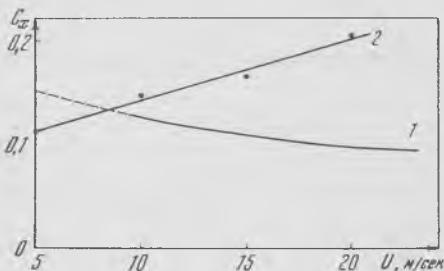


Рис. 111. Коэффициент сопротивления чистой полумодели (1) и полумодели, оклеенной шкурой (2)

точке имеют локальный характер и не зависят от толщины пограничного слоя, тогда как пульсации давления имеют интегральный характер и зависят от толщины пограничного слоя. То, что спектры пульсаций давления на шкуре и чистой полумодели совпали, видимо, случайность. Спектры могут и не совпадать, но они не обязательно должны повторять форму спектров пульсаций скорости.

3. Коэффициент сопротивления чистой полумодели с увеличением скорости уменьшается, а полумодели с наклеенной шкурой увеличивается. Это иллюстрирует рис. 111. Легко заметить, что коэффициент сопротивления полумодели со шкурой меньше коэффициента сопротивления чистой полумодели при скорости потока до 8—10 м/сек. При более высокой скорости потока соотношение меняется на обратное. Значительное увеличение коэффициента сопротивления полумодели с покрытием на больших скоростях указывает на то, что, по-видимому, изменяется характер обтекания. Для изучения этого явления необходимы более детальные исследования структуры пограничного слоя.

Максимальная скорость плавания обыкновенного тюленя (в том числе, по-видимому, и байкальского тюленя) составляет 3—5 м/сек (Магта, 1969). Коэффициент сопротивления волосистого покрова байкальского тюленя оказывается меньше коэффициента сопротивления гладкой поверхности именно при скоростях, меньших 8—10 м/сек. Таким образом, при таких скоростных режимах плавания, какие имеет байкальский тюлень, наличие волосистого покрова оказывается более эффективным, чем безволосая, гладкая поверхность кожи.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Гидродинамика водных животных является малоизученной, но, по-видимому, весьма перспективной областью исследования. Усилия ученых должны быть направлены прежде всего на совершенствование методов исследования и измерительных инструментов. Не менее важной задачей является выбор объекта исследования. Как показала практика, медленно плавающие рыбы и даже дельфины не являются лучшими объектами. В условиях неволи дельфины плавают со скоростью всего лишь 5—7 м/сек, в исключительно редких случаях — до 10—11 м/сек.

По-видимому, наиболее подходящими объектами исследования могут служить меч-рыбы, тунцы и некоторые другие быстроходные рыбы, скорость плавания которых составляет около 20 м/сек. У таких рыб наиболее отчетливо должны проявляться возможные эффекты ламинаризации пограничного слоя, особенно связанные с отрицательным градиентом давления.

ЛИТЕРАТУРА

- Агарков Г. Б., Хаджинский В. Г. 1970. К вопросу о строении и иннервации кожных покровов черноморских дельфинов в связи с их защитной функцией.— Сб. «Бионика», 4.
- Агарков Г. Б., Хоменко Б. Г., Хаджинский В. Г. 1974. Морфология дельфинов. Киев, «Наукова думка».
- Алеев Ю. Г. 1958. Приспособление рыб к движению и поворотливости.— Докл. АН СССР, 120, № 3.
- Алеев Ю. Г. 1964. О способах уменьшения лобового сопротивления во внешней организации рыбы — Труды Севаст. биостанции, № 15.
- Алеев Ю. Г. 1965. Тело дельфина как несущая плоскость.— Зоол. журн., 44, № 4.
- Алеев Ю. Г. 1965а. Об исследованиях по функциональной морфологии рыб.— Сб. «Бионика». М., «Наука».
- Алеев Ю. Г. 1966. Плавучесть и гидродинамическая функция корпуса нектонных животных.— Зоол. журн., 45, вып. 4.
- Алеев Ю. Г. 1969. Топография локомоторной функции у нектеров.— Сб. «Биология моря», вып. 16. Киев, «Наукова думка».
- Алеев Ю. Г. 1970. Подвижная шероховатость на поверхности тела нектеров как способ снижения гидродинамического сопротивления.— Зоол. журн., 49, № 8.
- Алеев Ю. Г. 1970а. Об особенностях гидродинамики рыб группы Xiphioidae.— Зоол. журн., 49, № 11.
- Алеев Ю. Г. 1972. Гидродинамические качества формы тела нектеров.— Зоол. журн., 51, № 7.
- Алеев Ю. Г., Леоненко И. В. 1974. О гидродинамическом значении рострума меч-рыбы.— Сб. «Бионика», 8.
- Алеев Ю. Г., Овчаров О. П. 1969. О развитии процессов вихреобразования и характере пограничного слоя при движении рыб.— Зоол. журн., 48, № 6.
- Алеев Ю. Г., Овчаров О. П. 1971. О роли вихреобразования в локомоции рыб и влиянии границы двух сред на картину обтекания.— Зоол. журн., 50, № 2.
- Александер Р. 1970. Биомеханика. Перев. с англ. М., «Мир».
- Алексеева К. Д. 1967. Влияние мышечной работы на энергетический обмен у рыб.— Сб. «Обмен веществ и биохимия рыб». М., «Наука».
- Алексеева К. Д. 1972. Затраты энергии на движение у кефалей.— Сб. «Бионика», 6.
- Алексеева К. Д. 1973. О методике измерений энергозатрат на движение у морских рыб.— Сб. «Проблемы бионики». М., «Наука».
- Алексеева Т. Е., Семенов Б. Н. 1971. К определению гидродинамического сопротивления дельфина.— Журн. прикл. мех. и техн. физ., № 2.
- Амфилюхьев Б. В. 1969. Турбулентные течения с упругими границами.— Сб. «Бионика», 3.
- Анохин Ю. С. 1965. Измерение и запись мгновенных значений давления внутри потока жидкости.— Метеорология и гидрология, № 12.

- Анохин Ю. С. 1965а. Измерения мгновенных значений скорости течения жидкости при помощи электронных ламп с механическим управлением.— Измерительная техника, № 8.
- Антонов А. Н., Бондарев Е. Н. 1968. Приближенный метод расчета турбулентного пограничного слоя при положительном градиенте давления.— Механика жидкости и газа, № 1.
- Бабенко В. В. 1971. Некоторые механические характеристики кожных покровов дельфинов.— Сб. «Бионика», 5.
- Бабенко В. В. 1971а. Основные характеристики гибких покрытий и критерии подобия.— Сб. «Бионика», 5.
- Бабенко В. В. 1973. Методика определения механических свойств и обоснование выбора конструкции гибких покрытий.— Сб. «Бионика», 7.
- Бабенко В. В. 1974. Экспериментальное исследование гидродинамической устойчивости при обтекании сложных мембранных поверхностей.— Сб. «Бионика», 8.
- Бабенко В. В., Гнетецкий Н. А., Козлов Л. Ф. 1969. Предварительные результаты исследований упругих свойств кожи живых дельфинов.— Сб. «Бионика», 3.
- Бабенко В. В., Козлов Л. Ф., Першин С. В. 1972. О переменном демпфировании кожи дельфинов на различных скоростях плавания.— Сб. «Бионика», 6.
- Бабенко В. В., Суркина Р. М. 1969. Некоторые гидродинамические особенности плавания дельфинов.— Сб. «Бионика», 3.
- Бабенко В. В., Суркина Р. М. 1971. Определение параметра колеблющейся массы кожных покровов некоторых морских животных.— Сб. «Бионика», 5.
- Барсуков В. В. 1960. Скорость движения рыб.— Природа, 3.
- Барсуков В. В. 1969. Зачем рыбе чешуя?— Природа, 4.
- Бай-Ши-И. 1962. Турбулентное течение жидкостей и газов. М., ИЛ.
- Белькович В. М. 1964. Строение кожного покрова некоторых ластоногих.— В кн.: Морфологические особенности водных млекопитающих. М., «Наука».
- Белляев В. В., Коваль А. П. К вопросу о гидродинамической функции слизи некоторых костистых рыб.— Сб. «Бионика», 6.
- Бендат Дж., Пирсол А. 1974. Измерения и анализ случайных процессов. М., «Мир».
- Биологическая телеметрия. 1971. Под ред. акад. Парина В. В. М., «Медицина».
- Бурдак В. Д. 1968. О функциональном значении ктеноидов на чешуе рыб.— Зоол. журн., 47, № 5.
- Бурдак В. Д. 1969а. О функционировании ктеноидного аппарата рыб в условиях турбулентного пограничного слоя.— Зоол. журн., 48, № 7.
- Бурдак В. Д. 1969б. Онтогенетическое развитие чешуйного покрова кефали *Migil saliens*.— Зоол. журн., 48, № 2.
- Бурдак В. Д. 1970. О соотношениях гидродинамических функций циклоидной и ктеноидной чешуи у рыб.— Зоол. журн., 49, № 6.
- Бурдак В. Д. 1972. О гидродинамической функции циклоидной чешуи рыб.— Зоол. журн., 51, № 7.
- Варич Ю. Н. 1969. Информационная система, характеризующая обтекание живых нектерев.— В сб. «Вопросы морской биологии». Тез. докл. II Всес. симпоз. молодых ученых. Севастополь.
- Варич Ю. Н. 1970а. Анализ обтекания черноморского катрана.— В сб. «Биокибернетика — бионика». Тез. докл. IV Укр. республ. науч. конф. по бионике. Киев, «Наукова думка».
- Варич Ю. Н. 1970б. Исследование нестационарного обтекания некоторых рыб. Канд. дисс. Киев.
- Варич Ю. Н. 1971. Зависимость характера обтекания от физиологического состояния плавающей рыбы.— Докл. АН УССР, 5.
- Волков В. Г. 1973. Приставка МП-71 для записи и воспроизведения биопотенциалов на магнитофоне.— В сб. «Новые методы и аппаратура для научных исследований в области ВНД и нейрофизиологии». Серия «Проблемы биологической кибернетики». М., «Наука».
- Гмурман В. Е. 1963. Введение в теорию вероятности и математическую статистику. М., «Высшая школа».

- Гухман А. А., Гандельсман А. Ф., Каишельсон Г. К., Кадер Б. А., Науриц Л. Н., Усанов В. В. 1968. О влиянии больших отрицательных градиентов давления на структуру турбулентного потока.— В сб. «Тепло- и массоперенос». М., «Энергия», т. 1.
- Дідковський М. М., Эгідіс Б. М. 1961. Двокомпонентний датчик миттєвої швидкості.— ДАН УРСР, 4.
- Дюмарж П. 1970. Метод измерения пульсаций давления в возмущенной жидкости.— Прикладная механика, 37, серия Е, № 2.
- Егідіс Б. М. 1964. Исследование турбулентности водных потоков динамическими методами. Канд. дисс. Киев.
- Егідіс Б. М., Шакало В. М. 1971. Применение электролитической микровертушки для измерения скорости движения в морской воде.— Сб. «Бионика», 5.
- Журава В. М., Фаддеев Ю. М. 1973. К вопросу о влиянии нестационарности поступательного движения гидробионтов на сопротивление трения.— Сб. «Бионика», 7.
- Журава В. М., Фаддеев Ю. И. 1974. О влиянии деформации поверхности тела на характеристики пограничного слоя.— Сб. «Бионика», 8.
- Заец В. А. 1972. К вопросу о переменной шероховатости покровов акул.— Сб. «Бионика», 6.
- Заец В. А. 1973. Распределение плакоидной чешуи по телу акул.— Сб. «Бионика», 7.
- Заец В. А. 1974. Взаимоотношение поверхностных слоев мускулатуры с кожей акуловых рыб.— Сб. «Бионика», 8.
- Золотов С. С., Ходорковский Я. С. 1973. Особенности сопротивления трения тел формы меч-рыбы.— Сб. «Бионика», 7.
- Зуев Г. В. 1964а. Скорость движения кальмаров.— Природа, 9.
- Зуев Г. В. 1964б. О приспособлении к движению у *Cephalopoda*.— Зоол. журн., 43, № 9.
- Зуев Г. В. 1965 К вопросу о механизме создания подъемной силы корпусом головоногих моллюсков.— Биофизика, 10, вып. 2.
- Зуев Г. В. 1965а. О механизме парения пелагических кальмаров.— Биофизика, 11, вып. 1.
- Зуев Г. В. 1965б. Особенности обтекания у кальмаров.— В кн. «Исследования по бионике». Киев.
- Зуев Г. В. 1965в. Особенности расположения движителя у головоногих моллюсков.— Изв. АН СССР, серия биол., № 3.
- Зуев Г. В. 1966. О нестационарном характере обтекания у кальмара.— Науч. докл. высш. школы. Биол. науки, 1.
- Зуев Г. В. 1966а. Функциональные основы внешнего строения головоногих моллюсков. Киев, «Наукова думка».
- Зуев Г. В., Кудряшов А. Ф. 1968. К маневренности водных животных.— Вопр. ихтиологии, 8, вып. 6.
- Ивлев Ю. П. 1972. Исследование характеристик турбулентного потока воздуха в канале с упругими стенками.— Сб. «Бионика», 6.
- Ивченко В. М. 1962. Возможности повышения пропульсивных качеств судна.— Труды ЦНИИ им. акад. А. Н. Крылова, вып. 185.
- Ивченко В. М., Кулак А. П. 1968. Механизм движения кальмара и возможности использования его в технике.— Сб. «Механизмы передвижения и ориентации животных». Киев, «Наукова думка».
- Кадук В. Г., Веревка Н. А., Татаренко Г. М. 1971. О некоторых электрических свойствах турбинно-магнитного датчика скорости.— Сб. «Бионика», 5.
- Калугин В. Н., Панчук В. И. 1970. Течение вязкой несжимаемой жидкости вдоль бегущей волны.— Сб. «Бионика», 4.
- Карандеева О. Г., Протасов В. А., Семенов Н. П. 1968. Особенности дыхания дельфинов в связи с водным образом жизни и высокими скоростями движения.— Тез. и реф. докл. 5-го научн. совещания, посв. памяти Л. А. Орбели. Л.
- Карандеева О. Г., Протасов В. А., Семенов Н. П. 1970. К вопросу о физиологическом обосновании парадокса Грея.— Сб. «Бионика», 4.
- Катыс Г. П. 1965. Системы автоматического контроля полей скоростей и расходов. М., «Наука».

- Каян В. П. 1974. О коэффициенте сопротивления дельфина.— Сб. «Бионика», 8.
- Каян В. П., Пятецкий В. Е. 1971. Биогидродинамическая установка замкнутого типа для исследования гидромеханики плавания морских животных.— Сб. «Бионика», 5.
- Кидун С. М. 1974. Тахометрический датчик для измерения скорости движения в воде.— Сб. «Бионика», 8.
- Кияновский Л. З. 1964. Расширение предела измерения скорости потока электромеханическим датчиком с тензометрическим преобразователем.— Приборостроение, № 9.
- Клейненберг С. Е., Кокшайский Н. В. 1967. Современные проблемы биологической аэро- и гидродинамики.— Сб. «Вопросы бионики». М., «Наука».
- Клюкин И. И., Колесников А. Е. 1968. Акустические измерения в судостроении. Л., «Судостроение».
- Кобец Г. Ф. 1969. О механизме влияния растворенных макромолекул на турбулентное трение.— Сб. «Бионика», 3.
- Кобец Г. Ф., Комарова М. Л. 1971. Роль особенностей внешнего строения в гидродинамике скоростных рыб.— Сб. «Бионика», 5.
- Коваль А. П. 1974. К вопросу о функциональном значении некоторых кожных производных у парусника.— Сб. «Бионика», 8.
- Козлов Л. Ф. 1969. Визуализация ламинарного участка пограничного слоя методом окрашенных струй.— Сб. «Бионика», 3.
- Козлов Л. Ф. 1970. О биологическом коэффициенте полезного действия некоторых морских рыб.— Сб. «Бионика», 4.
- Козлов Л. Ф., Пятецкий В. Е. 1968. Влияние сополимеров и рыбьей слизи на гидродинамическое сопротивление моделей и рыб.— Сб. «Механизмы передвижения и ориентации животных». Киев, «Наукова думка».
- Козлов Л. Ф., Пятецкий В. Е., Савченко Ю. Н. 1968. Буксировочная мощность и возможные скорости плавания дельфинов.— Сб. «Механизмы передвижения и ориентации животных». Киев, «Наукова думка».
- Козлов Л. Ф., Шакало В. М. 1970. Телеметрическая аппаратура для регистрации режимов течения в пограничном слое при движении в водной среде.— Сб. «Бионика», 4.
- Козлов Л. Ф., Шакало В. М., Бурьянова Л. Д., Воробьев Н. Н. 1974. О влиянии нестационарности на режим течения в пограничном слое черноморской афалины.— Сб. «Бионика», 8.
- Кокшайский Н. В. О диапазоне чисел Рейнольдса у биологических объектов.— Сб. «Вопросы бионики». М., «Наука».
- Кокшайский Н. В. 1973. Биологическая гидродинамика.— В кн. «Бионика. Итоги науки и техники», т. 1. М.
- Кокшайский Н. В. 1974. Очерк биологической аэро- и гидродинамики.— М., «Наука».
- Комарова М. Л. 1969. О химическом составе слизи щуки и налима.— Сб. «Бионика», 3.
- Комаров В. Т. 1970. Экспериментальные приемы и оборудование для определения скоростей движения нектонных животных.— Зоол. журн., 49, вып. 6.
- Кондратьева Л. В., Скрипачев В. В. 1971. Устойчивость ламинарного пограничного слоя на деформируемой пластине.— Сб. «Бионика», 5.
- Котюк А. Ф., Цветков Э. И. 1970. Спектральный и корреляционный анализ нестационарных случайных процессов. М., Изд. Комитета стандартов, мер и измерительных приборов при Совете Министров СССР.
- Кудряшов А. Ф. 1969а. О сопротивлении воды движению рыб.— Сб. «Биология моря», вып. 16. Киев, «Наукова думка».
- Кудряшов А. Ф. 1969б. О механизме плавания рыб и дельфинов.— Сб. «Биология моря», вып. 16.
- Кудряшов А. Ф., Барсуков В. В. 1967а. 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., 46, № 3.

- Кудряшов А. Ф., Барсуков В. В.* 1967б. О гидродинамической модели чешуйного покрова рыб как аналога поверхностей, непосредственно сформированных вихревым потоком. Сообщ. 2. Гидродинамическая функция чешуйного покрова.— Зоол. журн., 46, № 2.
- Курочкин Е. Н.* 1971. Адаптивные особенности строения и локомоция водных птиц.— Сб. «Итоги науки. Зоология позвоночных». М., Изд. ВИНИТИ.
- Курочкин Е. Н., Васильев В. Г.* 1966. Некоторые функциональные основы плавания и ныряния птиц.— Зоол. журн., 45, № 9.
- Кудашев Е. Б.* 1968. Расчет и разработка пьезоэлектрических микроприемников турбулентных пульсаций давления.— В кн.: Экспериментальные методы и аппаратура для исследования турбулентности. Новосибирск, «Наука».
- Кудашев Е. Б., Потапенко М. М., Веребьевский И. Д.* 1970. Миниатюрные преобразователи турбулентных пульсаций давления.— Труды Симпозиума «Автоматизация научных исследований морей и океанов». 1969. Ч. 1. Севастополь.
- Лаврентьев М. А., Лаврентьев М. М.* 1962. Об одном принципе создания тяговой силы для движения.— Журн. прикладн. мех. и техн. физ., 4.
- Ландау Л. Д., Лишинц Е. М.* 1965. Механика. М., «Наука».
- Логвинович Г. В.* 1970. Гидродинамика тонкого гибкого тела (оценка гидродинамики рыб). Сб. «Бионика», 4.
- Логвинович Г. В.* 1973. Гидродинамика плавания рыб.— Сб. «Бионика», 7.
- Лятыхер В. М.* 1968. Турбулентность в гидросооружениях. М., «Энергия».
- Ляшев К. Ф., Думанский И. А.* 1971. Исследование надмолекулярных структур водорасторимых полимеров и их адсорбционной активности.— Сб. «Бионика», 5.
- Макаров А. П.* 1974. Некоторые гидродинамические характеристики деформируемой среды.— Сб. «Бионика», 8.
- Маслов Н. К.* 1970. О маневренности и управляемости дельфинов.— Сб. «Бионика», 4.
- Матюхин В. А.* 1973. Биоэнергетика и физиология плавания рыб. Новосибирск, «Наука».
- Матюхин В. А., Аликин Ю. С., Столбов А. Я., Турецкий В. И.* 1973. Экспериментальное исследование коэффициента полезного действия рыб.— Сб. «Бионика», 7.
- Матюхин В. А., Турецкий В. И.* 1972. Исследование сопротивления, действующего на тело плывущей рыбы.— Сб. «Бионика», 6.
- Меркулов В. И.* 1967. Движение вязкой несжимаемой жидкости вдоль бегущей волны.— Изв. Сиб. отд. АН ССР, серия техн. наук, № 8, вып. 2.
- Меркулов В. И., Хотинская В. Д.* 1969. Механизм уменьшения гидродинамического сопротивления у некоторых видов рыб.— Сб. «Бионика», 3.
- Мирский Г. Я.* 1972. Аппаратурное определение характеристик случайных процессов. М., «Энергия».
- Монин А. С., Яглом А. М.* 1965. Статистическая гидромеханика. М., «Наука».
- Мордвинов Ю. Е.* 1968. Наблюдения над локомоцией некоторых ластоногих.— Зоол. журн., 47, вып. 9.
- Мордвинов Ю. Е., Курбатов Б. В.* 1972. Влияние вслояного покрова некоторых видов настоящих тюленей (Phocidae) на величину общего гидродинамического сопротивления.— Зоол. журн., 51, № 2.
- Мясников Л. Л.* 1937. Акустические измерения. ОНТИ НКТП СССР.
- Назарчук М. М., Ковецкая М. М., Пачченко В. Н.* 1974. Обратный переход турбулентного течения в ламинарное. Киев, «Наукова думка».
- Нечаева О. В., Плехов В. Н., Хаджинский В. Г.* 1973. Особенности распределения потенциалов на кожных покровах дельфинов.— Сб. «Бионика», 7.
- Никитшина О. Д.* 1973. К вопросу о биоэнергетике плавания дельфинов.— Сб. «Бионика», 7.
- Новиков А. К.* 1971. Корреляционные измерения в корабельной акустике. Л.
- Овчаров О. П.* 1970. О гидродинамической роли жаберного аппарата рыб при пассивном способе дыхания.— Зоол. журн., 49, № 10.
- Овчинников В. В.* 1966а. Турбулизация пограничного слоя как один из способов снижения сопротивления некоторых рыб при движении.— Биофизика, 111, вып. 1.

- Овчинников В. В.** 1967. О гидродинамической характеристикике меч-рыбы. Научные доклады высшей школы.— Биологические науки, № 1.
- Ольшевский В. В.** 1973. Статистические методы в гидролокации. Л., «Судостроение».
- Ольшевский В. В.** 1969. Адаптивные методы оптимизации измерений характеристик нестационарных случайных процессов.— Труды II Всес. симпозиума «Методы представления и аппаратурный анализ случайных процессов и полей», т. 2. Новосибирск, «Наука».
- Першин С. В.** 1965. Гидродинамические аспекты изучения движения водных животных.— В кн. «Бионика». М., «Наука».
- Першин С. В.** 1965а. К гидродинамической характеристике движения некоторых водных животных.— В кн.: Исследования по бионике. Киев, «Наукова думка».
- Першин С. В.** 1967. Прыжки дельфинов как средство получения информации об импульсной биоэнергетике скоростных водных животных.— В кн. «Вопросы бионики». М., «Наука».
- Першин С. В.** 1969. Оптимизация кормового плавникового движителя в природе на примере китообразных.— Сб. «Бионика», 3.
- Першич С. В.** 1969а. Гидродинамическая характеристика китообразных и нормированная скорость плавания дельфинов в естественных условиях и в неволе.— Сб. «Бионика», 3.
- Першин С. В.** 1970. О резонансном режиме плавания дельфинов.— Сб. «Бионика», 4.
- Першин С. В.** 1970а. К частотной характеристике гидробионтов.— Сб. «Бионика», 4.
- Першин С. В.** 1973. Нормирование послойной модели демпфирующего кожного покрова дельфинов.— Сб. «Бионика». 7.
- Першин С. В.** 1974. Некоторые результаты гидродинамических исследований волнового движителя.— Сб. «Бионика», 8.
- Першин С. В., Соколов А. С., Томилин А. Г.** 1970. О регулируемой специальными сосудистыми органами упругости плавников дельфина.— ДАН СССР, 190, № 3.
- Петрова И. М.** 1968. Исследования в области бионики, проводимые с целью увеличения скорости хода кораблей. М., изд. ЦНИИТЭИС.
- Петрова И. М.** 1970. Гидробионика в судостроении. М., изд. ЦНИИТЭИС.
- Петровский В. С.** 1966. Гидродинамические проблемы турбулентного шума. Л., «Судостроение».
- Повх И. Л.** 1964. Техническая гидромеханика. М.— Л. «Машиностроение».
- Пятецкий В. Е.** 1970. Гидродинамические характеристики плавания некоторых быстроходных морских рыб.— Сб. «Бионика», 4.
- Пятецкий В. Е.** 1970а. Кинематические характеристики плавания некоторых быстроходных морских рыб.— Сб. «Бионика», 4.
- Пятецкий В. Е., Каян В. П.** 1971. Кинематика и гидродинамика плавания черноморских сарганов.— Сб. «Бионика», 5.
- Пятецкий В. Е., Каян В. П.** 1972. О характеристиках плавания озерной форели.— Сб. «Бионика», 6.
- Пятецкий В. Е., Каян В. П.** 1972а. Некоторые кинематические характеристики плавания дельфина морская свинья.— Сб. «Бионика», 6.
- Пятецкий В. Е., Каян В. П., Кравченко А. М.** 1973. Экспериментальные установки, аппаратура и методика изучения гидродинамики плавания водных животных.— Сб. «Бионика», 7.
- Пятецкий В. Ю., Макаренко А. П., Козлов Л. Ф.** 1968. Биогидродинамометрическая установка для исследования кинематики плавания и энергетики рыб.— ДАН УССР, № 2.
- Пятецкий В. Е., Савченко Ю. Н.** 1969. О влиянии слизи на гидродинамическое сопротивление рыб.— Сб. «Бионика», 3.
- Радаков Д. В.** 1964. Скорости движения рыб.— В кн. Радаков Д. В., Протасов В. Р. «Скорости движения и некоторые особенности зрения рыб». Справочник. М., «Наука».

- Репик Е. У. 1970. Экспериментальное исследование структуры турбулентного-пограничного слоя при наличии продольного градиента давления.— Труды ЦАГИ, вып. 1218.
- Рой Н. А., Фролов Д. П. 1961. Установки для калибровки широкополосных приемников давления. Передовой научно-технический и производственный опыт, тема 36, № Г-61-7/2.
- Романенко А. Ф., Сергеев Г. А. 1968. Вопросы прикладного анализа случайных процессов. М., «Советское радио».
- Романенко Е. В., Шишмарев А. И., Янов В. Г. 1971. Результаты экспериментального исследования гидродинамики дельфинов. В кн. Тез. докладов на VII Всес. Акустической конф. Л.
- Романенко Е. В., Янов В. Г. 1973. Результаты экспериментов по изучению гидродинамики дельфинов.— Сб. «Бионика», 7.
- Ротта И. К. 1967. Турбулентный пограничный слой в несжимаемой жидкости. Л., «Судостроение».
- Романенко Е. В. 1971а. Приемник пульсаций давления. Авт. свид. на изобретение № 320739.
- Романенко Е. В. 1971б. Приемники пульсаций давления, предназначенные для работы с дельфинами.— Труды Акустического ин-та, вып. 17.
- Романенко Е. В. 1974а. Физические основы биоакустики. М., «Наука».
- Романенко Е. В. 1974б. Способ измерения пульсаций скорости в потоке жидкости.— В сб. «Морфология, физиология и акустика морских млекопитающих». М., «Наука».
- Романенко Е. В., Бугуславская С. Н. 1968. О термодинамической и волновой поправках в методе пистонфона.— Тез. докл. 6-й Всес. акустич. конф. М.
- Романенко Е. В., Соколов В. Е., Калиниченко Н. М. 1972. Гидродинамические особенности шкуры байкальского тюленя.— Тез. докл. V Всес. совещ. по изучению морских млекопитающих. Махачкала.
- Романенко Е. В., Соколов В. Е., Калиниченко Н. М. 1973. Гидродинамические особенности волосяного покрова байкальского тюленя (*Phoca sibirica*).— Зоол. журн., 52, вып. 10.
- Романенко Е. В., Чикалкин В. А. 1974. Магнитофон для подводной записи.— В сб. «Морфология, физиология и акустика морских млекопитающих». М., «Наука».
- Савилов А. И. 1965. Живые модели автономных плавучих конструкций в океане.— В кн. «Бионика». М., «Наука».
- Савченко Ю. Н. 1971. Некоторые особенности гидродинамики движителя типа «машущее крыло».— Сб. «Бионика», вып. 5.
- Семенов Б. Н. 1969. О существовании гидродинамического феномена дельфина афалины.— Сб. «Бионика», 3.
- Семенов Н. П., Бабенко В. В., Каян В. П. 1974. Экспериментальное исследование некоторых особенностей гидродинамики плавания дельфинов.— Сб. «Бионика», 8.
- Сиддон Т. Е., Рибнер Х. С. 1965. Датчик из фольги для измерения поперечной компоненты турбулентных пульсаций.— Ракетная техника и космонавтика, № 9.
- Соколов В. Е. 1960. Структурные особенности кожных покровов усатых китов, повышающие упругость кожи.— Зоол. журн., 40, № 2.
- Соколов В. Е. 1962. Структура кожного покрова некоторых китообразных.— Научн. докл. высш. школы. Биол. науки, № 3.
- Соколов В. Е., Кокшайский Н. В., Родионов В. А. 1971. Опыт транспортировки и исследования плавания дельфинов в гидроканале.— Бюлл. МОИП, отд. биол., 76, № 4.
- Соколов В. Е., Кузнецов Г. В., Родионов В. А. 1968. Направление дермальных валиков в коже дельфинов в связи с особенностью обтекания тела водой.— Бюлл. МОИП, 73, отд. биол., вып. 3.
- Суркина Р. М. 1971а. Расположение дермальных валиков на теле дельфина белобочки.— Сб. «Бионика», 5.
- Суркина Р. М. 1971б. О строении и функции кожной мускулатуры дельфинов.— Сб. «Бионика», 5.

- Тимошенко С. П., Войновский-Кригер С. 1963. Пластиинки и оболочки. М., ГИФМЛ.
- Томилин А. Г. 1962. О приспособлениях китообразных к быстрому плаванию и о возможности использования этих адаптаций в судостроении.—Бюлл. МОИП, отд. биол. 67, вып. 5.
- Ускова Е. Т., Чайковская А. В., Устимович Д. А., Давиденко С. И. 1970. О химическом составе слизистого вещества кожи некоторых видов черноморских рыб.—Гидробиол. журн., № 4.
- Усков И. А., Раевский В. С., Дубровская В. В., Филимонов В. Я., Ускова Е. Т. 1973. Реология и гидродинамика растворов полимеров. Характеристическая вязкость и снижение сопротивления в переходной области и в условиях развитой турбулентности.—Сб. «Бионика», 7.
- Ускова Е. Т., Давиденко С. И. 1974. Толщина слизистого покрытия некоторых морских рыб и содержание в нем слизистого вещества.—Сб. «Бионика», 8.
- Ускова Е. Т., Момот Л. Н., Крисалльный В. А. 1974. Об эффективности кожных выделений некоторых морских животных в снижении гидродинамического сопротивления.—Сб. «Бионика», 8.
- Фаддеев Ю. И., Журава В. М. 1969. Уравнения ламинарного пограничного слоя на деформируемом теле вращения.—Сб. «Бионика», 3.
- Фаддеев Ю. И., Журава В. М. 1971. Уравнения пограничного слоя на деформируемом контуре.—Сб. «Бионика», 5.
- Фаддеев Ю. И., Журава В. М., Коваленко Б. П. 1969. Расчет потенциального течения жидкости, вызванного поступательным движением деформируемого тела вращения.—Сб. «Бионика», 3.
- Филимонов В. Я., Ситников В. В. 1966. Способ определения режимов течения и турбулентных пульсаций в пограничном слое водных потоков. Авт. свид. на изобретение № 203334.
- Филимонов В. Я., Ситников В. В., Селютин В. А. 1966. Устройство для измерения режимов течения и турбулентных пульсаций в пограничном слое водных потоков. Авт. свид. на изобретение № 206925.
- Хаджинский В. Г. 1972. Структура кожи дельфинов как результат воздействия факторов среды обитания.—Сб. «Бионика», 6.
- Хескестад 1965. Измерения термоанемометром в плоской турбулентной струе.—Прикладная механика, 32, серия Е, № 4.
- Хинце И. О. 1963. Турбулентность. М., ГИФМЛ.
- Холтр Н. 1965. Некоторые замечания о применении телеметрии в биологии.—В сб. «Биотелеметрия». М., «Мир».
- Хотинская В. Д., Алексеев О. Л. 1969. Электропроводность растворов слизи некоторых видов пресноводных рыб.—Сб. «Бионика», 3.
- Хотинская В. Д., Кондленко И. И., Погорелов В. Е. 1971. Исследование межмолекулярного взаимодействия малых добавок слизи рыб с дистиллированной водой.—Сб. «Бионика», 5.
- Худсон Д. 1967. Статистика для физиков. М., «Мир».
- Цыганюк А. И. 1971. Кандидатская диссертация. Киев.
- Чайковская А. В. 1974. Об аминокислотном составе слизистого вещества некоторых видов черноморских рыб.—Сб. «Бионика», 8.
- Чепурнов А. В., Овчинников В. В. 1967. Скорости плавания морских животных.—Природа, № 4.
- Чернышев О. Б., Заец В. А. 1970. Некоторые особенности строения кожи акуловых рыб.—Сб. «Бионика», 4.
- Чернышев О. Б., Заец В. А. 1974. Изменение килей плакоидной чешуи акул в зависимости от скорости плавания.—Сб. «Бионика», 8.
- Чернышев О. Б., Коваль А. П. 1974. Особенности строения корсета и корсетных чешуй у скомбронидных рыб.—Сб. «Бионика», 8.
- Шакало В. М. 1969. К вопросу об измерении режима течения в водной среде электротермическим методом.—Сб. «Бионика», 3.
- Шакало В. М. 1972. Один способ измерения среднеквадратичной величины пульсаций скорости в нестационарном турбулентном потоке.—Сб. «Бионика», 6.
- Шебалов А. Н. 1969. Некоторые вопросы влияния нестационарности на «механизм» образования сопротивления.—Сб. «Бионика», 3.

- Шер Е. Н. 1970. О механизме движения ужей и рыб.— В кн. «Некоторые проблемы математики и механики». Л., «Наука».
- Шлихтинг Г. 1962. Возникновение турбулентности. М., ИЛ.
- Шлихтинг Г. 1969. Теория пограничного слоя. М., «Наука».
- Шулейкин В. В. 1958. Кто рыболовец движется со скоростью акулы?— Докл. АН СССР, 119, № 5.
- Шулейкин В. В. 1963. Энергетика морских животных.— Докл. АН СССР, 163, № 3.
- Шулейкин В. В. 1966. Энергетика и скорости миграции рыб, дельфинов, китов.— Труды ВНИИ морского рыбного хозяйства и океанографии, 60.
- Шулейкин В. В. 1968. Физика моря. М., «Наука».
- Янов В. Г., Романенко Е. В. 1972. Радиотелеметрическая система для измерения гидродинамических параметров дельфинов в условиях ограниченной акватории.— Сб. «Бионика», 6.
- Badry Narayanan M. A., Ramjee V. -J. 1968. Reverse transition from turbulent to laminar boundary-layer in a highly accelerated flow.— J. Fluid Mech., 31.
- Bainbridge R. 1958. The speed of swimming of fish as related to size and to the frequency and amplitude of the tail beat.— J. Exp. Biol., 35, 1.
- Bainbridge R. 1960. Speed and stamina in three fish.— J. Exp. Biol., 37, 1.
- Bainbridge R. 1961. Problems of fish locomotion.— In «Vertebrate Locomotion», Symp. Zool. Soc. Lond., 5.
- Bainbridge R. 1963. Caudal fin and body movements in the propulsion of some fish.— J. Exp. Biol., 40, 1.
- Bainbridge R., Brown R. H. J. 1958. An apparatus for the study of the locomotion of fish.— J. Exp. Biol., 35, 1.
- Barger I. E., Von Winkle W. A. 1961. Evaluation of a Boundary Layer stabilization Coating.— JASA, 33, 6.
- Beamish F. W. H. 1970. Oxygen consumption of largemouth bass, *Micropterus salmoides*, in relation to swimming speed and temperature.— Canad. J. Zool., 48, 4.
- Blake J. R. 1971. Infinite models for ciliary propulsion.— J. Fluid Mech., 49, 2.
- Blaxter J. H. S. 1969. Swimming speeds of fish.— FAO fish. Repts., 2, 62.
- Brown E. W. 1965. The dolphins: «Like an arrow they fly through the sea».— US Naval Inst. Proc., 91, 7.
- Brett J. R. 1963. The energy required for swimming by young sockeye salmon with a comparison of the drag force on a dead fish.— Trans. Roy. Soc. Canada, ser. 4, 1.
- Brett J. R. 1965a. The relation of size to rate of oxygen consumption and sustained swimming speed of sockeye salmon (*Oncorhynchus nerka*).— J. Fish. Res. Bd. Canada, 22, 6.
- Brett J. R. 1965b. The swimming energetics of salmon.— Scient. Amer., 213, 2.
- Brett J. R. 1971. 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, 11, 1.
- Brokaw C. J. 1970. Bending moments in free-swimming flagella.— J. Exp. Biol., 53, 2.
- Brown C. E., Muir B. S. 1970. Analysis of ram ventilation of fish gills with application to skipjack tuna (*Katsuwonus pelamis*).— J. Fish. Res. Bd. Canada, 27, 9.
- Clinch I. M. 1966. Miniature transducer assembly for measuring the properties of the wall-pressure field in turbulent flows.— JASA, 40, 1.
- Debye P. 1933. A method for the determination of the mass of electrolytic ions.— J. Chem. Phys., 1, 1.
- Donohue G. L., Tiederman W. G., Reischman M. M. 1972. Flow visualisation of the near-wall region in drag-reduction channel flow.— J. Fluid Mech., 56, pt. 3.
- Ellis H. D. 1970. Effects of shear treatment on drag-reducing polymer solutions and fibre suspension. Nature, v. 226, 5243.
- Eskinasi S. 1958. Turbulence measurement in electrically conducting fluids.— The Phys. of Fluids, 1, 2.

- Fierstine H. L., Walters V.* 1968. Studies in locomotion and anatomy of scombroid fishes.—*Mem. South. Calif. Acad. Sci.*, **6**.
- Foche H.* 1965. The cause for high swimming speeds of dolphins.—*Z. Flugwissenschaft*, **13**, 2.
- Gadd G. E.* 1965. Turbulence damping and drag reduction produced by certain additives in water.—*Nature*, **206**, 4983.
- Geib F. E.* 1966. Measurements on the effect of transducer size on the resolution of boundary-layer pressure fluctuations.—*JASA*, **40**, 5.
- Cero D. K.* 1952a. Power and Efficiency of Large Salt Water Fish.—*Aeronautical Engineering Rev.*, 1.
- Gero D. R.* 1952b. The hydrodynamic aspects of fish propulsion.—*Amer. Mus. Novit.*, 1601.
- Gilchrist R. B., Strawderman W. A.* 1965. Experimental hydrophon-size correction factor for boundary-layer pressure fluctuation. *JASA*, **38**, 2.
- Gould R. K., Nyborg W. L.* 1959. Imbedded thermistor for boundary layer measurements.—*JASA*, **31**, 2.
- Gray J.* 1933. Studies of Animal Locomotion.—*J. Exp. Biol.*, **10**, 88.
- Gray J.* 1936. Studies of Animal Locomotion. VI. The Propulsive Powers of the Dolphin.—*J. Exp. Biol.*, **13**, 2.
- Gray J.* 1953. How animals move. Cambridge.
- Gray J.* 1957. How fishes swim.—*Scient. Amer.*, **197**, 2.
- Gray J.* 1968a. Animal Locomotion. Lond. Weidenfeld & Nicolson.
- Gray J.* 1968b. Animal Locomotion. London, Acad. Press.
- Gray J., Lissman H. W.* 1964. The locomotion of nematodes.—*J. Exp. Biol.*, **41**, 1.
- Greenway Ph.* 1965. Body form and behavioural types in fish.—*Experientia*, **21**, 9.
- Grossman L. M., Shay E. A.* 1949. Turbulent velocity measurements. *Mech. Engng.*, **71**.
- Grossman L. M., Charwat A. E.* 1952. The measurements of turbulent velocity fluctuations by the method of electromagnetic induction.—*Rev. Sci. Instrum.*, **23**.
- Harrison J. H.* 1961. Fish propulsion. Society of Automotiv Engineers, S. 307.
- Herald E. S., Brownell R. L., Jr., Frye F. L., Morris E. J., Evans W. E., Scott A. B.* 1969. Blind river dolphin: first sides-swimming cetacean.—*Science*, **166**, 3911.
- Hermans I. I.* 1938. Charged Colloid Particles in an Ultrasonic Field.—*Philos. Mag.*, **25**, 26.
- Hertel H.* 1966. Structure-Form-Movement. N. Y. Reinhold Publ. Corp.
- Hertel H.* 1969. Hydrodynamics of swimming and wave-riding dolphins. In: «The Biology of Marine Mammals». H. T. Andersen (Ed.). N. Y.—Lond., Acad. Press.
- Hunter A. N., Jones T. B.* 1962. The Debye Effect in Electrolytes and Colloids.—*Proc. Phys. Soc.*, **80**, pt. 3, 515.
- Iohannessen C. L., Harder J. A.* 1960. Sustained swimming speed of dolphins.—*Science*, **132**, 2 3439.
- Jones D. R.* 1971. 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.*, **32**, 2.
- Kasano D.* 1963. Porpoise paradox.—*Sea Frontiers*, **9**, 1.
- Kernack K. A.* 1948. The propulsive povers of Blue and Fin whales.—*J. Exp. Biol.*, **25**, 3.
- Klausewitz W.* 1964. Der Lokomotionsmodus der Flügelrochen (*Myliobatoidei*).—*Zool. Anz.*, **173**, 2.
- Kendall J. M.* 1970. The turbulent boundary layer over a wall with progressive surface waves.—*J. Fluid Mech.*, **41**, pt. 2.
- Kruger H. M., Saddler J. B., Chapman G. A., Tissley I. J., Lowry R. R.* 1968. Bioenergetics, exercise and fatty acids of fish.—*Amer. Zoologist*, **8**, 1.
- Kutty M. N.* 1969. Oxygen consumption in the mullet *Liza macrolepis* with special reference to swimming velocity.—*Marine Biol.*, **4**, 23.
- Landahl M. T.* 1962. On the stability of a laminar incompressible boundary layer over a flexible surface.—*J. Fluid Mech.*, **13**, 24.

- Lang T. G.* 1963. Porpoise, whales and fish. Comparision of predicted and observed speeds.— *Naval Eng. J.*, **175**, 2.
- Lang T. G.* 1966a. Hydrodynamic analisis of cetacean performance. In: «Whales, Dolphins and Porpoises». Ed. by K. S. Norris. Berkeley—Los Angeles. Univ. Calif. Press.
- Lang T. G.* 1966b. Hydrodynamic analisis of dolphin fin profiles.— *Nature*, **209**, 5028.
- Lang T. G., Pryor K.* 1966. Hydrodynamic Performance of Porpoises (*Stenella attenuata*).— *Science*, **152**, 3721.
- Lang T. G., Norris K. S.* 1966. Swimming speed of a Pacific bottlnose porpoise.— *Science*, **151**, 3710.
- Lighthill M. J.* 1960. Note on the Swimming of Slender Fish.— *J. Fluid Mech.*, **9**, 2.
- Lighthill M. J.* 1969. Hydromechanics of Aquatic Animal Propulsion.— *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **1**, 413.
- Lighthill M. J.* 1970a. How do fishes swim?— *Endeavour*, **29**, 107.
- Lighthill M. J.* 1970b. Aquatic animal propulsion of high hydromechanical efficiency.— *J. Fluid Mech.*, **44**, 2.
- Lighthill M. J.* 1971. Large-amplitude elongated-body theory of fish locomotion.— *Proc Roy Soc. Lond. Ser. B*, **179**, 1055.
- Little R. C., Wiegard M.* 1970. Drag reduction and structural turbulence in flowing polyox solutions.— *J. App. Polym. Sci.*, **14**, 2.
- Lush P. A.* 1973. Errors in static pressure measurements by probes in a fluctuating flow.— *J. Sound. and Vibrat.*, **26**, 3.
- McGuthen C. W.* 1970. The trout tail fin: A self-cambering hydrofoil.— *J. Biomechanics*, **3**, 3.
- Niiler P. P., White H. J.* 1969. Note on the swimming deceleration of a dolphin.— *J. Fluid Mech.*, **38**, pt. 3.
- Nursall J. R.* 1958. A method of analysis of the swimming of fish.— *Copeia*, **2**.
- Osborne M. F. M.* 1961. The hydrodynamical performance of migratory salmon.— *J. Exp. Biol.*, **38**, 2.
- Packard A.* 1972. Cephalopods and fish: the limits of convergence.— *Biol. Rev.*, **47**, 2.
- Palmer E., Weddell G.* 1964. The relationship between structure, innervation and function of the skin of the bottlnose dolphin (*Tursiops truncatus*).— *Proc. Zool. Soc. Lond.*, **143**, 4.
- Parry D. A.* 1949. The swimming of whales and a disscussion of Gray's paradox.— *J. Exp. Biol.*, **26**, 1.
- Patel V. C., Head M. R.* 1968. Reversion of turbulent to laminar flow.— *J. Fluid Mech.*, **34**, pt. 2.
- Prange H. D., Schmidt-Nielsen K.* 1970. The metabolic cost of swimming in ducks.— *J. Exp. Biol.*, **53**, 3.
- Purves P. E.* 1963. Locomotion in whales.— *Nature*, **197**, 4865.
- Rayner M. D., Keenan M. J.* 1967. Role of red and white muscles in the swimming of the skipjack tuna.— *Nature*, **214**, 5086.
- Richardson E. G.* 1936. The physical aspects of fish locomotion.— *J. Exp. Biol.*, **13**, 1.
- Rosen M. W.* 1961. Experiments with swimming fish and dolphins.— *Paper Amer. Soc. Mech. Engrs. WA-203*.
- Rosen M. W., Cornford N. E.* 1971. Fluid friction of fish slimes.— *Nature*, **234**, 5323.
- Rutgers A.* 1946. Supersonic Vibration Potentials and Centrifugation. Potentials.— *Nature*, **157**.
- Schleemer H. H.* 1966. Effects of pressure gradients on turbulent boundary-layer wall-pressure fluctuations.— *JASA*, **40**, 5.
- Schmidt E. M., Cresci R. J.* 1970. Hot wire anemometry in low density flows.— *AIAA*, 589.
- Shigemitsu I.* 1957. Experimental studies on laminar sub-layer in turbulent boundary-layer in valving separation.— *J. Phys. Soc. Japan*, **2**, 2.
- Sainsbury J. C.* 1963. The porpoise myth? *Ship and Boat Builder*.— **16**, 11.

- Siekmann I. 1963. On a pulsation jet from the end of a tube, with application to the propulsion of certain aquatic animals.— *J. Fluid Mech.*, 15, pt. 3.
- Siekmann J. 1962. Theoretical studies of sea animal locomotion, part 1. *Ingeneur-Archiv*, 31.
- Silberberg G. G. 1966. Sea animal-locomotion and fish-propulsion studies. In: «Whales, Dolphins and Porpoises». K. S. Norris (Ed.). Berkeley — Los Angeles, Univ. Calif. Press.
- Skudrzyk E. J., Haddle G. P. 1960. Effect of the Size of the Sound Receiver on the Received Noise Level for Boundary Layer Flow Noise.— *JASA*, 32, 7.
- Slipper E. J. 1961. Locomotion and locomotory organs in whales and dolphins (Cetacean). In: «Vertebrate Locomotion».— *Symp. Zool. Soc. Lond.* 5.
- Slipper E. J., 1962. Whales. *Transl. from Walvisser*. London, Hutchinson.
- Smith E. H., Stone D. E. 1961. Perfect fluid forces infish propulsen the solution of the problem in an elliptic cylinder co-ordinate system.— *Proc. Roy. Soc.*, A261.
- Smith H. 1965. Some experiments of the oxygen consumption of goldfish (*Carassius auratus* L1) in relation to swimming speed.— *Canad. J. Zool.*, 43, 4.
- Swanson W. M. 1965. Some observations of fish propulsion: qualitative boundary layer considerations.— In: «Developments in Mechanics», 2, pt. 1.
- Sui Kwong Pao, Siekmann J. 1964. Note on the Smith-Stone theory of fish propulsion.— *Proc. Roy. Soc.*, A280.
- Taggart R. 1963. A look at the future in marine propulsion.— *Naval Engrs. J.*, 75, 2.
- Taylor G. 1952. Analysis of the swimming of long and narrow animals.— *Proc. Roy. Soc. Lond. Ser. A*, 214, 1117.
- Trustram S., Jones R. D. 1965. Experimental model studies of non-Newtonian soluble coatings for drag reduction.— *J. Aircraft*, 2, 2.
- Uldrick J. P., Siekmann J. 1964. On the swimming of a flexible plate of arbitrary finite thickness.— *J. Fluid Mech.*, 20, pt. 1.
- Walters V. 1962. Body form and swimming performance on the scombrid fishes.— *Amer. Zoologist*, 2.
- Walters V., Fierstine H. L. 1964. Measurements of swimming speeds of Yellowfin Tuna and Wahoo.— *Nature*, 202, 4928.
- Watts E. H. 1961. The relationship of fish locomotion to the design of ships. In: «Vertebrate Locomotion». Simpos. Zool. Soc. London, 5.
- Webb P. W. 1971a. The swimming energetics of trout. 1. Thrust and power output at cruising speeds.— *J. Exp. Biol.*, 55, 2.
- Webb P. W. 1971b. The swimming energetics of trout. 2. Oxygen consumption and swimming efficiency.— *J. Exp. Biol.*, 55, 2.
- Weinmann A. 1959. Phenomenological theory of ultrasonic vibration potentials in liquids and electrolytes.— *Proc. Phys. Soc.*, 73, pt. 3, 471.
- Weinmann A. 1960. Theory of ultrasonic vibration potentials in pure liquids.— *Proc. Phys. Soc.*, 75, pt. 1, 481.
- Willmarth W. W. 1956. Wall pressure fluctuations in a turbulent boundary layer.— *JASA*, 28, 6.
- Willmarth W. W., Wooldridge C. E. 1962. Measurements of the fluctuating pressure at the wall beneath a thick turbulent boundary layer.— *J. Fluid Mech.*, 14, pt. 2.
- Wu T. Y.—T. 1961. Swimming of a waving plate.— *J. Fluid Mech.*, 10, pt. 3.
- Wu T. Y.—T. 1964. Hidromechanics of swimming propulsions.— *J. Fluid Mech.*, 16, pt. 1, 2.
- Yuen H. S. H. 1970. Behavior of skipjack tuna, *Katsuwonus pelamis*, as determined by tracking with ultrasonic devices.— *J. Fish. Res. Bd. Canada*, 27, 11.
- Yeager E., Booker J., Hovorka F. 1959. Ultrasonic vibration potentials in Non—Ionic liquids.— *Proc. Phis. Soc.*, 73, pt. 4, 472.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
Глава I. Основы теории пограничного слоя	7
Вводные замечания	7
Ламинарный пограничный слой	10
Переход ламинарного обтекания в турбулентное	18
Турбулентный пограничный слой	20
Статистические характеристики гидродинамических полей	25
Глава II. Методы и приборы для анализа случайных процессов	34
Краткие сведения о случайных процессах и их характеристиках	34
Особенности анализа нестационарных процессов	54
Корреляторы и анализаторы взаимного спектра	57
Глава III. Методы биогидродинамических исследований	64
Измерение пульсаций скорости в потоке жидкости	64
Приемники пульсаций давления, предназначенные для работы на дельфинах	71
Оценка эффективного размера чувствительного элемента приемников пульсаций скорости и давления	80
Методы градуировки приемников пульсаций скорости и давления	87
Измерение скорости обтекания	101
Глава IV. Методы регистрации биогидродинамической информации	107
Общие понятия	108
Телеметрия в биогидродинамике	112
Магнитофоны для подводной записи	120
Глава V. Некоторые результаты биогидродинамических исследований	134
О гидродинамике рыб и дельфинов	135
Результаты корреляционных измерений в пограничном слое дельфина	145
Гидродинамические особенности волосяного покрова байкальского тюленя	147
Заключение	154
Литература	155

ЕВГЕНИЙ ВАСИЛЬЕВИЧ РОМАНЕНКО
Основы статистической биогидродинамики

Утверждено к печати
Институтом эволюционной морфологии
и экологии животных им. А. Н. Северцова
Академии наук СССР

Редакторы издательства Т. Н. Маркова, А. М. Гисалевич
Художник С. А. Смирнов

Художественный редактор Н. Н. Власик

Технический редактор В. И. Зубина

Корректоры В. Г. Петрова, Л. И. Рувинская

Сдано в набор 17/VII 1975 г. Подписано к печати 15/IV 1976 г.
Формат 60×90^{1/16}. Бумага № 2. Усл. печ. л. 10,75 Уч.-изд. л. 11,7.
Тираж 1300 экз. Т-03481. Тип. зак. 2669.
Цена 1 р. 17 к.

Издательство «Наука».
103717 ГСП, Москва, К-62, Подсосенский пер., 21
2-я типография издательства «Наука».
121099, Москва, Г-99, Шубинский пер., 10