

О МЕХАНИЗМЕ ИЗЛУЧЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ИМПУЛЬСНЫХ И СВИСТОВЫХ СИГНАЛОВ ДЕЛЬФИНОМ

Е. В. Романенко

Звуки дельфинов очень многообразны. Но наиболее часто дельфины излучают свистовые и импульсные звуки. Импульсные звуки, как правило, бывают двух типов: короткие (десятки мксек) и длительные (миллисекунды). Первые служат для эхолокации. Назначение вторых не до конца ясно. Их принято считать ориентационными. Их спектр значительно более низкочастотный, чем у эхолокационных. Кроме того, в отличие от эхолокационных эти импульсы имеют колебательный характер.

Характерные особенности звуковых сигналов дельфинов особенно отчетливо обнаруживаются при регистрации их в непосредственной близости от источника излучения (на голове дельфина). Это очень важно для решения вопроса о механизме излучения звуков дельфинами. Методика регистрации звуков на голове дельфина и соответствующая аппаратура описаны в ряде работ (Романенко 1973; Романенко, Чикалкин, настоящий сборник; Романенко, Янов, Акопиан, настоящий сборник). Здесь мы рассмотрим основные особенности и возможные механизмы излучения свистов и низкочастотных импульсов, зарегистрированных по описанной ранее методике. Вопрос о механизме излучения эхолокационных импульсов был рассмотрен в работе Романенко (1973).

На рис. 1 приведена сонограмма одного из свистов афалины. Отчетливо виден почти гармонический характер звука (основная частота и гармоники).

На рис. 2, *а* показан типичный низкочастотный импульс. Волнистость нулевой линии обусловлена наложением на полезный сигнал синусоидального сигнала калибровки длительности. Один период калибровки равен 800 мксек. Примечательно, что дельфин может очень легко перейти от излучения низкочастотных импульсов к излучению высокочастотных или других низкочастотных с меньшим содержанием низких частот. На рис. 2, *б* показан низкочастотный импульс с меньшим, чем в предыдущем случае, содержанием низких частот.

На рис. 3 приведен один из высокочастотных импульсов, называемых обычно эхолокационными, которые дельфин начал излучать сразу же после импульсов, изображенных на рис. 2, *б* без видимого перехода и практически не меняя частоты следования. Импульсы же, изображенные на рис. 2, *б*, дельфин излучал сразу за импульсами, показанными на рис. 2, *а*, также без заметного изменения режима излучения, но с увеличением частоты следования приблизительно в 2 раза.

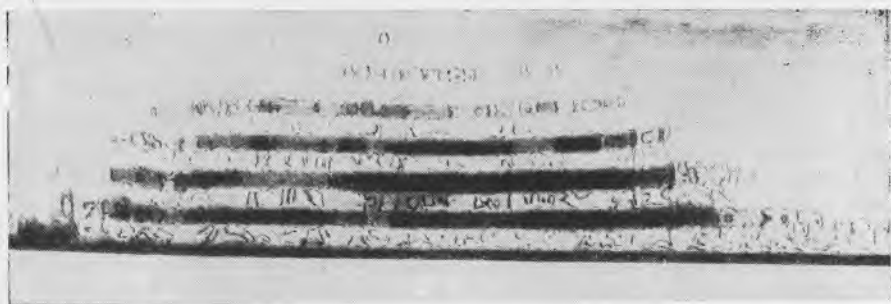


Рис. 1. Сонограмма свиста афалины

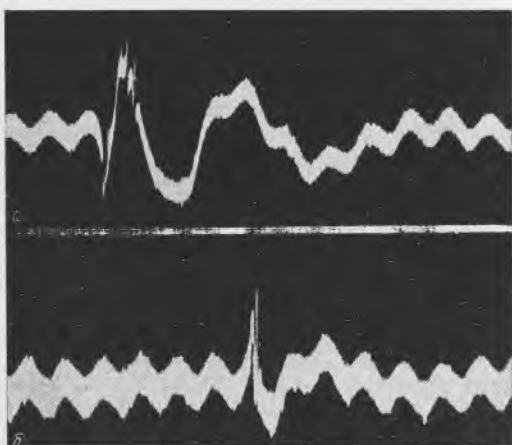


Рис. 2. Низкочастотные импульсы афалины



Рис. 3. Высокочастотные импульсы афалины

Импульсы, показанные на рис. 2 и 3, зарегистрированы на голове дельфина в точке, расположенной впереди дыхала на расстоянии 7—8 см. Полоса частот, в которой были зарегистрированы импульсы, составляет 100 гц—100 кгц.

Низкочастотные импульсы характеризуются следующими особенностями.

1. Период колебаний в пределах импульса увеличивается от начала импульса к концу и может составлять несколько мсек, что соответствует частотам в сотни герц.

2. В пределах одной и той же серии низкочастотные импульсы могут отличаться по фазе на 180° (см. рис. 2, а и б).

3. Каждый низкочастотный импульс, без исключения, начинается с высокочастотного, длительность которого измеряется десятками мксек.

Свистовые сигналы дельфинов, так же как и низкочастотные импульсные, имеют колебательный характер. Это позволяет предположить, что в излучении как тех, так и других принимают участие резонирующие элементы, возбуждаемые непрерывно в течение длительного времени в случае свистовых сигналов и ударно в случае импульсных. В дыхательной системе дельфина такими резонирующими элементами могут служить воздушные мешки и отдельные участки наружного носового прохода, заполненные воздухом и окруженные тканями головы. Предположение о резонансном механизме излучения низкочастотных импульсов ранее высказывалось Лилли (1961). Первая попытка математического описания этого механизма предпринята Гиро и Дубровским (1973). Однако их описание не отражает одной из основных особенностей низкочастотного импульса — непостоянство периода колебаний в импульсе.

Колебательная система, включающая в себя воздушную полость и окружающие ткани, может рассматриваться либо как система с распределенными параметрами (воздушный объем в абсолютно жестких границах), либо как система с сосредоточенными параметрами (масса — присоединенная масса окружающих тканей, упругость — упругость воздуха внутри полости и упругость окружающих тканей). Легко показать, что в первом случае резонансная частота колебательной системы при реальных размерах воздушных полостей (1—3 см) составляет величину порядка 10 кгц. Это соответствует частотам свистовых сигналов. Во втором случае резонансная частота составляет сотни герц и соответствует частоте колебаний в низкочастотном импульсе.

Учитывая это, неизбежно приходим к выводу, что свистовые сигналы излучаются в результате непрерывного резонансного возбуждения колебательной системы с распределенными параметрами, а импульсные — ударного возбуждения системы с сосредоточенными параметрами.

Представляется интересным рассмотреть математические модели излучения свистовых и низкочастотных импульсных сигналов дельфинов.

Рассмотрим вначале модель излучения свистовых сигналов. В качестве резонаторов у китообразных могут служить воздушные мешки и участки носового прохода между мускульными пробками. Воздушные мешки могут быть аппроксимированы сферическими объемами воздуха, а участки носового прохода — цилиндрическими. Другие типы резонаторов (в виде куба, параллелепипеда и т. п.) у китообразных, по-видимому, немислимы. Поэтому рассмотрим две задачи о собственных колебаниях сфе-

рического и цилиндрического объемов воздуха в жестких границах.

1. Собственные колебания воздуха внутри жесткой сферической оболочки радиуса r_0 с нулевыми граничными условиями. Эта задача сводится к отысканию решения уравнения

$$\Delta\varphi + k^2\varphi = 0, \quad (1)$$

где Δ — оператор Лапласа; φ — потенциал скорости;

$$k = \frac{2\pi f}{c}; \quad (2)$$

f — частота; c — скорость звука в воздухе. Граничное условие на поверхности сферы:

$$\frac{\partial\varphi}{\partial n} = 0 \quad \text{при } r = r_0 \quad (3)$$

обозначает отсутствие нормальной компоненты (n) скорости на границе воздушного объема. Нулевое граничное условие обусловлено тем, что водоподобные стенки сферы являются акустически жесткими по сравнению с воздухом внутри сферы.

Решение уравнения (1) при выполнении условия (3) возможно только для определенного ряда значений k , которые определяют типы соответствующих нормальных колебаний и их частоты (Лэмб, 1960; Рэлей, 1955; Морз, 1949). Оно имеет довольно громоздкий вид и по этой причине здесь не приводится, но свидетельствует о наличии нескольких типов колебаний, характеризующихся соответствующими наборами собственных частот (обертонов).

Поскольку нас прежде всего интересуют собственные частоты колебаний, а не их интенсивность, ограничимся анализом частот наиболее интересных первых двух типов колебаний.

При первом типе колебаний воздух внутри сферической оболочки колеблется симметрично в радиальном направлении. Собственные частоты колебаний в этом случае определяются корнями трансцендентного уравнения

$$\operatorname{tg} k_{mn}r_0 = k_{mn}r_0 \quad (4)$$

при $m = 1$ и $n = 1, 2, 3, \dots$

Здесь m означает тип колебания; n — номер обертона.

Первые три корня равны:

$$k_{11}r_0 = 1,4303\pi; \quad k_{12}r_0 = 2,459\pi; \quad k_{13}r_0 = 3,4709\pi. \quad (5)$$

При втором типе колебаний воздух колеблется в сфере из стороны в сторону, как в случае закрытой с двух сторон трубы. Собственные частоты колебаний в этом случае определяются корнями уравнения

$$\operatorname{tg} k_{mn}r_0 = \frac{2k_{mn}r_0}{2 - k_{mn}^2 r_0^2} \quad (6)$$

при $m = 2$ и $n = 1, 2, 3, \dots$

Первые три корня равны:

$$k_{21}r_0 = 0,6625\pi; \quad k_{22}r_0 = 1,891\pi; \quad k_{23}r_0 = 2,930\pi. \quad (7)$$

Наиболее эффективно должны излучаться колебания первого типа (пульсирующий источник), менее эффективно — колебания второго типа (осциллирующий источник). Еще менее эффективно излучение колебаний более высоких типов. Поэтому мы не будем останавливаться на них.

Характерной особенностью колебаний сферического объема воздуха в жестких стенках является отсутствие гармоник (обертонов, кратных основному тону).

Теперь рассмотрим вторую задачу.

2. Собственные колебания цилиндрического воздушного объема, заключенного в жесткую оболочку радиуса r_0 и высоты l с нулевыми граничными условиями. Эта задача сводится к отысканию решения того же уравнения (1), записанного в цилиндрической системе координат, с граничными условиями на боковой и торцовых поверхностях цилиндра в виде

$$\frac{\partial \Phi}{\partial r} = 0 \quad \text{при } r = r_0 \quad (8)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad \text{при } z = 0 \quad \text{и} \quad z = l. \quad (9)$$

Решение уравнения (1) для цилиндрического объема (здесь не приводится), так же как и в предыдущем случае, свидетельствует о существовании большого количества типов колебаний. Мы рассмотрим лишь наиболее интересные с точки зрения эффективности их излучения и возможности обнаружения. К ним относятся прежде всего радиальные колебания первого типа, частоты которых определяются выражением

$$f_{rm} = \frac{\alpha_{rm} c}{2r_0}. \quad (10)$$

Для первых четырех частот

$$\alpha_1 = 1,2197; \quad \alpha_2 = 2,2331; \quad \alpha_3 = 3,2383; \quad \alpha_4 = 4,2411. \quad (11)$$

В этом типе колебаний отсутствуют гармоники (обертоны, кратные основному тону).

Второй интересный тип колебаний представляет собой продольные колебания воздуха в цилиндрическом объеме (вдоль оси цилиндра). Их частоты определяются соотношением

$$f_{zn} = \frac{nc}{2l} \quad \text{при } n = 1, 2, 3, \dots \quad (12)$$

Видно, что продольные колебания включают в себя только гармоники основного тона (обертоны, кратные основному тону).

Третий тип колебаний, которые также представляют интерес,

называют обычно смешанным. Его частоты определяются соотношением

$$f = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{n}{l}\right)^2 + \left(\frac{\alpha_m}{r_0}\right)^2}. \quad (13)$$

В этом случае воздух колеблется как в продольном, так и в радиальном направлениях.

Несколько слов об особенностях колебаний цилиндрического объема. Во-первых, если высота цилиндра l короче, чем $1,71 r_0$, то колебание с наименьшей частотой будет представлять собой поперепрямое колебание воздуха с узловой диаметральной плоскостью; при этом воздух «качается» из стороны в сторону поперепоперек цилиндра. Излучение цилиндра на этой частоте имеет дипольный характер. Во-вторых, при одинаковых основных размерах цилиндра и сферы самая низкая собственная частота цилиндра всегда ниже соответствующей частоты сферы (их соотношение приблизительно равно 3:4). Образно говоря, цилиндр звучит на басовых нотах по сравнению со сферой равных размеров.

Представляет интерес рассмотреть также продольные колебания воздуха в цилиндре (или трубе), закрытом на одном конце и открытым на другом. В отличие от случая полностью закрытого цилиндра, когда частоты продольных колебаний составляют гармонический ряд (присутствуют как четные, так и нечетные гармоники), колебания цилиндра, открытого на одном конце, содержат преимущественно нечетные гармоники. Четные гармоники при этом могут либо отсутствовать совсем, либо иметь очень малую интенсивность.

Если цилиндр открыт на обоих концах, то, как и в случае полностью закрытого цилиндра, частоты собственных продольных колебаний воздуха в нем составляют гармонический ряд.

Обратимся к экспериментальным данным с целью сравнить их с результатами проведенного расчета.

Осциллограмма на рис. 1 свидетельствует о том, что спектр частот свиста содержит как четные, так и нечетные гармоники и не содержит некратных обертонов. Такой звук может излучать из двух возможных (сферического и цилиндрического) объемов только цилиндрический объем воздуха, замкнутый (или открытый) на торцах и колеблющийся вдоль оси цилиндра. В структуре верхних дыхательных путей китообразных вообще и дельфинов в частности цилиндрическим излучателем звука может служить участок дыхала между мускульными пробками. В зависимости от того, имеется ли из этого участка один выход для воздуха или два (т. е. сообщается ли в момент излучения свиста дыхало с одним мешком или двумя), будет излучаться звук, содержащий только нечетные гармоники или полный гармонический ряд. В литературе есть указания на то, что китообразные способны в отличие от описанных выше звуков издавать также звуки, в которых преобладают преимущественно нечетные гармоники (Fish a. Mow-

bray, 1962; Busnel, Dziedzic, 1966; Айрапетьянц, Константинов, 1970).

Если звук, спектр которого изображен на рис. 1, излучается цилиндрическим объемом, то высота цилиндра, оцененная по формуле (12), должна быть приблизительно равна 3 см. Это вполне соответствует реальным размерам участка дыхала афалины между мускульными пробками.

При наблюдении за афалиной в момент свиста можно иногда видеть, как из дыхала выделяются тонкие струйки мелких пузырьков воздуха. Это свидетельствует о том, что в дыхале в этот момент находится воздух под значительным давлением.

Есть основания считать, что в процессе излучения свистов китообразными участвуют не только продольные колебания цилиндрических объемов воздуха, но также и радиальные. Не исключено также участие и сферических резонансных объемов. К таким предварительным выводам можно прийти, анализируя экспериментальные данные цитированных выше работ, а также работы Златоустовой и Низовой (1971). Однако окончательный вывод можно будет сделать только после очень тщательного анализа большого объема экспериментальных данных. При этом, несомненно, выяснятся интересные особенности, которые могут уточнить рассмотренную математическую модель и полнее разгадать механизм излучения.

Очень полезной, в частности, для выяснения механизма излучения, по-видимому, может оказаться методика регистрации свистовых сигналов непосредственно на голове дельфина (Романенко, Чикалкин, настоящий сборник; Романенко, Янов, Аюпиан, настоящий сборник). При таком методе регистрации могут быть обнаружены даже самые слабые обертоны, которые позволяют более точно определить тип излучателя. Дело в том, что не все допустимые частоты собственных колебаний объемов воздуха эффективно излучаются. При регистрации свистов вдали от дельфина многие слабые обертоны оказываются ниже уровня окружающих шумов и по этой причине не обнаруживаются.

Несколько слов следует сказать о возможном механизме перераспределения энергии звука между различными гармониками в свистовых сигналах китообразных. Известно (Fish a. Mowbray, 1962; Busnel, 1966; Марков, Островская, 1973), что иногда в процессе излучения свистового сигнала максимум энергии звука, приходившийся в начале сигнала на основной тон, перемещается в пределах длительности сигнала на одну из гармоник. Аналогичное явление хорошо известно музыкантам и в музыкальной акустике называется «передуванием» музыкального инструмента (трубы, органа). Осуществляется оно следующим образом. Когда давление воздуха в мехах органа увеличивается и струя воздуха получает большую скорость, то частота колебаний струи вначале удерживается силами связи (акустической) вблизи основного тона трубы. Но когда при увеличении скорости струи частота ее собственных

колебаний приближается к очередной гармонике трубы, то тон трубы внезапно изменяется и «перескакивает» на новую частоту.

Поскольку у китообразных цилиндрические образования в дыхательной системе, по-видимому, играют решающую роль в процессе излучения свистовых сигналов, приведенное выше объяснение явления перераспределения энергии в спектре представляется весьма правдоподобным.

Теперь обратимся к рассмотрению модели излучения низкочастотных импульсов. Резонансная частота системы с сосредоточенными параметрами определяется выражением (Андреева, 1964)

$$\omega_0 = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{3\gamma P + 4\mu_1}{\rho}}, \quad (14)$$

где ρ — плотность воды; $\gamma = 1,4$ для воздуха; P — статическое давление; R — радиус воздушной полости (эквивалентной сферы, если форма полости отличается от сферической); μ_1 — действительная часть комплексного модуля сдвига окружающих тканей, определяемая из $\mu = \mu_1(1 + i\mu_2)$, где μ_1 , μ_2 — мнимая часть. По предварительным данным (Лебедева, 1965; Вестон, 1970) для тканей рыб μ_1 составляет величину порядка 10^5 дин/см². Для тканей дельфина модуль сдвига неизвестен, но будем считать, что он того же порядка, что и у рыб. В этом случае влияние упругости тканей на резонансную частоту воздушной полости несущественно и вторым членом под корнем в соотношении (14) можно пренебречь. Полагая, что $P = 10^8$ бар, $f = 500$ гц (резонансная частота берется приблизительно равной средней частоте колебаний в импульсе на рис. 2, а), можно показать, что радиус резонирующей воздушной сферы должен быть около 1 см. Это вполне соответствует реальным размерам воздушных мешков дельфинов.

Однако есть один факт, который на первый взгляд трудно объяснить исходя из предположенного механизма излучения. Этим фактом является непостоянство периода колебаний в пределах импульса (см. рис. 2а и б). Период колебаний заметно увеличивается (примерно в 2 раза) в течение импульса. Трудно представить себе резонансную систему, частота колебаний которой изменялась бы вдвое за время одного периода колебаний. Однако это оказывается возможным, если резонансная колебательная система возбуждается непериодической силой. Расчеты показывают, что в этом случае первые несколько периодов колебания возбужденной системы имеют неодинаковую величину, причем период колебаний увеличивается со временем.

Для примера проанализируем поведение недобротной резонансной механической системы с сосредоточенными параметрами, возбужденной силой, изменяющейся по закону

$$F = 1 - e^{-at^2}, \quad (15)$$

где a характеризует скорость нарастания силы; t — время. Графи-

чески закон изменения силы показан на рис. 4. Именно такой моделью в первом приближении может быть представлена предполагаемая излучающая система дельфина, состоящая из воздушно-го мешка, окруженного мышечными структурами и возбуждаемого одним из возможных способов: кратковременным вдуванием в мешок порции воздуха или сжатием окружающих его мышц (Романенко, 1972).

О том, что колебательная система имеет малую добротность, свидетельствует форма импульсов на рис. 2, а и б. Оценка показывает, что добротность системы не превышает 2—3.

Для определения характера смещения механической системы, возбужденной описанной выше силой, воспользуемся методом интеграла Дюамеля, который возьмем в следующей форме:

$$y(t) = x(0)h(t) + \int_0^t x'(\tau)h(t-\tau)d\tau, \quad (16)$$

где $x(t)$ — функция воздействия на систему; $y(t)$ — функция отклика системы при данном воздействии; $h(t)$ — переходная функция системы, представляющая собой отклик системы на воздействие силы в виде единичной функции. Переходная функция простой механической колебательной системы с сосредоточенными параметрами имеет вид (Морз, 1949)

$$h(t) = \frac{1}{K} \left[1 - \frac{\omega_0}{\omega} e^{-\delta t} \cos(\omega t - \alpha) \right], \quad (17)$$

где ω_0 — резонансная частота системы при отсутствии потерь, определяемая как

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{K}{m}}; \quad (18)$$

K — жесткость системы; m — масса; ω — частота колебаний с учетом потерь, определяемая как $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$; δ — величина, характеризующая потери в системе; α — фаза колебаний, определяемая соотношением

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\delta}{\omega}. \quad (19)$$

Учитывая, что при $t=0$ $x(0) = 0$, интеграл Дюамеля запишем в виде

$$y(t) = \frac{2a}{K} \int_0^t \tau e^{-a\tau^2} \left\{ 1 - \frac{\omega_0}{\omega} e^{-\delta(t-\tau)} \cos[\omega(t-\tau) - \alpha] \right\} d\tau. \quad (20)$$

На рис. 5 показан результат численного интегрирования, представляющий собой смещение системы под действием вынуждающей силы. Расчет выполнен при следующих значениях параметров: $a = 1 \cdot 10^7$ сек⁻²; $\omega_0 = 4000$ сек⁻¹; $\delta = 0,44 \omega_0$. Параметры выбраны произвольно, но таким образом, чтобы длительность на-

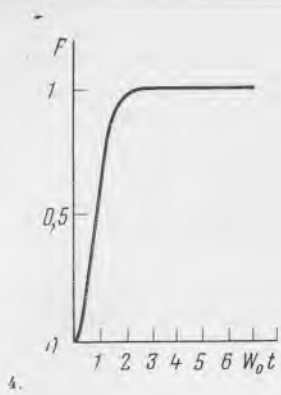


Рис. 4. Закон изменения силы, возбуждающей колебательную систему

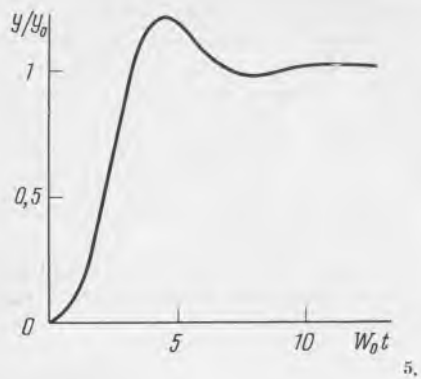


Рис. 5. Смещение системы под действием силы

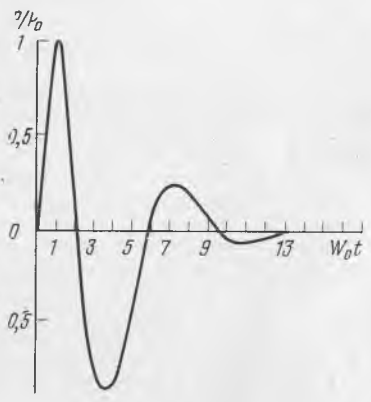


Рис. 6. Расчетная форма кривой давления

растания вынуждающей силы составляла примерно 0,5 мсек, добротность колебательной системы была такой же, как у дельфина (около 2—3), а частота около 500 гц.

Помня, что в интересующем нас случае размер излучающей системы значительно меньше длины звуковой волны в среде, воспользуемся для определения формы волны давления соотношением

$$P \approx \frac{\rho}{4\pi} \cdot \frac{dQ}{dt} \quad (21)$$

Здесь Q — объемная скорость поверхности сферического излучателя малого размера. Принимая для простоты, что рассматриваемая колебательная система также имеет сферическую форму, можем считать, что форма волны давления на поверхности излучателя определяется формой второй производной от смещения поверхности, которая имеет вид, показанный на рис. 6. Нетрудно заметить, что форма рассчитанной кривой давления неплохо соответствует реальной форме давления (см. рис. 2, а). Таким образом,

находит объяснение первая из перечисленных выше особенностей низкочастотных импульсов.

Вторую особенность, заключающуюся в том, что низкочастотные импульсы в одной и той же серии могут отличаться по фазе на 180° , можно объяснить тем, что импульсы, отличающиеся по фазе, излучаются при воздействии на колебательную систему в одном случае мышечного удара (воздействие начинается с фазы сжатия), а в другом случае кратковременного вдувания воздуха в воздушный мешок или носовой проход (воздействие начинается с фазы расширения).

Третью особенность, состоящую в том, что каждый низкочастотный импульс начинается с высокочастотного, объяснить пока трудно.

ЛИТЕРАТУРА

- Айрапетьянц Э. Ш., Константинов А. И. 1970. Эхолокация в природе. Л., «Наука».
- Андреева И. Б. 1964. О рассеянии звука газовыми пузырями рыб в глубоководных звукорассеивающих слоях океана.— Акуст. ж., 10, 1.
- Вестон Д. 1970. Распространение звука в присутствии пузырных рыб.— В кн.: Подводная акустика. М., «Мир».
- Гиро Л. Р., Дубровский Н. А. 1973. О происхождении низкочастотной компоненты эхолокационного импульса дельфина.— 8-я Всес. акуст. конф. М.
- Злагоустрова Л. В., Низова А. Б. 1971. Опыт акустического анализа некоторых свистов афалины.— В сб.: Морфология и экология морских млекопитающих (дельфины). М., «Наука».
- Лебедева Л. П. 1965. Измерение динамического комплексного модуля сдвига тканей животных.— Акуст. ж., 11, № 2.
- Лэмб Г. 1960. Динамическая теория звука. М., Физматгиз.
- Марков В. И., Островская В. М. 1973. Анализ возможных способов кодирования информации в коммуникативных сигналах дельфинов.— 8-я Всес. акуст. конф. М.
- Морз Ф. 1949. Колебания и звук. М., ГИТТЛ.
- Романенко Е. В. 1972. Ближнее акустическое поле дельфина афалины. 5-е Всес. совещ. по биологии морских млекопитающих. Махачкала.
- Романенко Е. В. 1973. О механизме излучения и формирования эхолокационных сигналов афалиной.— 8-я Всес. акуст. конф. М.
- Романенко Е. В., Чикалкин В. А. Магнитофон для подводной записи.— Наст. сборник.
- Романенко Е. В., Янов В. Г., Аюпиан А. И. Методика исследования эхолокационного аппарата дельфина с помощью радиотелеметрической системы.— Наст. сборник.
- Стретт Дж. В. (Лорд Рэлей). 1955. Теория звука, 2, М., ГИТТЛ.
- Busnel R. G. 1966. Information in the Human whistled language and Sea Mammalwhistling, in: «Whales, Dolphins and Porpoises». Ed. K. S. Norris. Univ. Calif., Berkeley, Los Angeles.
- Busnel R. G., Dziedziec A. 1966. Acoustic signals of the pilot whale *Globicephala melaena* and of the Porpoises *Delphinus delphis* and *Phocoena*, in: Whales, Dolphins and Porpoises, Univ. Calif. Press.
- Fish M. P., Mowbray W. H. 1962. Production of underwater sound by the white whale or beluga, *Delphinopterus leucas* (Pallas).— J. Mar. Res., 20, N 2.
- Lilly I. C., Alice M. Miller. 1961. Sounds emitted by the bottlnose dolphin.— Science, 133.