

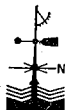
551.463.2
А 65

И. Б. АНДРЕЕВА

ФИЗИЧЕСКИЕ
ОСНОВЫ
РАСПРОСТРАНЕНИЯ
ЗВУКА
В ОКЕАНЕ

281658

Ленинградский
Гидрометеорологический ин-т
БИБЛИОТЕКА
Л-д 195196 Малосодтинский пр., 98



ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ
ЛЕНИНГРАД • 1975

Описываются основные закономерности распространения звука в открытом глубоком океане и дается физическая интерпретация этих закономерностей. Рассматривается рефракция звука в водах океана; описаны особенности распространения в подводных звуковых каналах. Большое внимание уделено рассеянию звука в океанической среде — на температурных неоднородностях воды, в звукорассеивающих слоях, на поверхности и дне океана. Отражение звука от поверхности и дна рассмотрено в совокупности с процессами рассеяния.

Рассчитана на океанологов и инженеров, эксплуатирующих и проектирующих подводную акустическую аппаратуру.

The main regularities of deep sea sound propagation are described and the physical interpretation of these regularities is given. Sound refraction is considered, the features of propagation in underwater sound channels are discussed. Much attention is given to sound scattering in the ocean, scattering by temperature fluctuations, deep scattering layers, ocean surface and bottom being described. Surface and bottom reflection is considered in conjunction with processes of scattering.

The book is intended for oceanologists and engineers designing and dealing with underwater acoustical equipment.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Физические процессы воздействия океанической среды на распространяющиеся в ней акустические волны весьма сложны и не до конца изучены. Они рассматриваются в многочисленных специальных монографиях и научных статьях, рассчитанных на научных работников, специализирующихся в области акустики океана. Для изучения и понимания этих работ необходимо владеть методами математической физики, в частности, волновой акустики и теории дифракции.

Законы распространения акустических волн в океане имеют большое практическое значение для исследований самого океана и для решения ряда прикладных задач. Знание этих законов необходимо как специалистам, работающим в области океанологии, так и инженерам, разрабатывающим и эксплуатирующим различную гидроакустическую аппаратуру. Использование ими существующей научной литературы по акустике океана затруднено высокой степенью ее специализированности, узкой профессионализацией и, во многих случаях, математическими трудностями.

В предлагаемой книге мы стремились изложить в максимально доступной форме основные сведения о распространении звука в океане, полезные, с нашей точки зрения, специалистам указанных смежных профессий. Мы стремились донести до читателя современное состояние рассматриваемой научной проблемы, не перегружая изложение сложными выводами. Такой подход связан со многими трудностями, которые автору далеко не везде удалось преодолеть.

Первые две части книги ограничены изложением только лучевых, геометрических представлений о распространении звука в океане. Результаты, полученные методами волновой акустики, приводятся лишь в тех случаях, когда они вносят существенные поправки и добавления в лучевую теорию. Эти результаты приводятся без доказательств и должны рассматриваться как справочный материал.

С особенно большими трудностями автор столкнулся при написании третьей части, посвященной влиянию случайных неоднородностей среды на условия распространения звука. Теория этого вопроса базируется на дифракционных представлениях — на теории рассеяния звука случайными объемными неоднородностями среды и на теории рассеяния статистически неровными поверхностями. Эти теории весьма сложны и не могут быть изложены в рамках предлагаемой книги. Не существует и простых, наглядных математических методов описания дифракционных явлений, подобных методам лучевой акустики в теории распространения звука в среде, с закономерно изменяющимися пространственными градиентами. Кроме того, предположения, положенные в основу теории рассеяния, не всегда адекватны реальной океанической среде; это иногда снижает достоверность количественных выводов теории.

При написании части III автор стремился пояснить физический механизм различных процессов рассеяния звука в океане, исходя из простых физических представлений. Конечно, такие пояснения не могут претендовать на строгость и позволяют лишь качественно описать происходящие процессы. Для количественного описания явлений приведены некоторые формулы теории рассеяния (опять же без выводов) и экспериментальные данные. В этих разделах акустики океана именно в экспериментальных результатах часто содержатся наиболее надежные количественные сведения.

Не все разделы книги будут одинаково интересны читателям разных профессий. Так, гл. I, посвященная основным физическим понятиям в акустике, рассчитана на то, чтобы дать некоторое представление об этих вопросах океанологам. Инженеры-гидроакустики не найдут в ней для себя ничего нового. Разделы книги, описывающие свойства океанической среды (например, § 4, 5, 18 и др.), наоборот, рассчитаны на специалистов, не имеющих океанологического образования.

В конце каждой главы приведен небольшой список литературы, в которой более детально рассматриваются вопросы, изложенные в данной главе. В тексте ссылки на эти работы не приводятся, так как материалы, излагаемые в книге, в основном относятся к разряду общеизвестных в акустике океана. Исключения составляют экспериментальные данные, приведенные в таблицах и на рисунках. Здесь везде указана фамилия исследователя, получившего эти материалы, и работа, где они опубликованы.

В основу книги легли лекции, читавшиеся автором в 1967—1974 гг. студентам кафедры океанологии географического факультета МГУ им. Ломоносова.

Автор считает своим приятным долгом выразить признательность академику Л. М. Бреховских за просмотр рукописи и за сделанные им ценные замечания. Я искренне благодарна своим коллегам Ю. Ю. Житковскому, А. В. Ильину, Ю. П. Лысанову, Л. А. Чернову, С. Д. Чупрову, Р. Ф. Швачко и многим другим, помощью и консультацией которых я пользовалась на разных этапах написания книги. Я глубоко признательна Е. А. Копылу и И. Ф. Трещетниковой, оказавшим мне большую помощь в подготовке рукописи к печати.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение Мирового океана с каждым годом становится все более актуальной задачей как в научном, так и в техническом отношении. Каждый год возникают все новые проблемы и становится ясным, что многие, казалось бы давно изученные вопросы, оказываются значительно более сложными, чем это предполагалось, и все еще далеки от своего решения. В современных исследованиях Мирового океана одинаково важна роль как теоретических работ, так и экспериментальных исследований, проводящихся в натуральных условиях.

Многие старые традиционные методы экспериментального исследования океана, появившиеся 50—100 лет тому назад, в основном являются «контактными» методами. Они основаны на измерении тех или иных характеристик океанической среды с помощью прибора, опускаемого на выбранную глубину и вступающего в непосредственный контакт с тем элементом среды, характеристики которого он измеряет. К таким приборам относятся многочисленные регистраторы температуры, солености, скорости и направления течений и пр. Техника таких измерений совершенствуется, но принцип — необходимость прямого контакта прибора и элемента среды — сохраняется неизменным. Легко представить себе, какой колоссальный труд был затрачен, прежде чем человечество накопило сведения, позволившие нарисовать общую картину хотя бы основных закономерностей, присущих Мировому океану.

Значительно менее трудоемкими оказываются бесконтактные, дистанционные методы экспериментального исследования. Они основаны на том, что любой сигнал, любое излучение, прошедшее тот или иной путь в океанической среде, изменяются под воздействием среды. Изучая эти изменения, можно получить информацию о свойствах среды. Простейшим и наиболее распространенным примером дистанционных приборов являются эхолоты промера глубин дна. Не нужно объяснять, сколь далеко идущие последствия имел переход к эхолотам от проволочных лотов первой четверти этого века. Широкое распространение акустических эхолотов позволило в относительно короткий срок составить батиметрические карты Мирового океана, открыть систему срединно-океанических хребтов и глубоководных впадин. Другие акустические (также дистанционные) методы позволили получить картину геологического строения дна под океаном задолго до начала работ по глубинному бурению в открытом океане.

Использование в дистанционных методах акустических волн не является случайным. Толща вод океана, не говоря уже о породах дна, почти непрозрачна для всех видов электромагнитных волн, обеспечивающих основные коммуникации в атмосфере Земли и за ее пределами. Радиоволны практически совсем не проникают в морскую воду вследствие ее электропроводности и затухают на расстоянии много меньше длины волны; освещенность

в видимой части светового спектра падает в морской воде в тысячи раз на протяжении десятков, в лучшем случае, одной-двух сотен метров. И лишь звуковые волны могут распространяться в водной среде на сотни километров.

Это несомненное преимущество акустических волн над другими видами излучения определило их широкое использование в приборах, предназначенных для работы в водах морей и океанов. Задачи таких приборов не ограничены целями исследования океана. Подводные акустические приборы или как их часто называют, гидроакустические приборы, широко используются и для решения многих прикладных задач. К ним относятся поиск рыбных скоплений и некоторые приемы рыболовства; поиск полезных ископаемых на поверхности и в глубинах дна морей и океанов; обнаружение и распознавание морских военных средств противника (кораблей, подводных лодок, мин и пр.); осуществление связи с погруженными подводными лодками; дистанционное управление различными подводными аппаратами и многие другие задачи, один перечень которых мог бы занять несколько страниц.

Несмотря на заманчивость, а во многих случаях и необходимость использования подводных акустических приборов, исследователи и инженеры-разработчики аппаратуры наталкиваются на значительные трудности, связанные с особенностями распространения звуковых волн в воде. Океаническая среда значительно сильнее влияет на распространение звука, чем, скажем, атмосфера и, тем более, межзвездное пространство влияют на распространение света. Направления распространения акустических волн в водах океана подвержены сильным рефракционным искажениям; акустические сигналы отражаются от дна и поверхности океана; часть, причем иногда значительная, энергии акустической волны рассеивается на неоднородностях среды, а также на неровностях поверхности и дна океана. Эти эффекты существенно искажают распространяющиеся акустические сигналы и могут привести к значительной потере содержащейся в них информации.

Однако сильное влияние океанической среды на распространяющиеся в ней акустические поля, имеет, как мы говорили, и другую сторону. Искажения акустического сигнала, т. е. изменения его под влиянием среды, неизбежно несут в себе информацию об этой среде. Если эту информацию удастся расшифровать и найти однозначную связь между изменениями сигнала и свойствами среды, то это открывает возможности изучения самой океанической среды с помощью акустических методов.

Это породило взаимные связи, а в ряде случаев и взаимопроникновение двух разных отраслей науки — океанологии и акустики. Родилось новое научное направление — акустика океана. Акустика океана изучает две группы вопросов: во-первых, влияние океанической среды на законы распространения в ней акустических полей, так называемые прямые задачи; во-вторых, методы извлечения информации о среде по искажениям прошедших через нее акустических волн, так называемые обратные задачи, лежа-

щие в основе всех дистанционных акустических методов исследования океана. Естественно, что решение обратных задач всегда базируется на предварительном изучении определенного круга прямых задач — изучении особенностей влияния среды на распространение в ней звуковых волн. В предлагаемой книге рассматриваются задачи лишь первого типа, названные здесь прямыми задачами.

Временные и географические вариации свойств океанической среды влекут за собой и соответствующие вариации законов распространения акустических волн; таким образом, акустика океана имеет, в известной мере, и географический аспект. Мы практически не будем касаться этого аспекта и сосредоточим свое внимание на физических механизмах тех или иных явлений.

Вся книга посвящена условиям распространения акустических волн в открытом глубоком океане. Законы распространения звука, характерные для шельфов, мелководных и закрытых морей, в книге не рассматриваются; они во многом отличны от законов, присущих глубокому открытому океану.]

Акустические волны по их частотам разделяются на три группы — звук, инфразвук и ультразвук. Понятие «звук» в акустике принято относить к акустическим колебаниям, слышимым человеком — к колебаниям с частотами примерно от 16 Гц до 18 кГц. Более низкочастотные колебания называют инфразвуковыми, а более высокочастотные — ультразвуковыми. Почти все материалы книги относятся к частотам акустических волн от сотен герц до десятков килогерц. В своем изложении мы несколько нарушили строгость принятой терминологии и практически не делаем различия между понятиями акустические и звуковые колебания. Одним из оправданий такой вольности является то обстоятельство, что многие коренные обитатели, аборигены океанских глубин, слышат акустические колебания на частотах, значительно превосходящих самые высокие из рассматриваемых в книге частот.

Часть I

АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ И НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА ОКЕАНИЧЕСКОЙ СРЕДЫ

ГЛАВА I

ОСНОВНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ПОНЯТИЯ

§ 1. Природа акустических волн и их возбуждение

Равновесному состоянию любого вещества — жидкого, твердого или газообразного — соответствует некоторая средняя плотность частиц, зависящая как от свойств этого вещества, так и от внешних условий, в частности, от давления. Плотность газа изменяется почти прямо пропорционально давлению, так как его частицы не испытывают взаимного притяжения, и только внешние силы удерживают газообразные вещества в определенном объеме. Этими внешними силами может быть либо давление стенок сосуда, либо сила тяжести, например, сохраняющая атмосферу вокруг Земли.

Плотность жидких и твердых тел очень мало изменяется при изменении давления — внутренние силы стойко сопротивляются внешнему воздействию, стремящемуся уменьшить или увеличить объем, занимаемый данной массой вещества. Это сопротивление столь велико, что для решения многих задач твердые тела и жидкости (в том числе и воду) можно считать несжимаемыми. Однако даже очень малые изменения плотности твердых и жидких сред, происходящие при изменении давления, в акустике играют первостепенную роль и ими пренебрегать нельзя. Внутренние силы, сопротивляющиеся изменению плотности, являются упругими силами, и при снятии возмущения они стремятся восстановить первоначальное состояние тела.

В жидкостях практически единственной формой упругих сил являются силы объемной упругости. Такие жидкости, как, например, вода, являются маловязкими; они почти лишены сдвиговой жесткости и сразу же принимают форму сосуда, в который налиты. При переливании жидкости происходит существенное изменение ее формы, но эти деформации почти не требуют энергетических затрат: соседние «слои» легко, почти без трения скользят друг относительно друга.

В твердом теле картина иная. Внутренние силы прочно охраняют не только объем тела, но и его форму. Сдвиг одних элементов твердого тела относительно других, «перекос» формы может быть достигнут только ценой очень больших усилий, сравнимых по величине с усилиями, необходимыми для изменения объема тела. Если этот сдвиг не очень велик и предел упругости не перейден, внутренняя структура тела не разрушена, то сдвиговая упругость восстановит первоначальную форму тела после снятия деформирующей силы.

Объемные и сдвиговые деформации тел, происходящие под действием внешних сил, сопровождаются энергетическими потерями. Часть приложенной энергии расходуется на преодоление сил внутреннего трения, что приводит к необратимому превращению механической энергии в тепло.

Количественной мерой упругих сил и потерь, сопровождающих упругие деформации тел, являются модули упругости. При гармоническом характере действующей силы модули упругости являются величинами комплексными; их действительная часть характеризует соотношение между действующей силой и деформацией, а коэффициент при мнимой части — потери энергии. Модуль объемной упругости k может быть записан в виде

$$k^* = k(1 + i\eta). \quad (1.1)$$

Величина k является коэффициентом пропорциональности между величинами всесторонне действующего внешнего давления и относительного изменения объема $\Delta V/V$ (рис. 1.1):

$$k = P \frac{V}{\Delta V}. \quad (1.2)$$

Величина η называется коэффициентом потерь; в специальных курсах акустики показывается, что величина η равна тангенсу фазового угла, характеризующего запаздывание деформации относительно напряжения. Вопросы потерь при распространении звуковой волны рассматриваются в § 6 и 7.

Модуль сдвига G^* записывается аналогично (1.1)

$$G^* = G(1 + \eta_G). \quad (1.3)$$

Величина G характеризует сопротивление материала сдвиговым деформациям, коэффициент η_G — коэффициент потерь при сдвиговых деформациях.

Рисунок 1.2 поясняет понятие действительной части модуля сдвига. Представим себе вертикально стоящий параллелепипед с закрепленной нижней гранью сечения S . К противоположной, верхней грани приложена сдвиговая сила F . Она деформирует параллелепипед, несколько сдвигая соседние горизонтальные слои друг относительно друга, и в результате наклоняет его на угол α . Вещественная часть модуля сдвига определяется как

$$G = \frac{F}{\alpha S}.$$

Размерность модулей упругости k и G соответствует размерности давления. В идеальных материалах отсутствуют потери при деформациях, и модули упругости вещественны.

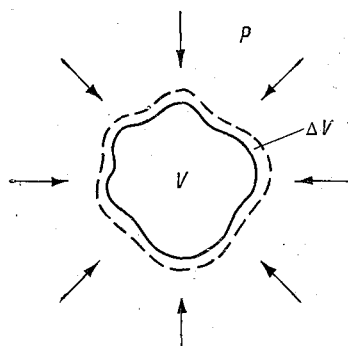


Рис. 1.1. К определению действительной части модуля объемной упругости.

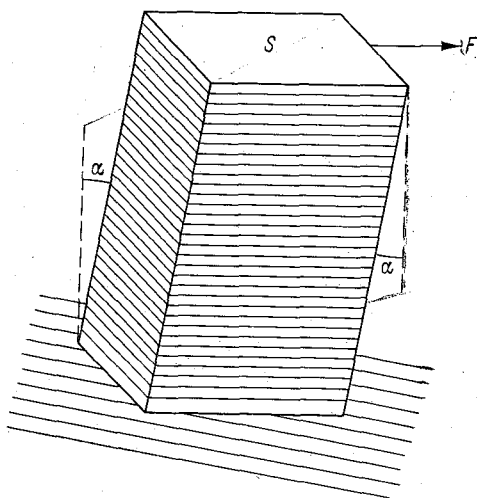


Рис. 1.2. Параллелепипед при сдвиговой деформации.

В табл. 1.1 приведены величины действительной части модулей упругости некоторых твердых тел и морской воды.

ТАБЛИЦА 1.1
Модули упругости¹

Вещество	k , Па	G , Па
Морская вода	$2,3 \cdot 10^9$	—
Годовой лед	$4,5 \cdot 10^9$	$1,8 \cdot 10^9$
Паковый лед	$7,4 \cdot 10^9$	$2,7 \cdot 10^9$
Гранит	$5,7 \cdot 10^{10}$	$2,4 \cdot 10^{10}$
Сталь	$1,7 \cdot 10^{11}$	$8,1 \cdot 10^{10}$

¹ Давление в 1 Па = 1 Н/м² = 10 дин/см², см. § 3.

В отсутствии возмущения, в равновесном состоянии, все элементы среды находятся под некоторым постоянным давлением, называемым статическим. У поверхности океана статическое давление равно атмосферному; оно увеличивается по мере увеличения глубины, так как к атмосферному давлению добавляется давление вышележащих слоев воды. Давление слоя воды толщиной 10 м примерно равно атмосферному давлению, и, следовательно,

у дна глубокого океана (глубина около 5 км) статическое давление в 500 раз больше атмосферного.

Если внешняя сила вызвала в одном из элементов упругой среды смещение частиц, приведшее, допустим, к небольшому увеличению плотности, то в этом элементе появилось малое избыточное давление. Естественно, что в соседних элементах среды возникло разрежение частиц, пониженное давление, так как общее количество вещества не изменилось. Благодаря силам упругости смещение частиц, а следовательно, и давление, с некоторым запаздыванием будут переданы соседним элементам среды; частицы в исходном элементе вернутся к первоначальному равновесному состоянию. Аналогичным образом возбуждаются последующие элементы, а возбужденные ранее возвращаются к исходному равновесию. Возмущение распространяется в среде, последовательно проходя участки, все более и более удаленные от начальной точки.

Такой процесс мы называем распространением акустической волны, а давление, избыточное по отношению к статическому (независимо от знака), акустическим давлением. В большинстве случаев акустическое давление много меньше статического. Вследствие этого акустическую волну можно рассматривать как малое возмущение. Если величина акустического давления становится сравнимой с давлением статическим, то процессы существенно усложняются. Изучение их является предметом специального раздела акустики, который называется нелинейной акустикой.

Возбуждение акустических волн в водной среде может быть выполнено различными способами. В наиболее распространенном случае в воду в качестве источника акустических волн помещается твердое тело, поверхность которого совершает механические колебания вследствие либо перемещения тела как целого, либо его периодической деформации. Движения этой поверхности создают в элементах воды, с ней соприкасающихся, малые изменения плотности и давления. Эти изменения последовательно передаются в упругой водной среде от частицы к частице, т. е. в воде возникает и распространяется акустическая волна. Характер этих колебаний зависит от характера движения поверхности вносенного тела — излучателя акустических волн. Излучающая поверхность может совершать синусоидальные колебания, тогда акустическая волна является монохроматической; период и амплитуда движения излучающей поверхности могут беспорядочно изменяться — излучается шумовой акустический сигнал и т. д.

Другим способом возбуждения акустических волн является кратковременное импульсное возмущение, создаваемое взрывом, подводным электрическим разрядом и пр. Источником звука в этом случае является некоторая подводная газовая полость, давление в которой изменяется практически скачком (как правило, увеличивается скачком). Это избыточное давление, во-первых, распространяется в воде как акустическая волна сжатия, а во-вторых, приводит в движение близлежащие частицы воды, как бы

раздвигает их, увеличивая тем самым полость. При увеличении размеров полости давление в ней (а следовательно, и в акустической волне) падает обратно пропорционально объему. Равновесное состояние соответствует такому объему полости, при котором давление в ней равно статическому давлению. Однако из-за механической инерции частиц воды это положение может быть перейдено как в ту, так и в другую сторону, и размер полости установится постепенно, после нескольких затухающих осцилляций. Соответственно этому и акустическая волна, создаваемая таким источником, имеет вид затухающих колебаний с резким передним фронтом.

Когда акустическая волна распространяется в воде, из-за отсутствия сдвиговой упругости смещения частиц происходят только вдоль линии распространения волны. Такая волна называется продольной. В твердых телах существует как объемная, так и сдвиговая упругости; при возбуждении в них возникают две упругих волны — и продольная, и поперечная. В последней колебания частиц происходят в направлениях, перпендикулярных направлению распространения звуковой волны.

§ 2. Распространение звука в однородных и неоднородных средах

В однородной и изотропной среде акустические волны распространяются прямолинейно и с постоянной скоростью, не зависящей от направления распространения. Скорость звука в поглощающей среде является величиной комплексной и для жидкости может быть записана как

$$c^* = \sqrt{\frac{k^*}{\rho}}; \quad (2.1)$$

действительная часть скорости определяется действительной частью модуля объемной упругости

$$c = \sqrt{\frac{k}{\rho}}. \quad (2.2)$$

Величина ρ в этих формулах — равновесное значение плотности. Величину c приближенно можно считать не зависящей ни от амплитуды акустических колебаний, ни от их частоты.

В воде океана среднее значение скорости звука обычно принимается равным 1500 м/с; в зависимости от температуры, давления и пр. эта величина может изменяться на несколько десятков м/с в ту или другую сторону. В породах, слагающих дно океана, скорость распространения продольных волн больше, чем в воде, и увеличивается по мере перехода к более глубоким и плотным слоям дна.

Действительная часть скорости распространения поперечных волн в твердых телах может быть вычислена как

$$c' = \sqrt{\frac{G}{\rho}}, \quad (2.3)$$

где G — действительная часть модуля сдвига. В скальных породах и толще льда величина c' обычно в полтора-два раза меньше скорости продольных волн (см. табл. 1.1, величины k и G). Поперечные волны очень быстро затухают, так как при их распространении велики сдвиговые смещения, а следовательно, и потери на вязкое трение.

Для описания акустических волн, также как и для описания любых колебательных процессов, широко используются понятия частоты, длины волны, спектра и пр. Наиболее широкое применение в подводной акустике нашли акустические колебания, частоты которых находятся в интервале от, примерно, 100 Гц до 30—50 кГц (длины волн в воде 15 м и 5—3 см, соответственно). Однако ряд задач решается с помощью как более высокочастотных,

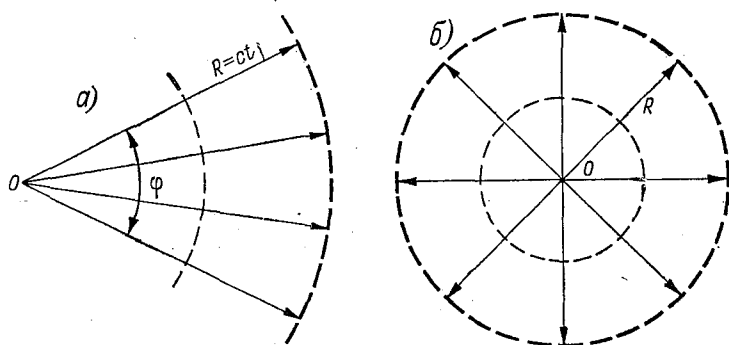


Рис. 2.1. Сферические волны.

а — излучение в пределах угла φ ; б — излучение во все стороны.

так и более низкочастотных колебаний. В частности, исследование строения дна под морями и океанами выполняется сейсмоакустическими методами, в которых используются инфразвуковые и звуковые волны с частотами от единиц герц.

На больших расстояниях от любого источника акустические волны можно рассматривать как расходящиеся из одной точки. На рис. 2.1 а условно изображена совокупность таких волн, расходящихся из точки O в пределах угла φ . Сплошные линии со стрелками указывают направление распространения волн и называются лучами. В изотропной среде скорость звука одинакова во всех точках, и, следовательно, передний фронт акустической волны, волновой фронт, представляет собой участок сферической поверхности (жирный пунктир). Радиус этой поверхности будет равен $R = ct$, где t — время, прошедшее после начала излучения. Также сферическими будут и другие волновые поверхности, т. е. поверхности с одинаковой фазой волны (тонкий пунктир). Волна, расходящаяся из одной точки в однородной среде, называется сферической волной, независимо от величины углового

раствора ϕ . В любой изотропной среде лучи и волновые поверхности взаимно перпендикулярны.

В частном случае, когда размеры излучателя малы сравнительно с длиной волны акустических колебаний, акустическое поле излучается равномерно во все стороны (см. рис. 2.1 б). Такой источник звука называется ненаправленным. Волновой фронт и волновые поверхности в поле такого источника являются полными сферами.

При теоретическом рассмотрении акустических задач широко используется понятие плоской волны. Лучи плоской волны всегда идут параллельно, ее волновые поверхности — плоскости, перпендикулярные лучам (см. рис. 2.2 а). В реальных же ситуациях волна никогда не бывает плоской; однако на большом расстоянии

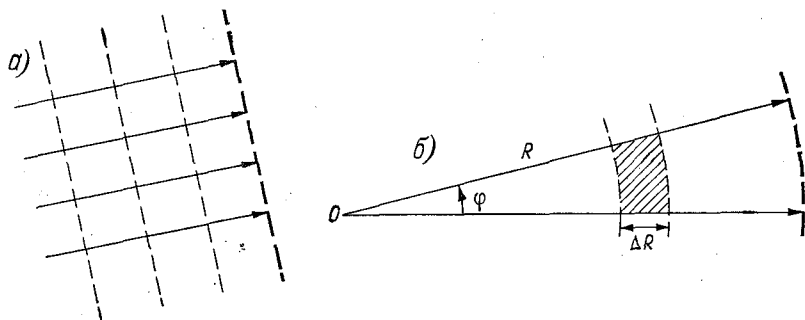


Рис. 2.2. Плоские волны.

а — идеальная плоская волна; б — заштрихован участок сферической волны, близкий по своим свойствам к волне плоской.

от источника всегда можно выделить небольшой участок, на котором приближенно можно считать волну плоской (см. рис. 2.2 б). В общем случае при этом должны выполняться следующие условия: 1) длина участка ΔR вдоль направления распространения волны должна быть много меньше расстояния R от источника; 2) угол, под которым виден этот участок из точки излучения, должен быть мал; 3) если заменить сферические волновые поверхности, ограничивающие этот участок, плоскими, то разность набега фаз по любым лучам должна оставаться много меньше 2π . Теоретические решения, полученные в предположении, что акустическая волна плоская, могут быть использованы для оценки реальных ситуаций, если выполняются перечисленные выше условия. Необходимая жесткость выполнения этих условий зависит от поставленной задачи; во многих случаях третье требование вообще не является существенным.

В толще вод и в породах дна океана скорость звука не остается неизменной, так как изменяются и плотность среды, и ее упругие свойства. Вследствие этого характер распространения акусти-

ческих волн оказывается значительно более сложным, чем в однородных средах. Скорость звука в океане существенным образом зависит от глубины, и это приводит к искривлению звуковых лучей в вертикальной плоскости, к рефракции акустического поля. Сложная стратифицированность, характерная для океанической среды, — поверхность, толща воды, слои дна с разными акустическими свойствами, — приводит к возникновению отраженных и преломленных волн на границах с резким изменением скорости звука.

Кроме того, поверхность океана и его дно не являются идеальными плоскими границами раздела. На поверхности есть волны, на дне — хребты, холмы и много мелких неровностей (железо-марганцевые конкреции, знаки ряби, следы жизнедеятельности организмов и пр.). Все эти неровности могут существенным образом искажать звуковые поля — нарушать фазовые соотношения, рассеивать часть энергии по другим направлениям и пр. Аналогичным образом действуют и акустические неоднородности, заключенные в толще воды и дна.

Все эти особенности делают весьма трудной задачу расчета акустического поля вдали от источника. Наиболее точное и надежное решение может быть получено методами волновой акустики. Эти методы базируются на использовании фундаментальных уравнений гидродинамики, теории упругости и пр. Однако волновые расчеты почти всегда требуют использования сложного математического аппарата, в ряде случаев очень громоздкого и дающего трудно анализируемые результаты. Кроме того, недостаточность сведений об истинных характеристиках среды часто сводит на нет преимущества строгих математических методов.

Для большого круга задач практической гидроакустики используются упрощенные методы расчета. Важнейшим из них является метод лучевой акустики, аналогичный методам геометрической оптики. Как правило, он позволяет получить правильную картину явления во всех тех случаях, когда размеры неоднородностей много больше длины волны, и когда на длине акустической волны не происходит заметных изменений характеристик среды (скорости звука, плотности и пр.).

В ряде случаев для оценки влияния среды на акустическое поле удобно пользоваться феноменологическим подходом, не затрагивая физическую природу явления. Обычно широко используются такие понятия, как коэффициенты рассеяния и отражения, коэффициент поглощения и пр., величины которых определяются опытным путем, а не в результате рассмотрения теории явления, чаще всего пока еще отсутствующей.

В настоящей книге мы ограничиваемся лучевым приближением в решении задач и будем широко использовать различные феноменологические характеристики среды. Волновая акустика является разделом теоретической физики и рассматривается в специальных монографиях и учебниках.

§ 3. Количественные понятия и единицы измерения

Главной и первичной количественной характеристикой звукового поля является величина акустического давления. В любом морском акустическом эксперименте непосредственно регистрируемой величиной также является акустическое давление.

Давление представляет собой силу, действующую по нормали на площадку единичной площади. В Международной системе единиц (СИ или в русской транскрипции СИ) в качестве исходных единиц для описания механических процессов приняты метр, килограмм (масса) и секунда. Единицей силы в системе СИ является ньютон (Н) — сила, сообщаящая массе в 1 кг ускорение в 1 м/с^2 . Акустическое давление выражается в паскалях (Па); 1 паскаль — давление, вызываемое силой в 1 Н, равномерно распределенной по поверхности площадью 1 м^2 . В физической акустике распространена система СГС (сантиметр, грамм, секунда) и давление выражается в динах¹ на квадратный сантиметр (дин/см^2). Между единицами давления в системах СИ и СГС существует соотношение, вытекающее из размеров определяющих их величин,

$$1 \text{ Па} = 10 \text{ дин/см}^2.$$

В некоторых, ранее вышедших статьях и книгах величина акустического давления выражена в барах. В русской научной литературе было принято: $1 \text{ бар} = 1 \text{ дина/см}^2$; в американской — $1 \text{ бар} = 10^6 \text{ дин/см}^2$. В последние годы эти единицы (особенно первая из них) почти не употребляются, но, естественно, остались в ранее изданной научной и технической литературе.

Статическое давление в современной гидроакустике также выражается в паскалях или килопаскалях (кПа). Атмосферное давление примерно равно 10^5 Па . Ранее для обозначения атмосферного давления использовались специальные единицы — атмосферы (атм) и миллиметры ртутного столба (мм рт. ст.)

$$1 \text{ атм} = 760 \text{ мм рт. ст.} \approx 101 \text{ кПа} = 1,01 \cdot 10^6 \text{ дин/см}^2.$$

При погружении в воду статическое давление увеличивается примерно на 100 кПа на каждые 10 м глубины. Статическое давление в океане на глубине около 5 км равно примерно 50 мегапаскалям ($50 \text{ МПа} = 5 \cdot 10^7 \text{ Па}$).

Вторым весьма важным понятием в акустике является энергия акустического поля, которая складывается из суммы кинетической энергии колеблющихся частиц и потенциальной энергии упругой деформации. В системе СИ энергия измеряется в джоулях (Дж); 1 джоуль — это работа, совершаемая силой в 1 ньютон на пути в 1 метр. В системе СГС энергия измеряется в эргах; 1 эрг равен работе, совершаемой силой в 1 дину на пути в 1 см. Соответст-

¹ Сила в 1 дину равна силе, сообщаящей массе в 1 г ускорение в 1 см/с^2 .

венно этому существует следующее соотношение между этими двумя видами единиц:

$$1 \text{ Дж} = 10^7 \text{ эрг.}$$

Соответствующие единицы мощности — в системе СИ ватт (Вт) ($1 \text{ Вт} = 1 \text{ Дж/с}$), а в системе СГС эрг/с. Связь между ними определяется, естественно, тем же численным коэффициентом

$$1 \text{ Вт} = 10^7 \text{ эрг/с.}$$

Акустическая энергия передается в среде от источника звука и затем распространяется в виде акустической волны. Величину энергии, заключенную в единице объема среды, называют плотностью звуковой энергии. Энергия в среде распространяется вдоль звуковых лучей. Количество акустической энергии, протекающей в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную направлению распространения, т. е. плотность потока звуковой энергии, называется интенсивностью звука. Эта величина является также весьма распространенной и важной количественной характеристикой звукового поля.

Плотность потока энергии в плоской волне одинакова по всему пространству, где распространяется эта волна, если среда однородна и является непоглощающей. В сферической волне плотность потока энергии убывает с расстоянием. В среде нет дополнительных источников пополнения энергии, и в однородной среде излученная мощность распределяется равномерно, «размазывается» по все увеличивающейся площади волнового фронта (или волновой поверхности). Обозначим W акустическую мощность, создаваемую ненаправленным излучателем. В однородной непоглощающей среде на любом расстоянии R от ненаправленного источника интенсивность звука

$$I = \frac{W}{4\pi R^2}, \quad (3.1)$$

где $4\pi R^2$ — площадь перпендикулярной лучам волновой поверхности, проходящей на расстоянии R от излучателя. Величина I часто называется также силой звука. Если источник направлен и излучаемая им мощность сосредоточена в пределах телесного угла Ω , формула, определяющая среднюю величину интенсивности звука в пределах этого угла на расстоянии R , имеет вид

$$I_{\text{ср}} = \frac{W}{\Omega R^2}. \quad (3.1')$$

Интенсивность звука выражается в единицах мощности, отнесенных к площади — Вт/м² (СИ) и эрг/(с·см²) (СГС), причем

$$1 \text{ Вт/м}^2 = 10^3 \text{ эрг/(с·см}^2\text{)}.$$

При подстановке конкретных величин в любую формулу необходимо следить, чтобы все они были выражены в единой системе единиц.

В специальных курсах акустики показывается, что давление в акустической волне однозначно связано с плотностью потока звуковой энергии в этой же точке среды. При синусоидальной плоской волне эта связь выражается соотношением

$$I = \frac{p_0^2}{2\rho c} = \frac{p_{\text{эф}}^2}{\rho c}, \quad (3.2)$$

где p_0 — амплитудное, а $p_{\text{эф}} \approx 0,7p_0$ — эффективное значение давления, ρ — плотность среды, а c — скорость звука в среде. Соотношение (3.2) может быть использовано и при сферической волне, если участок волновой поверхности единичной площади, по которому рассчитывается сила звука I , можно считать плоским (см. стр. 14). Произведение ρc , входящее в (3.2), играет весьма важную роль в теории распространения звуковых волн и по электро-механической аналогии называется акустическим сопротивлением среды.

Формула (3.2) позволяет по величине звукового давления, определенной, например, в эксперименте, найти интенсивность звука в той же точке среды; выражения (3.1) или (3.1'), решенные относительно W , дают возможность определить и мощность источника, создающего звуковое поле в среде.

Пользуясь формулами (3.1) (или (3.1')) и (3.2), можно написать соотношения интенсивности звука и давления на двух разных расстояниях R_1 и R_2 от источника:

$$I_1 = \frac{p_1^2}{2\rho c} = \frac{W}{4\pi R_1^2}, \quad I_2 = \frac{p_2^2}{2\rho c} = \frac{W}{4\pi R_2^2}.$$

Отсюда следует, что в непоглощающей однородной среде интенсивность звука обратно пропорциональна квадрату расстояния от источника

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{R_1^2}{R_2^2}, \quad (3.3)$$

а давление — первой степени расстояния

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{R_1}{R_2}. \quad (3.4)$$

В акустике широко принято выражение численных значений различных физических величин в относительных логарифмических единицах, которые показывают превышение (или ослабление) одной величины по отношению к другой. Наиболее распространенной относительной единицей является децибел (дБ). Мы будем говорить, что звуковое поле 2 превышает звуковое поле 1 на N децибел, если

$$N = 10 \lg \frac{I_2}{I_1}, \quad (3.5)$$

где I_1 — интенсивность звукового поля 1, а I_2 — то же для звукового поля 2. Учитывая, что согласно (3.2) $I_2/I_1 = (p_2/p_1)^2$,

$$N = 10 \lg \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^2 = 20 \lg \frac{p_2}{p_1}. \quad (3.6)$$

Выраженные в децибелах отношения как давлений, так и интенсивностей в двух точках звукового поля одинаковы; отношения же их абсолютных значений связаны между собой квадратичной зависимостью. Так, например, если отношения интенсивностей и давлений равны 10 дБ, это значит, что $I_2/I_1 = 10$, а $p_2/p_1 = 3,16 = \sqrt{10}$ [см. (3.5) и (3.6)].

Величины интенсивности и давления звука могут быть выражены непосредственно в децибелах, и тогда они называются уровнем интенсивности и уровень давления соответственно. За 0 дБ, т. е. за значения, соответствующие I_1 и p_1 в выражениях (3.5) и (3.6), в гидроакустике обычно принимают значения I и p либо на единичном расстоянии от источника, либо на некотором другом, четко определенном расстоянии, либо какие-то другие определенные значения интенсивности и давления. Так, например, запись $p = 20$ дБ (т. е. 1 Па) означает, что за 0 дБ принят 1 Па; если указано, что $p = -60$ дБ по отношению к давлению на расстоянии 1 м от источника, то это означает, что давление p на 60 дБ (в 1000 раз) меньше, чем давление на указанном расстоянии (1 м).

В акустике помещений, акустике устройств, воспроизводящих слышимый звук, в качестве исходного звукового поля, 0 дБ, было принято звуковое поле, давление в котором соответствовало порогу слышимости человеческого уха — $20 \text{ мк Па} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ дин/см}^2$. В подводной акустике эта цифра хотя иногда и используется, но в целом не привилась из-за отсутствия соответствующей наглядной физической реальности.

В децибелах могут быть выражены и многие другие величины, используемые в акустике, например, коэффициенты отражения и рассеяния. Если эти величины безразмерны, за 0 дБ принимается значение, равное 1. Во всех случаях, когда та или иная величина выражается в дБ, должно быть оговорено, какое значение данной величины выбрано за исходное, т. е. за 0 дБ.

Наряду с измерением разности уровней в децибелах, ранее применялось измерение разности уровней в неперах (Нп). Разность уровней в 1 Нп соответствует отношению давлений, равному основанию натуральных логарифмов $e \approx 2,73$. Из этого определения вытекает, что

$$1 \text{ дБ} = 0,115 \text{ Нп}, \quad 1 \text{ Нп} = 8,68 \text{ дБ}.$$

Если в записи $A = N$ дБ (т. е. A_0) величина $N > 0$, то $A > A_0$; если $N < 0$, то $A < A_0$.

В табл. 3.1 приведены некоторые величины в дБ и соответствующие им отношения I_2/I_1 и p_2/p_1 . Графы «увеличение» соответствуют знаку «+» перед числом децибел, а графы «ослабление» — знаку «—».

ТАБЛИЦА 3.1

дБ	I_2/I_1		p_2/p_1	
	Увелич.	Ослаблен.	Увелич.	Ослаблен.
0,1	1,02	0,977	1,01	0,989
0,2	1,05	0,955	1,02	0,977
0,5	1,12	0,891	1,06	0,944
1,0	1,26	0,794	1,12	0,891
1,5	1,41	0,708	1,19	0,841
2,0	1,58	0,631	1,26	0,794
3,0	1,99	0,501	1,41	0,708
5,0	3,16	0,316	1,78	0,562
6,0	3,98	0,251	1,99	0,501
10	10,00	0,100	3,16	0,316
15	31,6	0,032	5,62	0,178
20	100,0	0,010	10,00	0,100
30	1 000	0,001	31,6	0,032
50	100 000	0,00001	316,0	0,003

Приведем два примера использования табл. 3.1.

1. Найти абсолютную величину интенсивности звука $I=37$ дБ (ре 1 Вт/м²). Записываем 37 как сумму величин, находящихся в первой графе таблицы: $-37 = -(30+5+2)$; используя соответствующие цифры в третьей графе той же таблицы (ослабление интенсивности), получаем $I=10^{-3} \cdot 0,316 \cdot 0,631 = 2 \cdot 10^{-4}$ Вт/м².

2. Выразить давление $p=178$ Па в дБ. Разбиваем p на множители, соответствующие четвертой графе: $p=1,78 \cdot 10 \cdot 10$; пользуясь затем первой графой, получаем $p=5+20+20=45$ дБ (ре 1 Па).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Красильников В. А. Звуковые и ультразвуковые волны в воздухе, воде и твердых телах. М., Физматгиз, 1960, гл. 1, 2, 3, с. 11—87.
2. Курс физики. Под ред. Н. Д. Папалекси, М.—Л., Гостехиздат, 1948, т. 1, гл. 7, 11, 12, с. 162—186, 249—382.
3. Ржевкин С. Н. Курс лекций по теории звука. Изд-во МГУ, 1960, гл. 2, 4.
4. Сена Л. А. Единицы физических величин и их размерности. М., «Наука», 1969, гл. 1, 3, 6, с. 9—80, 148—159.

ГЛАВА II

СКОРОСТЬ И ПОГЛОЩЕНИЕ ЗВУКА В ОКЕАНЕ

§ 4. Горизонтальная слоистость океанической среды

На распространение звуковых волн в океане влияют свойства океанической воды, горных пород, слагающих дно, а также характер неровностей дна и поверхности океана. Мы будем использовать термин «океаническая среда», подразумевая под ним совокупность водных масс океана, его дна и поверхности.

Больше двух третей поверхности Земли покрыто водами Мирового океана, глубина которого на значительной части акватории превышает 3—4 км. Несмотря на столь большую глубину, океан в глобальном масштабе представляет собой довольно тонкий водный слой — горизонтальная протяженность водных просторов между материками во много тысяч раз больше толщины этого слоя. Земная кора под океаном не является однородной, и на глубинах до 10—15 км в ней можно выделить несколько горизонтальных слоев, различных по своим акустическим свойствам. При более детальном ознакомлении со свойствами океана становится известным целый ряд факторов, которые подкрепляют это первое грубое представление о горизонтальной слоистости океанической среды.

Воды океана представляют собой раствор солей, из которых можно указать четыре основных: NaCl (27%); MgCl_2 (3,2%); MgSO_4 (2,2%); CaSO_4 (1,4%). Этот солевой состав присущ водам практически любого района океана. Общая соленость близка к 35‰, ее величина в открытом океане варьируется весьма значительно, на 2—3‰ в поверхностных слоях и еще меньше в глубинах океана. В полузакрытых морях величина солености может сильно отличаться от приведенных значений. Так, в Красном море она превышает 40‰, а в Балтийском море падает местами до 6‰ и ниже.

Температура глубинных вод океана не превышает нескольких градусов Цельсия и мало зависит от географического положения района: в тропической зоне она положительна и составляет 2—3°С, а в полярных областях падает до —1,7°С. Поверхностные воды нагреваются за счет солнечной радиации, и их температура существенно зависит от широты: в тропическом поясе в течение круглого года она близка к 25—27°С, а в высоких широтах даже летом редко повышается до 8—9°С. Зимой в полярных водах температура воды по всей толще, от поверхности до дна, почти одинакова.

При переходе от поверхностных вод к глубинным температура воды уменьшается далеко не равномерно. Верхний слой воды перемешивается ветром, и температура по всей его глубине практически постоянна. Этот слой часто называют слоем изотермии, или перемешанным слоем. Его толщина и степень изотермичности зависят от погодных условий. В тихую ясную погоду самые верхние, нагреваемые солнцем слои, медленно передают свое тепло нижним, и уже вблизи поверхности возникают слабые температурные градиенты. Во время шторма происходит активное перемешивание вод до больших глубин, толщина слоя изотермии увеличивается, а температура приповерхностных вод снижается.

Ниже перемешанного слоя лежит область наиболее высоких температурных градиентов, где изменения могут достигать 0,2°С/м. Вода, находящаяся всего лишь на 30—50 м ниже слоя изотермии, может оказаться на 10—15°С холоднее, чем в перемешанном слое. Уменьшение температуры приводит к возрастанию плотности воды на этих глубинах. Ниже перемешанного слоя

резко падает не только температура воды, но и соленость, которая уменьшается на 1—1,5‰ (повышенная соленость верхнего слоя связана с испарением воды с поверхности океана).

Этот слой высоких градиентов обычно называют слоем скачка температуры или скачка плотности, или просто слоем скачка. Совокупное действие всех перечисленных факторов приводит к тому, что на глубинах слоя скачка задерживается значительное число организмов, избегающих перехода в воды с другой температурой, плотностью и соленостью. Слой скачка наиболее четко выделяется в теплых морях, где разница температур поверхностных и глубинных вод велика. В умеренных и высоких широтах слой скачка по тем же причинам летом выделяется более четко, чем зимой, когда он может полностью исчезнуть. Более того, в осенне-зимние месяцы в холодных водах возможна ситуация, когда температура поверхностной воды ниже, чем воды, находящейся на глубине 100—200 м.

Ниже слоя скачка градиенты температуры, плотности и солености быстро уменьшаются, и характеристики воды остаются далее почти неизменными до самого дна.

Таким образом, основные характеристики воды — температура, плотность, соленость — претерпевают наиболее быстрые и существенные изменения при увеличении глубины. Их градиенты в вертикальном направлении во много раз больше, чем в горизонтальном. Чаще всего заметные перемены соответствуют горизонтальным расстояниям в сотни и тысячи километров, в то время как достаточно бывает изменения глубины всего на несколько десятков (или сотен) метров, чтобы привести к таким же изменениям гидрологических характеристик воды. Исключением являются районы фронтального схождения различных водных масс, где горизонтальные градиенты температуры, солености и пр. также могут быть значительными.

Конечно, описанные широтные эффекты отражают лишь некоторые, весьма общие закономерности. Фактически картина значительно более пестрая, так как солнечное тепло является не единственным фактором, определяющим термическую структуру вод данного района. Большую роль может играть проникновение в район инородных водных масс — например, холодных арктических вод через Берингов пролив в Тихий океан или теплых средиземноморских вод через Гибралтарский пролив в Атлантический океан. Другие поверхностные и глубинные течения океана также заметно усложняют фактические распределения температуры. Все эти обстоятельства, а также многие другие, которых мы не касаемся, нарушают закономерное широтное изменение вертикальных профилей температуры, солености и пр. Эти вопросы до настоящего времени являются предметом постоянных исследований в гидрологии океана.

Кроме того, надо иметь в виду, что в большинстве районов океана зависимость температуры от глубины подвержена временной изменчивости с самыми разными периодами. Можно отметить

сезонную изменчивость в ряде районов; существует также и суточный цикл вариаций. Оба эффекта связаны с попеременным прогревом и охлаждением верхних слоев воды и, следовательно, наиболее ярко выражены в самом верхнем слое воды. Существенную роль играют внутренние волны, которые наиболее интенсивны в слое скачка. Их периоды весьма различны, могут составлять минуты, часы и даже сутки. В ряде случаев внутренние волны характеризуются широким и изменяющимся во времени спектром. Внутренние волны вызывают колебания главным образом верхнего участка температурного профиля и наряду с поверхностным волнением вносят значительный вклад в турбулизованность водных масс океана.

Описанное плавное изменение температуры надо рассматривать как результат усреднения или сглаживания зависимостей температуры от глубины. Фактические кривые этих профилей имеют сложную тонкую структуру: ступени, инверсии, перемежающиеся слои с большими и малыми градиентами. Вертикальные размеры элементов этой структуры могут быть порядка единиц метра и даже меньше. Пространственная и временная стационарность этой тонкой структуры мало исследована.

Помимо вертикальных профилей температуры и солености можно назвать еще некоторые факторы, подтверждающие горизонтальную слоистость водной океанической среды.

К верхней границе океана, к его взволнованной поверхности, которая сама по себе в масштабе океана горизонтальна, примыкает тонкий приповерхностный слой, обладающий особыми свойствами. При ветре 6—8 м/с и выше, когда на поверхности появляются пенные гребни, в этот слой проникают пузырьки воздуха. Их диаметры различны, от нескольких микрометров до десятых долей миллиметра. Толщина этого слоя возрастает с усилением ветра и может достигать 20—30 м. Правда, концентрация пузырьков быстро уменьшается по мере увеличения глубины. Совместно с неровностями поверхности слой пузырьков может играть заметную роль в рассеянии акустических волн.

Дно открытого океана, ложе океана, в первом приближении также можно назвать плоско-слоистым. Его значительная часть покрыта рыхлыми осадками, толщина слоя которых варьируется от нескольких метров до нескольких километров. В области равнин толщина осадков велика и уменьшается в районах с сильно расчлененным рельефом. Основную массу рыхлого слоя осадков открытого океана составляют различные илы и глины. Частицы ила очень малы, их диаметр редко превышает 10^{-3} см; верхние слои ила пропитаны водой и находятся в полужидком состоянии. По мере заглубления в толщу дна начинают встречаться так называемые консолидированные осадки, частицы которых значительно более прочно связаны друг с другом. Вертикальная протяженность слоя осадков может достигать 2—3 км.

Ниже осадочных пород лежат базальты. Это еще более твердая и плотная горная порода, образующая слой толщиной

несколько км. Под базальтами, на глубинах 6—7 км ниже уровня дна, кончается собственно земная кора и начинаются коренные породы мантии Земли. Граница между земной корой и мантией называется границей Мохоровичича (или просто границей Мохо), по имени открывшего ее югославского ученого. Ниже границы Мохо лежат слои, куда акустические волны проникают редко.

Скорость звука c в породах ложа океана возрастает по мере удаления от поверхности дна. В самом верхнем полужидком слое величина c близка к скорости звука в глубинных слоях воды и может быть даже несколько ниже этой величины. В глубинных слоях дна она повышается до нескольких километров в секунду.

Все это позволяет считать ложе океана вертикально стратифицированным. Конечно, не следует слои дна понимать слишком идеализированно. Их границы редко бывают строго горизонтальными и плоскими; в большей части районов они существенно неровные, причем вертикальные и горизонтальные размеры этих неровностей могут быть от сантиметров до километров, а углы наклона от 1—2 минут до десятков градусов. Наиболее ровная из этих границ — это поверхность абиссальных равнин; в районах, где проходят подводные хребты, она существенно изрезана.

§ 5. Скорость звука в океане

В § 1 указывалось, что в водной среде акустические колебания являются продольными и скорость их распространения определяется модулем объемной упругости k и плотностью воды ρ (2.2)

$$c = \sqrt{\frac{k}{\rho}}. \quad (2.2)$$

Обе эти величины по-разному зависят от статического давления, т. е. от глубины, а также от температуры и солености воды. Это приводит к зависимости от перечисленных параметров и скорости распространения акустических волн. С пространственными изменениями скорости звука связана одна из важнейших особенностей распространения акустических волн в океане — искривление звуковых лучей (рефракция звуковых волн). Даже небольшие изменения скорости звука, не превышающие долей процента, при дальнейшем распространении могут привести к значительным последствиям — к концентрации звуковой энергии вблизи каких-то глубин или, наоборот, к уходу акустической энергии из определенных слоев воды. Это заставляет с большой тщательностью определять величину скорости звука в океане и ее зависимость от характеристик морской воды.

Характер зависимостей величин k и ρ от температуры T , солености S и статического давления P весьма сложен и недостаточно изучен, поэтому расчет скорости звука по формуле (2.2) приводит к заметным погрешностям. Определение величин и зависимостей $c(T, S, P)$ в течение многих десятилетий идет по иному пути. В лабораторных условиях составляются растворы, максимально

приближающиеся по составу и концентрации солей к морской воде. Опытным путем, с высокой степенью точности, определяется скорость распространения акустических волн в этих растворах при разных значениях T , S и P . В процессе опыта характеристики раствора строго контролируются. На основании этих опытов составляются таблицы или эмпирические формулы, определяющие зависимости скорости звука c от величин T , S и P . Как сама возможность таких измерений, так и возможность использовать их результаты при решении широкого круга задач, облегчаются тем,

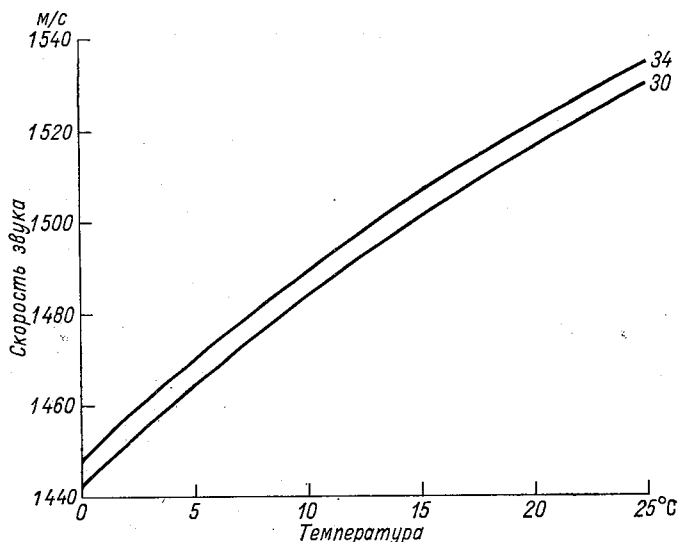


Рис. 5.1. Зависимость скорости звука от температуры, рассчитанная по формуле Лероя ($z=0$; параметр кривых — солёность, ‰).

что скорость распространения акустических колебаний в широких пределах не зависит от частоты акустических колебаний (дисперсия звуковых волн почти незаметна).

При глубинах до 1000 м, солёности в пределах от 30 до 42‰ и температуре от -2 до $24,5$ °C для расчета скорости звука может быть использована весьма точная и простая формула, предложенная в 1969 г. Лероем:

$$c = 1492,9 + 3(T - 10) - 0,006(T - 10)^2 - 0,04(T - 18)^2 + \\ + 1,2(S - 35) - 0,01(T - 18)(S - 35) + 0,0164z. \quad (5.1)$$

Здесь T выражено в градусах Цельсия, S — в промилле, z — в метрах, c — в м/с. На рис. 5.1 приведены рассчитанные по этой формуле кривые $c_0(T)$ при глубине $z=0$ и значениях солёности 30 и 34‰; на рис. 5.2 дана поправка $\Delta c(z)$, соответствующая

последнему члену формулы (5.1). Скорость звука при произвольном значении глубины может быть определена как сумма $c_0(T) + \Delta c$.

Наиболее точной формулой для определения величин c в настоящее время является формула Вильсона. По ней составлены и выпущены таблицы значений скорости звука¹; отклонения этих величин от истинных значений не превышают долей метра во всем диапазоне значений T , S и z , типичных для океана. Эта формула весьма громоздка, состоит из многих членов, и мы не будем ее приводить полностью, а лишь укажем на ее структуру

$$c = 1449,14 + \Delta c_T + \Delta c_S + \Delta c_P + \Delta c_{TSP}. \quad (5.2)$$

Слагаемые Δc_T , Δc_S и Δc_P представляют собой многочлены второй—четвертой степени по величинам T , $(S - 35)$ и P , соответственно. Последнее слагаемое формулы (5.2), Δc_{TSP} , является

сложным многочленом, каждый член которого, в свою очередь, является сложной функцией либо всех трех параметров, либо величин T и P . Величины скорости звука, вычисленные по (5.1), отличаются от значений, полученных по формуле Вильсона, не более чем на $\pm 0,2$ м/с.

В каждом районе океана величины температуры, солености и статического давления зависят, в первую очередь, от глубины. Вследствие этого зависимости скорости звука, даваемые формулами (5.1), (5.2) и другими ана-

логичными формулами, можно рассматривать также как зависимости от глубины $c(z)$. Кривая $c(z)$ называется вертикальным распределением или профилем скорости звука.

№27 Величина скорости звука возрастает при увеличении любого из трех параметров — температуры, глубины и солености. При изменении температуры на 1°C скорость звука изменяется примерно на 4 м/с в холодной воде (до 10°C) и на 2,5 м/с в теплой воде ($25\text{—}30^\circ\text{C}$). Увеличение глубины на каждый метр в верхнем слое океана ($\sim 0\text{—}100$ м) приводит к возрастанию скорости звука на 0,0165 м/с, а около глубокого дна (~ 5000 м) — на 0,0183 м/с*. Изменения солености, как правило, незначительно влияют на скорость звука. Во-первых, сами по себе эти изменения в открытом

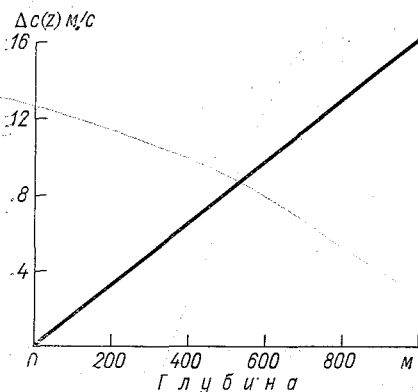


Рис. 5.2. Поправки к кривым рис. 5.1 при разных глубинах.

¹ «Таблицы для расчета скорости звука в морской воде». Изд. Упр. Гидрогр. сл. ВМФ СССР, 1965 г.

* Напомним, что увеличению глубины на каждые 10 м соответствует увеличение статического давления P примерно на 10^5 Па.

океане невелики, а во-вторых, скорость звука изменяется примерно лишь на 1 м/с при $\Delta S = 1\%$.

Весьма важной численной характеристикой является вертикальный относительный градиент скорости звука, равный по модулю

$$a = \frac{1}{c} \left| \frac{dc}{dz} \right|. \quad (5.3)$$

Здесь $\bar{c}$ — некоторая средняя скорость звука. Знак градиента определяется знаком перед величиной a ; градиент считается положительным, когда c с увеличением глубины скорости звука растет, и отрицательным — когда скорость звука уменьшается. Для практических целей обычно пользуются средними величинами градиента на некотором интервале глубин от z_1 до z_2

$$a \approx \frac{1}{\bar{c}} \left| \frac{c_2 - c_1}{z_2 - z_1} \right|. \quad (5.3')$$

Величины скорости звука c_1 и c_2 соответствуют глубинам z_1 и z_2 . Величина градиента a обычно выражается в м⁻¹.

В настоящее время можно считать доказанным, что тип профиля скорости звука в первую очередь определяется типом термической структуры вод океана. Кроме того, существенную роль играет глубина места, так как эффекты, связанные со статическим давлением, проявляются главным образом при больших глубинах.

Множественность вариантов профилей $c(z)$ определяется многообразием на акватории Мирового океана двух указанных факторов — термической структуры вод и глубины места. Вариации солёности могут незначительно изменять лишь численные значения скорости звука, не изменяя общего характера кривой. Несмотря на многообразие условий в океане, можно все же разделить их на несколько крупных групп, вариации внутри которых приводят лишь к изменениям абсолютных величин c при неизменном характере профиля $c(z)$. Ниже мы ограничимся рассмотрением лишь этих, весьма укрупненных групп условий и соответствующих им типов профилей скорости звука.

При переходе от относительно теплых поверхностных слоев воды к холодным глубинным на величину скорости звука действуют два противоположных фактора: понижение температуры вызывает уменьшение скорости звука, а рост статического давления приводит к ее увеличению. Знак результирующего градиента a , т. е. знак изменения скорости звука, зависит от того, какой из этих факторов окажется доминирующим.

В теплых поверхностных водах низких и умеренных широт температурные градиенты велики, и скорость звука убывает с увеличением глубины. В глубинных слоях температурные градиенты становятся значительно меньше, преобладающей делается роль изменения статического давления; скорость звука

начинает расти по мере увеличения глубины. Это значит, что на некоторой промежуточной глубине z_k значение скорости звука минимально. При отходе от этой глубины как в сторону поверхности, так и в сторону дна, скорость звука увеличивается.

На рис. 5.3 приведены кривые $c(z)$, характерные для низких и умеренных широт открытого океана. Основное различие кривых связано с глубиной океана и сводится к тому, что скорость звука у поверхности, c_n , меньше, чем скорость звука у дна, c_d (5.3 а); наоборот, $c_n > c_d$ (5.3 б). Далее будет показано, что это различие

играет весьма важную роль в определении условий распространения звуковых волн.

В верхнем слое изотермии ход кривой скорости звука неустойчив и может изменяться в зависимости от времени суток и от погоды. В тихую ясную погоду из-за интенсивного нагрева верхних слоев воды уже под самой поверхностью существует слабый отрицательный градиент скорости звука. Ночью вода у поверхности охлаждается и может стать даже несколько холоднее, чем ниже лежащие слои; у поверхности при этом появляется область с небольшим положительным градиентом

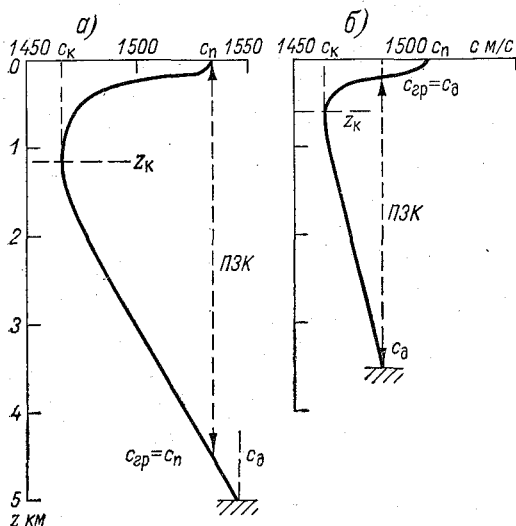


Рис. 5.3. Профили скорости звука в низких и умеренных широтах.

а — $c_n < c_d$, б — $c_n > c_d$.

скорости звука. На глубине слоя скачка, где происходит резкое уменьшение температуры и солёности, скорость звука тоже быстро уменьшается. Отрицательные градиенты на этих глубинах могут достигать $(3-5) \cdot 10^{-3}$ 1/м, а общий перепад скорости звука в слое скачка 30—40 м/с.

Ниже слоя скачка температура воды продолжает понижаться, но значительно более медленно. Соответственно, замедляется и уменьшение скорости звука; градиент a на некотором интервале глубин еще остается отрицательным, но уменьшается по своей абсолютной величине. Это продолжается до тех пор, пока не будет достигнут горизонт z_k , где скорость звука минимальна (см. рис. 5.3).

При дальнейшем увеличении глубины падение температуры еще более замедляется, фактором, определяющим изменение скорости звука, становится статическое давление, величина c растет. Этот рост продолжается до самого дна с примерно постоянным

положительным градиентом $a \cong (1,1 - 1,2) \cdot 10^{-5}$ 1/м. Этот градиент называют гидростатическим, так как он практически полностью определяется изменением статического давления.

Область глубин, содержащая минимум скорости звука, называется подводным звуковым каналом (ПЗК); на рис. 5.3 она показана пунктиром со стрелками. В глубоком океане скорость звука у дна больше скорости у поверхности. Верхняя граница канала соответствует горизонту максимальной скорости звука в верхней части данной кривой; нижняя — горизонту с тем же значением скорости звука $c_{гп} = c_{д}$. В относительно мелководных районах с теплыми поверхностными водами скорость звука у дна может быть меньше, чем у поверхности; в этом случае $c_{гп}$, определяющее границы ПЗК, будет равно скорости звука у дна (рис. 5.3 б). Разность между величинами $c_{гп}$ и $c_{д}$ в ПЗК в низких широтах может достигать 80 м/с (например, $c_{гп} = 1540$ м/с, а $c_{д} = 1460$ м/с); в умеренных широтах она уменьшается до 40—50 м/с главным образом за счет уменьшения скорости звука у поверхности. Ось канала в тропических зонах обычно лежит глубоко, на глубинах 700—1000 м и глубже, а в умеренном поясе, ближе к поверхности, — не глубже 250—500 м.

В мелководных районах океана влияние уменьшения температуры может по всей толще воды оказаться больше влияния статического давления; величина a по всей глубине будет оставаться отрицательной, и скорость звука будет убывать до самого дна. В этих условиях подводный звуковой канал отсутствует.

Общий характер кривых $c(z)$, приведенных на рис. 5.3, сохраняется в теплых районах океана круглый год, хотя детали и некоторые численные характеристики профиля могут подвергаться значительным географическим и сезонным изменениям. Отличие профилей $c(z)$ умеренных широт от профилей, соответствующих тропическим зонам, максимально зимой и уменьшается летом. Все эти особенности являются естественным следствием различий температуры поверхностных слоев воды.

Это же обстоятельство определяет и специфику профилей $c(z)$ в полярных и приполярных районах (рис. 5.4). Зимой в высоких широтах температурные градиенты очень малы. Градиент скорости звука по всей толще воды оказывается положительным, и величина c растет от поверхности до самого дна (рис. 5.4 а). В теплое время года верхние слои воды прогреваются, и отрицательные температурные градиенты вблизи самой поверхности могут

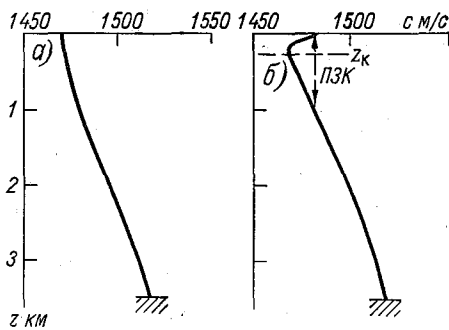


Рис. 5.4. Профили скорости звука в приполярных и полярных районах.
а — зима; б — лето.

оказаться достаточно большими, чтобы привести к образованию неглубокого подводного звукового канала (рис. 5.4 б). Скорость звука у поверхности океана в полярных районах летом редко превышает 1480 м/с, а зимой 1470 м/с.

Описанные эффекты отражают лишь некоторые общие закономерности, а фактические величины с подвержены таким же пространственно-временным вариациям, как и температурные профили.

№4 Скорость звука в породах дна океана в целом выше, чем в морской воде. Однако на поверхности дна иногда наблюдаются относительно тонкие, насыщенные водой слои ила, в которых скорость звука несколько меньше (на 2—7 м/с), чем в примыкающих к ним глубоководных водных массах. В целом же скорость звука в слое рыхлых осадков варьируется от 1,6 до 2,5 км/с. Для слоя уплотненных осадков характерны скорости звука 3,5—5,5 км/с, а для базальтов — около 6—7 км/с. Скорость продольных акустических волн в верхней мантии, под границей Мохо, достигает 8—9,2 км/с.

Поперечные (сдвиговые) волны имеют в породах, слагающих ложе океана, несколько меньшие скорости; эти волны довольно быстро затухают из-за высоких потерь при распространении и обычно не рассматриваются при решении практических задач гидроакустики и сейсморазведки. В осадочных породах верхнего слоя дна океана свиговая упругость еще весьма незначительна и поперечные колебания весьма слабы. В ледовом покрове океана, существующем в полярных областях, существуют как продольные, так и поперечные волны. Их скорости зависят от возраста льда, температуры и пр. Скорость продольных волн колеблется примерно от 2 до 4 км/с, а поперечных от 1 до 2 км/с.

§ 6. О природе затухания акустической энергии

В гл. I мы предполагали, что ослабление силы звука по мере удаления от источника происходит лишь в результате сферического расхождения волнового фронта (см. (3.3)). На самом же деле, в реальной океанической среде, как в толще воды, так и в слоях дна, можно указать еще, по крайней мере, две причины ослабления — поглощение звуковой энергии и рассеяние ее на неоднородностях. Поглощенная часть акустической энергии переходит в тепло. Рассеянная же акустическая энергия начинает распространяться в направлениях, отличных от траектории лучей первичного поля. Оба эти эффекта приводят к уменьшению силы звука, более быстро, чем это следует из условий расширения фронта звуковой волны.

При смене полуволи сжатия и разрежения в каждом элементе водной среды происходят изменения структуры молекул H_2O . Этот процесс имеет релаксационный характер с очень малым временем релаксации (около 10^{-11} с) и сопровождается потерями акустической энергии. Кроме того, при прохождении акустической

волны отдельные элементы среды неизбежно движутся друг относительно друга. При этом движении возникает слабое сдвиговое трение, вследствие которого происходит ничтожно малое повышение температуры среды, и, следовательно, какая-то часть акустической энергии превращается в тепловую энергию. Эти эффекты определяют доминирующий механизм поглощения акустической энергии в чистой пресной воде. В морской воде роль этих механизмов значительна лишь при частотах акустических колебаний около 1 мГц и более; на этих частотах поглощение ультразвуковых волн в морской и пресной воде практически одинаково. На более низких частотах в морской воде становится существенным еще один релаксационный механизм, определяемый ее химическим составом.

Часть молекул солей, растворенных в морской воде, находится в диссоциированном состоянии, т. е. в виде ионов: Mg^{++} , SO_4^{--} , Na^+ , Cl^- и т. д. При неизменной температуре и давлении число молекул, распадающихся на ионы за единицу времени, равно числу молекул, вновь возникших из ионов при их рекомбинации. При рекомбинации выделяется некоторое количество тепловой энергии, т. е. увеличивается кинетическая энергия молекул воды; движение молекул сопровождается их соударением, и приводит к образованию новых ионов, к «раскалыванию» молекул солей. Процессы диссоциации и рекомбинации находятся в равновесии, которое является термодинамическим.

При прохождении акустической волны это равновесие нарушается. В областях повышенного давления равновесное значение степени диссоциации молекул некоторых солей, в том числе соли $MgSO_4$, также растет. В областях пониженного давления равновесная степень диссоциации этих молекул ниже, здесь начинается усиленная рекомбинация ионов, с постоянной времени около 10^{-6} с. Вследствие этого восстановление равновесия запаздывает по фазе относительно волны давления и весь процесс приобретает релаксационный характер, что приводит к дополнительным (сравнительно с пресной водой) потерям акустической энергии. Основные потери возникают из-за присутствия в морской воде марганцовокислой соли $MgSO_4$. Этот механизм потерь, по-видимому, является доминирующим механизмом на частотах в десятки и сотни кГц.

Еще один механизм ослабления распространяющейся акустической энергии в морской среде связан со случайными неоднородностями этой среды. Температура, плотность и соленость морской воды только в среднем подчиняются ^{закону, описанному в § 4} и 5, а фактически всегда слегка флуктуируют вокруг средних значений. Эти флуктуации случайны и имеют как пространственный, так и временной характер. Кроме того, в морской воде существует много инородных включений — морские животные, рыбы, следы их жизнедеятельности, твердые частицы опускающихся осадков и пр. Все эти неоднородности толщи воды рассеивают звук, т. е. переизлучают часть попавшей на них акустической энергии

в направлениях, отличных от направления распространения первичной волны.

№6 Затухание акустической волны в толще льда и в породах, слагающих дно океана, в частности, осадочную толщу, имеет другую природу. Существенную роль здесь играют, по-видимому, следующие механизмы: поглощение, связанное с эффектами сдвигового трения; релаксационные процессы в кристаллических структурах; рассеяние звуковых волн на случайных неоднородностях. Рассеяние звука неровностями границ раздела — дна и поверхности океана — и связанные с этим потери при распространении здесь не рассматриваются. Наше рассмотрение ограничено потерями, происходящими в толще среды, в объеме, где распространяются звуковые волны. Иногда в качестве существенного механизма затухания звуковых волн в водах океана называют рассеяние, происходящее на воздушных пузырьках, существующих в приповерхностном слое воды. Несмотря на «объемный» характер этого процесса, все же его, видимо, правильнее рассматривать совместно с рассеянием звука неровностями поверхности океана. Толщина слоя пузырьков, как правило, не превышает 10–15 м (редко 25 м), и условия, когда звуковые волны будут распространяться внутри этого слоя, не касаясь собственно поверхности воды, следует считать исключительными. На больших глубинах воздушные пузырьки ветрового происхождения практически полностью отсутствуют, и, во всяком случае, не оказывают заметного влияния на затухание звука.

№7 Таким образом, основными механизмами, ответственными за потери акустической энергии при распространении в воде, в ледовом покрове и в осадочных породах дна океана, являются релаксационные процессы, сдвиговое трение и рассеяние на объемных неоднородностях.

Совокупное влияние этих процессов приводит к затуханию звуковой волны при ее распространении, к ослаблению ее интенсивности, не связанному с расхождением фронта. Мы используем здесь термин «затухание», подчеркивая этим, что имеются в виду суммарные потери в распространяющейся акустической волне, связанные как собственно с поглощением, так и с рассеянием звука.

№8 Обозначим через dI уменьшение силы звука I из-за затухания, происходящее на участке дуги dR ; естественно предположить, что величина dI пропорциональна как общей интенсивности звукового поля I , так и длине участка dR . Это может быть записано в виде простейшего уравнения

$$dI = -2\alpha_n I dR,$$

№9 где $2\alpha_n$ — коэффициент пропорциональности, а знак минус свидетельствует об ослаблении силы звука. В этом уравнении легко разделяются переменные

$$\frac{dI}{I} = -2\alpha_n dR, \quad (6.1)$$

и обе его части могут быть проинтегрированы от 0 до R вдоль пути распространения:

$$\int_0^R (-2\alpha_n dR) = -2\alpha_n R,$$

$$\int_0^R \frac{dI}{I} = \ln I \Big|_0^R = \ln \frac{I(R)}{I_0}.$$

Здесь I_0 — сила звука при $R=0$. Приравнявая результаты, получим

$$\ln \frac{I(R)}{I_0} = -2\alpha_n R.$$

Переходя от логарифмического выражения к степенному, можно написать

$$I(R) = I_0 e^{-2\alpha_n R}. \quad (6.2)$$

Выражение (6.2) показывает, что сила звука убывает вследствие затухания по экспоненциальному закону с показателем $2\alpha_n R$, где R — пройденное расстояние. Коэффициент α_n называется коэффициентом затухания, в формуле (6.2) он выражен в неперах на единицу длины и характеризует уменьшение давления в звуковой волне, связанное с затуханием. Множитель 2, введенный при выводе формулы (6.2), связан с тем, что мы рассматривали ослабление силы звука, т. е. величины, пропорциональной квадрату давления.

В практических расчетах обычно вместо Нп используют более распространенную единицу дБ, а коэффициент затухания относят к силе звука I ; обычно его обозначают β , и эта величина связана с коэффициентом α_n соотношением

$$e^{-2\alpha_n R} = 10^{-0,1\beta R},$$

или

$$\beta = 10 \cdot 2\alpha_n \cdot \lg e \simeq 8,7\alpha_n.$$

Формула (6.2) преобразуется к виду

$$I(R) = I_0 10^{-0,1\beta R}. \quad (6.2')$$

Для морской воды ввиду малости затухания звука в качестве единицы длины используются, как правило, 1 км, и величина коэффициента затухания β выражается в дБ/км. В породах дна и в ледовом покрове величина затухания существенно больше, и единицей коэффициента поглощения служит 1 дБ/м.

§ 7. Количественные характеристики коэффициента затухания

Потери энергии при распространении являются аддитивными независимо от механизма их возникновения. Величину коэффициента затухания β можно рассматривать как сумму нескольких

слагаемых, каждое из которых определяется своим механизмом, сдвиговым трением, релаксационными процессами и пр. Разработаны теории, позволяющие математически описать основные процессы поглощения акустической энергии в морской воде и в осадочных породах дна. Однако многочисленные эксперименты, проводившиеся как в лабораторных, так и в натурных условиях, обычно дают лишь качественное соответствие с существующими теориями. Истинные значения β часто оказываются выше и более сложным образом зависят от частоты акустических колебаний, чем это предсказывается теоретически.

В разное время разными авторами предлагались различные эмпирические формулы для вычисления коэффициента затухания в водах океана. В настоящее время не существует единой надежной формулы для определения этой величины в широком частотном диапазоне от десятков Гц до сотен кГц. Наиболее достоверные данные, по-видимому, можно получить для затухания акустических волн с частотами в десятки и сотни кГц, пользуясь полуэмпирической формулой, предложенной в 1962 г. Маршем и Шулькиным

$$\beta = 8,68 \cdot 10^3 \left(A \frac{S f_T f^2}{f_T^2 + f^2} + B \frac{f^2}{f_T^2} \right) (1 - 6,54 \cdot 10^{-4} P). \quad (7.1)$$

Здесь f частота акустической волны в кГц, S — соленость в ‰, P — статическое давление в атм¹, A и B — постоянные величины, f_T — функция температуры $T^\circ\text{C}$: $A = 2,34 \cdot 10^{-6}$, $B = 3,38 \cdot 10^{-6}$, $f_T = 21,9 \cdot 10^{6 - \frac{1520}{T+273}}$.

При подстановке в (7.1) величин в указанных единицах коэффициент затухания β будет получен в дБ/км.

Большая часть экспериментальных данных удовлетворительно согласуется с результатами расчета по (7.1), если частоты акустических колебаний превышают примерно 5 кГц. Но даже при этих условиях некоторые экспериментальные значения β отличаются в 1,5—2 раза от расчетных.

На рис. 7.1 (сплошные линии) приведены кривые $\beta_0(f)$, рассчитанные по (7.1) при $P=0$, $S=34\text{‰}$ и трех значениях T — 0 (1), 10 (2) и 20°С (3). На рис. 7.2 приведен поправочный множитель $\gamma(P)$, позволяющий вычислить величину β при любом значении P , как

$$\beta(f) = \gamma(P) \beta_0(f). \quad (7.2)$$

Изменение статического давления незначительно влияет на поглощение и может быть легко учтено согласно (7.2) и графику рис. 7.2. Изменения солености в пределах 2—3‰, характерные для открытого океана, мало влияют на величину β , и эта поправка должна учитываться лишь в тех случаях, когда величина S сильно отличается от принятого здесь значения.

¹ Напоминаем, 1 атм $\cong$ 101 кПа.

В табл. 7.1 приведены некоторые значения $\beta(f, T)$ при $P=0$, вычисленные согласно (7.1). Хотя мы и приводим в таблице значения β при частотах 2 и 4 кГц, надо помнить, что формула (7.1) при $f < 5$ кГц, как правило, дает заниженные величины.

Для оценочных расчетов, не требующих большой точности, можно использовать в интервале частот $\sim 5\text{--}60$ кГц более простую эмпирическую формулу, предложенную еще в 1957 г. Шихи и Хелли

$$\beta = 0,036 f^{\frac{3}{2}}. \quad (7.3)$$

Здесь по-прежнему f — частота в кГц, а β — в дБ/км. Эта последняя формула не учитывает зависимости затухания ни от температуры, ни от глубины, но во многих случаях ее использование дает удовлетворительный результат.

Пунктиром на рис. 7.1 нанесена кривая $\beta(f)$, рассчитанная по (7.3). При средних значениях глубин, температуры и частот она неплохо согласуется с более точными зависимостями (7.1).

Вопрос о затухании в морской воде звуковых волн относительно низких частот, 2—3 кГц и ниже, к сожалению, остается практически открытым. Имеющиеся экспериментальные данные свидетельствуют, что при понижении частоты до 2—3 кГц и особенно до сотен Гц начинают действовать

какие-то новые, дополнительные механизмы затухания, природа которых остается неясной. Разброс полученных экспериментальных данных в этом частотном диапазоне очень велик. В некоторой мере это иллюстрируется рис. 7.3, где приведена часть значений $\beta(f)$, полученных опытным путем в натуральных океанических условиях на низких частотах; в подрисунке в тексте указаны номера литературных ссылок, приведенных в конце главы и соответствующих работам, откуда взяты экспериментальные точки. Там же для сравнения пунктиром приведена кривая (7.1), продолженная в область низких частот ($P_1=0$, $S=34\text{‰}$, $T=10^\circ\text{C}$).

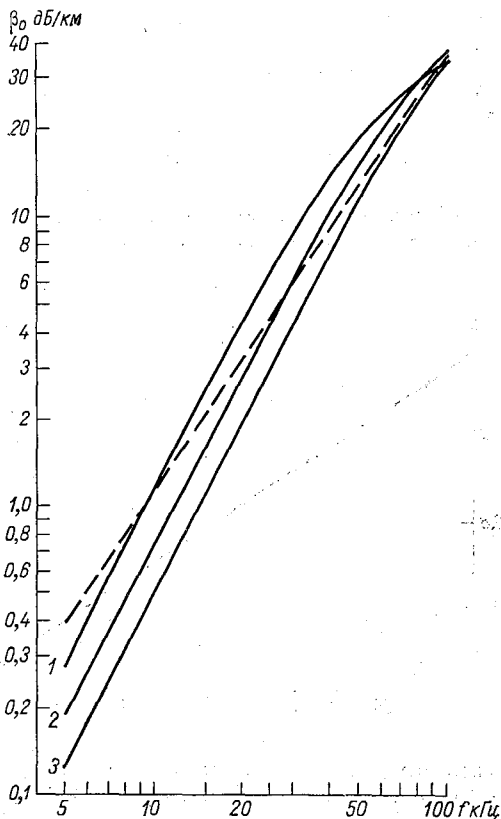


Рис. 7.1. Частотная зависимость коэффициента поглощения в морской воде.

ТАБЛИЦА 7.1
Значения коэффициента затухания β , дБ/км

Т°С	f кГц								
	2	4	6	10	20	30	50	70	100
0	$4,9 \cdot 10^{-2}$	$1,9 \cdot 10^{-1}$	$4,3 \cdot 10^{-1}$	1,2	4,4	8,8	18	26	35
5									
10	$3,1 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-1}$	$2,8 \cdot 10^{-1}$	$7,6 \cdot 10^{-1}$	3,0	6,3	15	25	38
15									
20	$2,0 \cdot 10^{-2}$	$8,1 \cdot 10^{-2}$	$1,8 \cdot 10^{-1}$	$5,0 \cdot 10^{-1}$	2,0	4,4	11	20	35
25									
30	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$5,5 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-1}$	$3,4 \cdot 10^{-1}$	1,4	3,0	8,1	15	28

Сплошными линиями нанесены две расчетные эмпирические зависимости. Одна из них (кривая 2).

$$\beta(f) = 10^{-3}(1,64 + 8,97f) \quad (7.4)$$

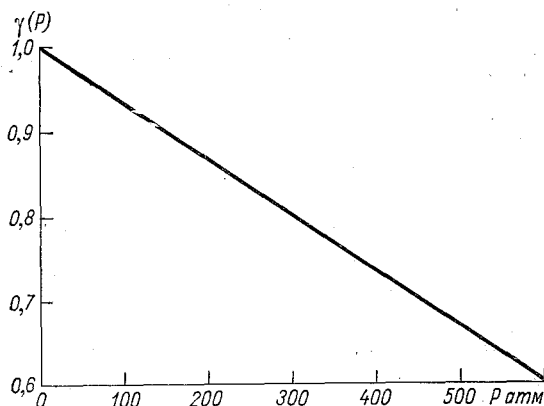


Рис. 7.2. Поправочный множитель к кривым 1, 2 и 3 рис. 7.1, учитывающий статическое давление [см. (7.2)].

была предложена в 1963 г. Уриком для интервала частот 20—1600 Гц (f — кГц, β — дБ/км); вторую (кривая 3)

$$\beta(f) = 0,0595f^{\frac{3}{2}} \quad (7.5)$$

предложил в 1965 г. Торп, имея в виду частоты от 0,3 до 2 кГц (размерности те же).

На рис. 7.3 видно, что опытные значения β в области низких частот иногда различаются более чем на порядок и всегда много больше величин, которые должны были бы иметь место, если бы механизм затухания оставался тем же, что и на частотах в десятки кГц (кривая 1). Причины аномально большого затухания звука в морской воде на низких частотах пока неясны. Возможно, они связаны с усилением относительной роли рассеяния на температурных неоднородностях; с уменьшением частоты интенсивность

рассеяния хотя и уменьшается, но медленнее, чем потери, связанные с поглощением. Также не исключено, что в области единиц кГц

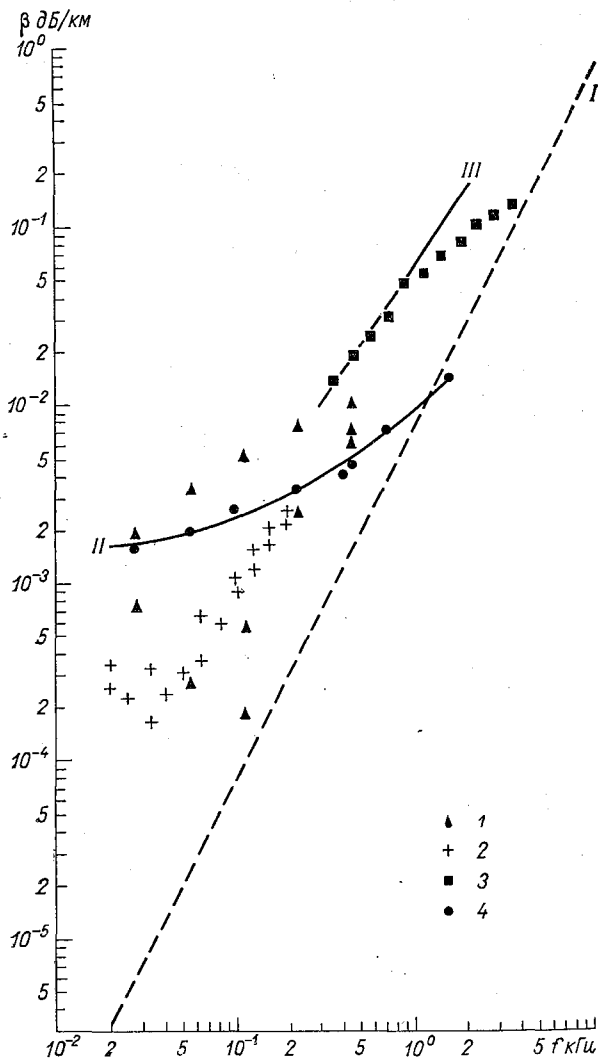


Рис. 7.3. Затухание в водах океана в области низких частот.

I — (7.1); II — (7.4); III — (7.5); 1 — Кибблвайт [9]; 2 — Шихи и др. [12]; 3 — Торп [14]; 4 — Урик [15].

имеют место новые, более медленные процессы релаксации, физический механизм которых еще не исследован; на еще более низких частотах могут играть роль неконтролируемые потери, утечка звуковой энергии, не учитываемая при лучевой трактовке

результатов опытов. Во всяком случае, вопрос о низкочастотном затухании в водах морей и океанов пока остается открытым и, выбирая значение коэффициента затухания β , здесь можно легко ошибиться на порядок.

Затухание звука в осадочной толще океана в первую очередь (не считая частоты звука), зависит от пористости осадков и от

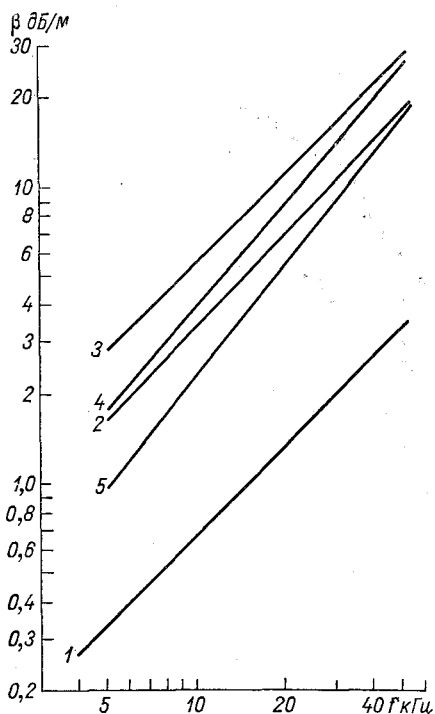


Рис. 7.4. Затухание в осадках дна океана.

Цифры у кривых соответствуют номерам строк табл. 7.2.

размеров частиц. При переходе от наиболее мелкозернистых илов к крупному песку пористость осадков падает, а размер основных частиц возрастает. Для ила можно считать типичными размеры частиц порядка 10^{-4} и 10^{-3} см и пористость около 0,7—0,8 (пористость — отношение объема, заполненного водой, к общему объему, занимаемому выделенным элементом осадка). Средний диаметр частиц песка достигает 0,05 см, а пористость падает при этом до 0,35—0,40.

Величина коэффициента затухания β неоднозначно связана с размером частиц и пористостью осадка: наблюдается максимум затухания в области средних значений, соответствующих илистым осадкам (диаметр частиц в пределах $3 \cdot 10^{-3}$ — $8 \cdot 10^{-3}$ см, пористость 0,4—0,5). Величина β в целом возрастает с ростом частоты по закону, близкому к

$$\beta(f) = Kf^n, \quad (7.6)$$

но величины K и n зависят от

ТАБЛИЦА 7.2

Значения коэффициентов K и n в формуле (7.6)

№	Тип осадка	Средний диаметр частиц, см	Пористость	K	n	Диапазон частот, кГц
1	Пелитовый ил	$2 \cdot 10^{-4}$	0,76	0,068	1,0	4—50
2	Алевритовый ил	$3 \cdot 10^{-3}$	0,47	0,30	1,05	5—50
3	То же	$6 \cdot 10^{-3}$	0,42	0,56	1,00	5—50
4	Мелкий песок	$1,2 \cdot 10^{-2}$	0,43	0,27	1,17	5—50
5	То же	$1,8 \cdot 10^{-2}$	0,41	0,13	1,26	5—50

свойств грунта. В табл. 7.2 значения K и n приводятся приближенно по данным работ Буда и Вестона (1964 г.) и К. Макканна и Д. Макканна (1969 г.). Здесь и далее принимается f в кГц, β — в дБ/м.

На рис. 7.4 приведены кривые $\beta(f)$ для различных осадков. Они рассчитаны по формуле (7.6) и данным табл. 7.2; цифры у кривых соответствуют номерам строк в табл. 7.2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Деев М. Г., Шумилов А. В. Вертикальное распределение скорости звука в океане, как функция термической структуры вод. — «Вестник МГУ», География, 1971, № 5, с. 86—89.
2. Дитрих Г. Общая океанография. Пер. с нем. М., Изд-во иностр. лит-ры, 1962, гл. 1—5, с. 11—187.
3. Егоров Н. Н. Физическая океанография. Л., Гидрометеиздат, 1974, гл. I, II, с. 12—92.
4. Леонтьев О. К. Дно океана. М., «Мысль», 1968, гл. 1, 9, с. 7—31, 245—270.
5. Мамаев О. И. Океанографический анализ в системе. М., Изд-во МГУ, 1963. 228 с.
6. Полосин А. С. Вычисление скорости звука в морской воде. — «Вестник МГУ», География, 1967, № 3, с. 101—105.
7. Таблицы для расчета скорости звука в морской воде. Изд-во УГС ВМФ, 1965. 56 с.
8. Шепард Ф. П. Морская геология. Пер. с англ. Л., «Недра», 1969, гл. 5, 14, 15, с. 98—141, 343, 377.
9. Kibblewhite A. C., Denham R. N. Low-Frequency Acoustic Attenuation in the South Pacific Ocean. J. Acoust. Soc. Amer., v. 49, No 3 (pt. 2), 1971, p. 810—815.
10. Leroy C. C. Development of simple equation for accurate and more realistic calculation of the speed of sound in the sea water. J. Acoust. Soc. Amer., 1969, 46, No 1 (pt. 2), p. 216—226.
11. McCann C., McCann D. M. The attenuation of compressional waves in marine sediments. Geophysics, v. 34, No 6, 1969, p. 882—892.
12. Sheehy M. J., Hally R. Measurement of the attenuation of low-frequency underwater sound. J. Acoust. Soc. Amer., v. 29, No 4, 1957, p. 464—469.
13. Schulkin M., Marsh H. W. Sound absorption in the sea water. J. Acoust. Soc. Amer., v. 34, No 6, 1962, p. 864—865.
14. Thorp W. H. Deep-ocean sound attenuation in the sub- and low-kilocycle-per-second region. J. Acoust. Soc. Amer., v. 38, No 4, 1965, p. 648—654.
15. Urlick R. J. Low-frequency sound attenuation in the deep-ocean. J. Acoust. Soc. Amer., v. 35, No 9, 1963, p. 1413—1422.
16. Urlick R. J. Long-range deep-sea attenuation measurement. J. Acoust. Soc. Amer., v. 32, No 5(1), 1966, p. 904—906.
17. Wilson W. D. Equation for the speed of sound in the sea water. J. Acoust. Soc. Amer., v. 32, No 10, 1960, p. 1357.

Часть II

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗВУКА В СЛОИСТО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

ГЛАВА III

ОТРАЖЕНИЕ, ПРЕЛОМЛЕНИЕ И РЕФРАКЦИЯ ЗВУКА

§ 8. Преломление и отражение звука на плоской границе раздела сред

Рассмотрим случай, когда звуковая волна падает на плоскую границу, разделяющую две непоглощающих среды с разными значениями скорости звука c и плотности ρ . Часть звуковой энергии проникает во вторую среду и распространяется в ней, образуя преломленные волны (в общем случае продольную и поперечную). Остальная энергия отражается от границы и возвращается в первую среду в виде отраженной волны.

Связь между направлениями лучей падающей и преломленной волн в двух соприкасающихся средах зависит от величин скорости звука в них. Найдем эту связь. Пусть скорость звука в первой среде равна c , а во второй среде c_1 ; будем считать, что $c_1 < c$. Первичная звуковая волна, падая на границу раздела, образует угол θ с перпендикуляром к этой границе (рис. 8.1). Проведем две волновые поверхности, AA' в падающей волне и $B'B$ в преломленной. Каждая из них, по определению (см. § 2), перпендикулярна соответствующей системе лучей. Точки A и B выбраны в местах пересечения границы раздела сред двумя лучами — лучами 1 и 2, соответственно. Очевидно, что время распространения звукового поля вдоль луча 2 на отрезке $A'B$, находящемся в первой среде, равно времени распространения преломленной волны вдоль луча 1 на отрезке AB' , лежащем во второй среде. Это время в обоих случаях равно отношению длины пройденного отрезка луча к скорости распространения волны

$$t = \frac{A'B}{c} = \frac{AB'}{c_1}. \quad (8.1)$$

Теперь рассмотрим два прямоугольных треугольника $AA'B$ и $AB'B$. У них есть одна общая сторона AB , которая может быть выражена двумя разными способами:

$$AB = \frac{A'B}{\sin \theta} = \frac{AB'}{\sin \theta_1}. \quad (8.2)$$

Объединяя выражения (8.1) и (8.2) и исключая из них отрезки $A'B$ и AB' , получаем

$$\frac{\sin \theta}{\sin \theta_1} = \frac{c}{c_1} = n. \quad (8.3)$$

Величина n , равная отношению скоростей распространения волны в двух сопредельных средах, называется коэффициентом преломления. Выражение (8.3) справедливо не только для звуковых волн, но и для других видов волновых полей. В частности,

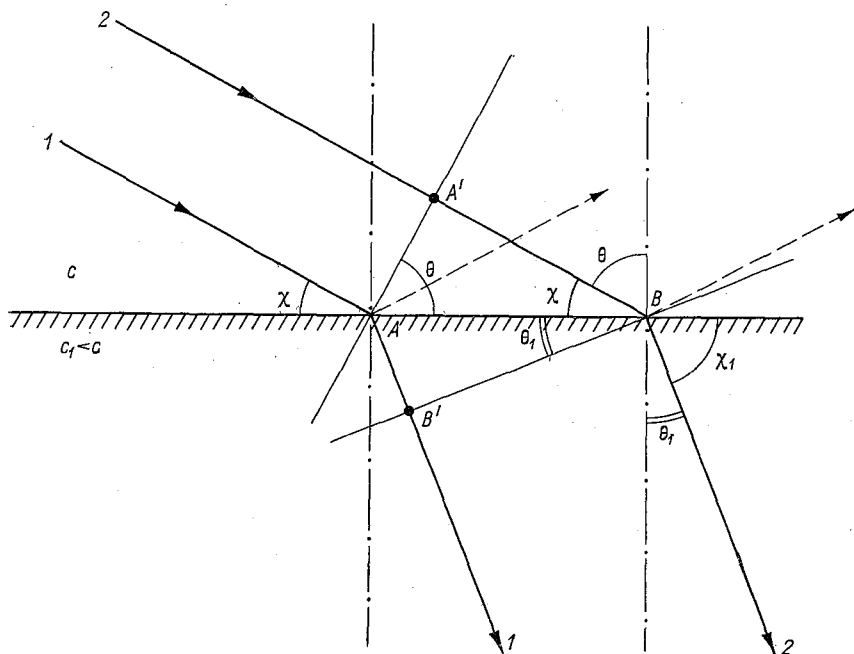


Рис. 8.1. Преломление лучей на границе раздела двух сред при $c > c_1$.

оно хорошо известно в оптике и называется законом преломления, или законом Снеллиуса.

Если во второй среде возникают две преломленных волны — продольная и поперечная (см. § 1, стр. 12), то каждая из них движется в направлении, определяемом скоростью ее распространения.

Следует отдельно рассмотреть случай, когда скорость звука во второй среде больше, чем в первой (рис. 8.2). При этих условиях $\theta_1 > \theta$ и при некотором значении $\theta = \theta_0$ величина θ_1 становится равной $\pi/2$. Угол θ_0 называется углом полного внутреннего отражения и определяется из равенства

$$\sin \theta_0 = n, \quad (8.4)$$

вытекающего из (8.3) при подстановке $\theta_1 = \pi/2$. При дальнейшем

увеличении угла θ звуковая энергия не попадает во вторую среду, остается в первой среде и распространяется в отраженной волне. Все эти рассуждения и выводы справедливы в случае идеальных непоглощающих сред.

Направление распространения отраженной звуковой волны определяется простым правилом: «угол падения равен углу отраже-

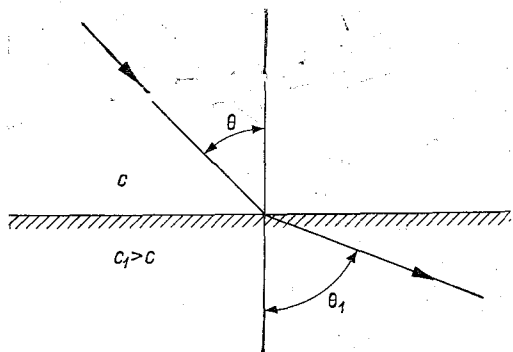


Рис. 8.2. Преломление волн на границе раздела двух сред при $c_1 > c$.

ния», т. е. угол, образованный направлением распространения падающей волны с нормалью к плоскости границы, равен углу, образованному отраженной волной с той же нормалью. На рис. 8.1 лучи в отраженной волне показаны пунктиром. Равенство углов падения и отражения при плоской границе сохраняется при лю-

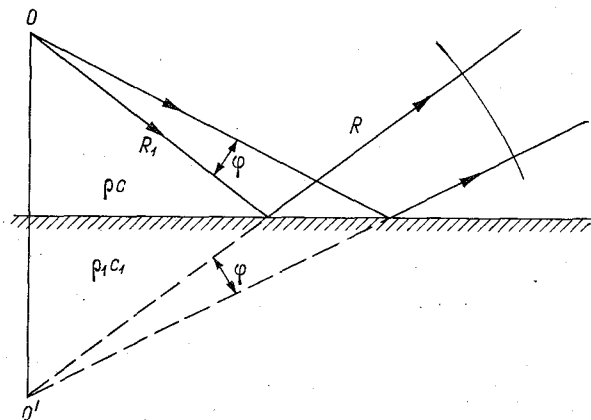


Рис. 8.3. Отражение сферической волны.

бых величинах θ . Направление распространения отраженной волны часто называют направлением зеркального отражения или просто зеркальным направлением.

Если на границу раздела падает плоская волна, отраженная и преломленные волны тоже остаются плоскими. Угол расхождения сферической волны, падающей на плоскую границу раздела, после отражения не изменяется. Это позволяет рассматривать лучи, как исходящие из мнимого источника (рис. 8.3); волновая

поверхность в отраженной сферической волне представляет собой участок сферы радиуса $R_1 + R$, где R_1 — расстояние источника до точки отражения луча, а R — расстояние, отсчитываемое по этому же лучу, от точки отражения до волновой поверхности. Зеркальным направлением в этом случае считается направление отражения центрального, осевого луча падающего пучка лучей.

Если звуковая энергия, падающая на плоскую границу раздела сред, частично проникает через границу, соотношение давлений в падающей и отраженной волнах зависит от значений ρ и c в соприкасающихся средах и от угла падения первичной звуковой волны. Оно описывается коэффициентом отражения, который определяется как отношение амплитуд давления в отраженной p_1 и падающей p_0 волнах

$$V = \frac{p_1}{p_0}. \quad (8.5)$$

Если падающая волна является сферической, значения p_1 и p_0 должны соответствовать плоскости поверхности раздела. Величина V может быть вычислена, если известны отношения величин скорости звука $n = c/c_1$, плотности $m = \rho_1/\rho$ в двух средах, а также угол θ падения лучей на границу раздела

$$V = \frac{m \cos \theta - \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}{m \cos \theta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}. \quad (8.6)$$

При нормальном падении лучей на границу, $\theta = 0$, формула (8.6) существенно упрощается

$$V = \frac{m - n}{m + n}. \quad (8.7)$$

Знак коэффициента V определяется знаками фаз в падающей и отраженной волнах. Коэффициент $V > 0$, если эти знаки одинаковы, и $V < 0$, если они противоположны. В первом случае исходная среда акустически более мягкая, чем среда, лежащая за границей раздела; это, например, реализуется при падении звука из воды на дно океана, т. е. при $\rho c < \rho_1 c_1$. Во втором случае $\rho c > \rho_1 c_1$ и первая среда является более жесткой, что соответствует, например, падению звука из воды на ее границу с воздухом.

Рассмотрим случай, когда вторая среда сильно поглощает звук, как, например, при падении звука на дно океана. Скорость распространения звуковых волн в поглощающей среде является величиной комплексной, и на основании (2.1) и (1.1)

$$c_1^* = c_1 \sqrt{1 + i\eta}, \quad (8.8)$$

где η — коэффициент потерь. Коэффициент потерь η и коэффициент поглощения β (см. § 6, 7) связаны соотношением

$$\eta = 0,23 \frac{c_1 \beta}{\omega}. \quad (8.9)$$

Здесь $\omega = 2\pi f$ — частота звука.

В этом случае величина коэффициента отражения также становится комплексной и может быть записана как

$$V = A + iB. \quad (8.10)$$

A и B — коэффициенты, зависящие от величин, n , m , θ [см. выше (8.6)], от коэффициента потерь η и от угла падения θ_1 преломленной волны:

$$A = \frac{m^2 \cos^2 \theta - n^2 \sqrt{\cos^4 \theta_1 + \eta^2}}{m^2 \cos^2 \theta + n^2 \sqrt{\cos^4 \theta_1 + \eta^2} + mn \sqrt{2} \cos \theta \sqrt{\sqrt{\cos^4 \theta_1 + \eta^2} + \cos^2 \theta_1}}, \quad (8.11)$$

$$B = \frac{mn \sqrt{2} \cos \theta \sqrt{\sqrt{\cos^4 \theta_1 + \eta^2} - \cos^2 \theta_1}}{m^2 \cos^2 \theta + n^2 \sqrt{\cos^4 \theta_1 + \eta^2} + mn \sqrt{2} \cos \theta \sqrt{\sqrt{\cos^4 \theta_1 + \eta^2} + \cos^2 \theta_1}}. \quad (8.11')$$

Амплитуда отраженной волны определяется модулем коэффициента отражения

$$|V| = \sqrt{A^2 + B^2}. \quad (8.12)$$

При отличии величины η от нуля изменяются и фазовые отношения в падающей и отраженной волнах. При падении звуковой волны на дно океана возникает положительный фазовый сдвиг, зависящий от угла падения θ и величины коэффициента потерь. Он может быть вычислен как

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{B}{A}. \quad (8.13)$$

Численные значения коэффициента потерь η в осадочной толще дна океана легко могут быть определены по формуле (8.9), графикам рис. 7.4 и данным табл. 7.2. Наиболее сильное поглощение соответствует алевроитовым крупнозернистым илам (кривая 3, рис. 7.4). Вычисленные по этим данным значения $\eta = 0,04—0,05$ почти не зависят от частоты в пределах от 5 до 50 кГц. Наиболее слабое поглощение происходит в пелитовых илах (кривая 1, рис. 7.4), и соответствующий коэффициент потерь на порядок ниже. Независимость величины η от частоты объясняется тем, что коэффициент поглощения β примерно пропорционален частоте (см. рис. 7.4), а следовательно, отношение β/ω , входящее в (8.9), почти постоянно при данном типе грунта.

На рис. 8.4 приведены расчетные зависимости модуля коэффициента отражения $|V|$ и фазы φ от угла падения звука на дно океана. Параметром кривых является коэффициент потерь, указанный на рисунке. Все кривые вычислены в предположении отражения звука от плоской границы, разделяющей две однородные среды. Плотность и скорость звука в первой среде — 10^3 кг/м³ (или 1 г/см³ в системе СГС) и 1500 м/с соответственно — харак-

терны для морской воды; плотность и скорость звука во второй среде — $1,5 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ ($1,5 \text{ г/см}^3$) и 1600 м/с — типичны для осадочного слоя дна. Согласно (8.4) это определяет угол полного внутреннего отражения, равный 60° .

При крутом падении лучей на границу раздела коэффициент отражения слабо зависит от угла падения и сохраняется почти неизменным, от $\theta=0$ до $\theta \approx 30^\circ$. В этом же угловом интервале не оказывает влияния на величину $|V|$ и поглощение во второй среде — все кривые полностью совпадают. Совершенно иная картина наблюдается при приближении угла падения к углу полного внутреннего отражения θ_0 . Если вторая среда является непоглощающей ($\eta=0$), модуль коэффициента отражения $|V|$ быстро

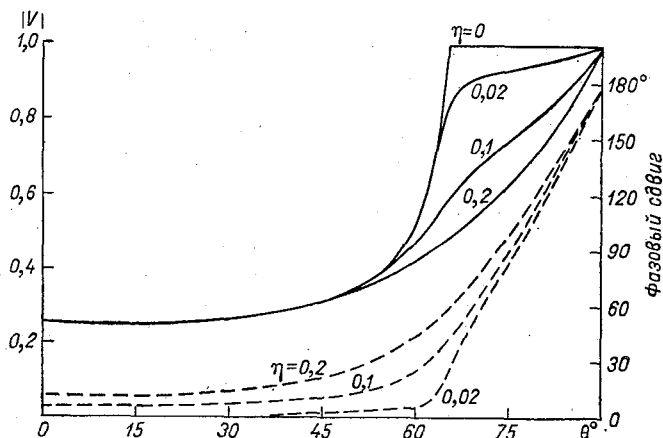


Рис. 8.4. Угловые зависимости модуля (сплошные линии) и фазы (пунктир) коэффициента отражения при разном поглощении во второй среде.

нарастает до 1, когда угол θ приближается к значению $\theta_0 = 60^\circ$. Дальнейшее увеличение угла θ уже не изменяет величину $|V|$.

При слабом поглощении ($\eta=0,02$, см. рис. 8.4) зависимость $|V(\theta)|$ мало изменяется: величина $|V|$ при $\theta \approx \theta_0$ также быстро увеличивается, примерно до значения 0,85, и далее на протяжении нескольких десятков градусов (примерно от 60 до 87°) медленно приближается к 1. При сильном поглощении ($\eta \geq 0,1$) кривая $|V(\theta)|$ на всем протяжении существенно отличается от 1, и лишь в самом конце, при $\theta \approx 90^\circ$ модуль $|V|$ становится равным 1. Однако столь большие значения η не характерны для осадков на дне океана и в большинстве реальных ситуаций поглощение в грунте можно не учитывать при расчетах интенсивности звуковой волны, отраженной дном.

Для решения практических задач обычно наиболее существенной является оценка энергетических соотношений, характеризующих

отражение звука. При плоской волне интенсивности прямой I_0 и отраженной I_1 звуковых волн связаны как

$$I_1 = |V|^2 I_0, \quad (8.14)$$

$|V|$ — модуль коэффициента отражения.

При сферической волне удобнее пользоваться формулой

$$I = \frac{I_{\text{изл}} |V|^2 r_0^2}{(R_1 + R)^2}, \quad (8.15)$$

где R_1 и R — расстояния от точки зеркального отражения до излучателя и приемника соответственно, $I_{\text{изл}}$ — сила звука на единичном расстоянии от излучателя, I — то же в точке приема, r_0 — единичное расстояние от излучателя. Введение этого последнего множителя обеспечивает правильную размерность в формуле, но не изменяет численных соотношений входящих в нее величин; обычно в расчетных формулах множитель r_0 опускается. Потери, связанные с поглощением звуковой энергии при распространении, в формуле (8.15) не учтены. Введение соответствующего множителя не представляет затруднений.

В заключение приведем расчет модуля коэффициента отражения, в случае падения звуковой волны из воды на гладкую поверхность, над которой находится воздух. Звуковая волна в этом случае практически полностью отражается обратно. Этот результат легко получить из формулы (8.6), если подставить в нее соответствующие значения m и n . Примем для воды $\rho = 10^3$ кг/м³, $c = 1500$ м/с, а для воздуха $\rho_1 = 1,3$ кг/м³, $c_1 = 330$ м/с; тогда $m = \rho_1/\rho = 1,3 \cdot 10^{-3}$ и $n = c/c_1 = 4,55$. При любом значении угла θ $n^2 \gg \sin^2 \theta$ и $m \cos \theta \ll n$. Следовательно,

$$|V| \simeq \frac{|m \cos \theta - n|}{m \cos \theta + n} \simeq \frac{|-n|}{n} = 1.$$

Приведенные формулы и численные оценки справедливы лишь в случае, если две однородные среды разделены плоской границей, на которой плотность и скорость звука изменяются скачком. Обе естественные границы океана — его поверхность и дно — во многом не отвечают такой идеализации. Поверхность океана можно рассматривать как плоскую границу лишь при акустических волнах, длина которых существенно превышает высоту неровностей взволнованной поверхности. В противном случае заметная часть звуковой энергии будет рассеиваться на этих неровностях и равенства (8.6), (8.10) и др. перестанут быть справедливыми. Практически это приводит к тому, что реальный коэффициент отражения от поверхности океана может оказаться заметно меньше единицы. Более подробно роль неровностей поверхности рассмотрена в главах VII и VIII.

Отражение от дна океана является процессом еще более сложным. Дно, так же как и поверхность, не является плоской границей раздела. Неровности рельефа играют заметную роль при

формировании отражений звуковой волны с частотами сотни герц и выше почти во всех глубоководных океанических районах. Кроме того, при частоте звука ниже 10—15 кГц в зонах, покрытых слоем осадков, становится заметным другое явление. Поглощение таких звуковых волн в осадочных породах не слишком велико, и звуковая энергия проникает в толщу дна на относительно большие глубины. Толща осадков не является однородной — во-первых, она стратифицирована и ее слои различаются по величинам ρ и c , а во-вторых, в ней могут существовать объемные неоднородности, в частности, обломки скал, что приводит к случайным пространственным вариациям величин ρ и c . Все это приводит к возникновению отраженных и рассеянных звуковых волн существенно ниже поверхности дна. Энергия этих вторичных волн частично возвращается в воду и суммируется с энергией, отраженной от верхней границы раздела.

Экспериментальные данные показывают, что несоответствие истинной картины принятой идеализации весьма велико; использование формул, приведенных в настоящем параграфе, для количественных оценок сигналов, отраженных от дна глубокого океана, малоперспективно. Роль этих формул сводится, главным образом, к объяснению физических процессов, происходящих на границах раздела сред. Вопрос о реальных звуковых сигналах, отраженных дном океана, рассматривается в гл. IX.

✓ § 9. Основной закон рефракции звука

В гл. II показано, что скорость звука в толще вод океана не остается постоянной и существенно зависит от глубины. Рассмотрим влияние вертикальных изменений скорости звука на направление распространения звуковых волн. Задачу будем решать в лучевом приближении.

Представим себе, что ниже горизонта z_0 скорость звука изменяется так, как показано на рис. 9.1 а плавной сплошной линией. Разобьем толщу воды на несколько слоев, в пределах каждого из которых будем считать скорость звука неизменной, а на границе слоев — изменяющейся скачком. Это позволит заменить плавную кривую $c(z)$ ступенчатой линией. На рис. 9.1 б построим один из лучей, распространяющийся в среде со скачкообразными изменениями скорости звука; по осям рисунка будем откладывать горизонтальную и вертикальную пространственные координаты.

В верхнем слое, характеризуемом скоростью звука c_0 , звуковой луч идет под углом θ_0 (рис. 9.1 б). На границе следующего слоя, где скорость звука скачком изменяется от c_0 до c_1 , происходит преломление звуковой волны; дальше она распространяется под углом θ_1 , причем, согласно (8.3),

$$\frac{\sin \theta_0}{\sin \theta_1} = \frac{c_0}{c_1}.$$

На границе следующего слоя направление луча вновь изменится, и новый угол θ_2 может быть определен из аналогичного выражения

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{c_1}{c_2}.$$

На следующей границе справедливо еще одно подобное же равенство

$$\frac{\sin \theta_2}{\sin \theta_3} = \frac{c_2}{c_3}.$$

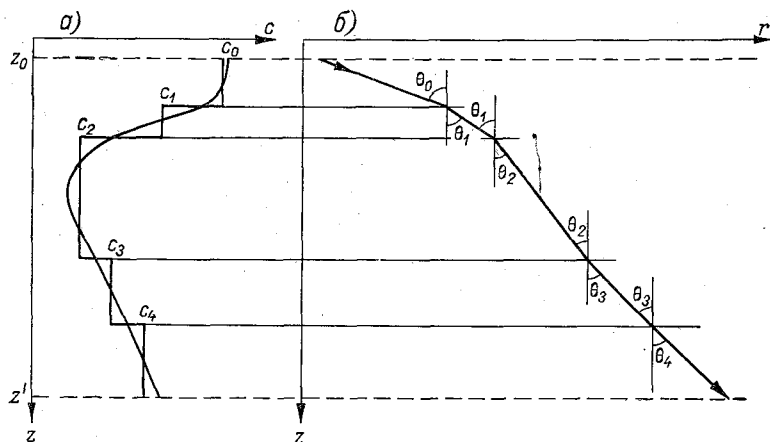


Рис. 9.1. К выводу основного закона рефракции.

a — профиль скорости звука; b — соответствующая ему траектория звукового луча.

Аналогичные отношения можно написать последовательно применительно к каждой из границ, разделяющих слои с постоянной скоростью звука. На данном конкретном рисунке их приведено пять, но мы мысленно продолжим профиль $c(z)$ вплоть до глубины, где скорость звука изменяется скачком от c_{K-1} до c_K . На этой границе справедливо отношение

$$\frac{\sin \theta_{K-1}}{\sin \theta_K} = \frac{c_{K-1}}{c_K}.$$

Перемножим правые и левые части всех равенств

$$\frac{\sin \theta_0 \cdot \sin \theta_1 \cdot \sin \theta_2 \dots \sin \theta_{K-1}}{\sin \theta_1 \cdot \sin \theta_2 \cdot \sin \theta_3 \dots \sin \theta_K} = \frac{c_0 c_1 c_2 \dots c_{K-1}}{c_1 c_2 c_3 \dots c_K}$$

и произведем сокращение общих множителей числителя и знаменателя. Тогда получим простое выражение

$$\frac{\sin \theta_0}{\sin \theta_K} = \frac{c_0}{c_K}.$$

Это выражение показывает, что при переходе с одного горизонта на другой угол наклона луча изменится тем больше, чем больше различие значений скорости звука на этих горизонтах.

Устремим теперь толщину каждого слоя к нулю, а их число к бесконечности, т. е. фактически вернемся к плавному профилю скорости звука рис. 9.1а. Величина c_k в пределе равна скорости звука на выбранном нижнем горизонте, z' , а угол θ_k — углу наклона луча на этом же горизонте. Обозначим их $c(z')$ и $\theta(z')$ соответственно и запишем последнее выражение в виде

$$\frac{\sin \theta_0}{\sin \theta(z')} = \frac{c_0}{c(z')} \quad (9.1)$$

Это выражение справедливо при любом значении z' и любых величинах c_0 и $c(z')$, в дальнейшем мы опустим значок «'» у величины z .

Выражение (9.1) позволяет сделать весьма важные заключения. В среде с изменяющейся скоростью звука звуковая энергия распространяется не по прямым, а по искривленным лучам. Если луч пересекает горизонты с разными значениями скорости, то и углы наклона луча на этих горизонтах также различны. Изменение угла наклона луча не зависит от промежуточных значений c , от закона, по которому изменяется скорость звука в рассматриваемом интервале глубин; оно полностью определяется начальным и конечным значениями c . Математическим выражением этих особенностей распространения звуковых волн является выражение (9.1), которое в дальнейшем мы будем называть основным законом рефракции, который вытекает из закона Снеллиуса (8.3).

Из (9.1) следует, что рефрагирующий луч всегда поворачивает в сторону уменьшения скорости звука — угол $\theta(z)$ уменьшается, если уменьшается величина $c(z)$ (см. рис. 9.1). Если в глубине океана есть область, соответствующая минимуму скорости звука, то звуковые лучи, распространяющиеся как выше, так и ниже нее, поворачивают в сторону $z(c_{\min})$, и звуковая энергия концентрируется на этих глубинах. Область глубин, содержащая минимум скорости звука, называется подводным звуковым каналом, а горизонт, соответствующий $c_{\min}$, — осью канала (подробнее см. гл. IV).

Следует обратить внимание еще на одно следствие формулы (9.1). Если звуковой луч пересекает два разных горизонта с одинаковыми значениями скорости звука, то независимо от формы кривой $c(z)$ между этими горизонтами, разности их глубин и пр., углы наклона луча на горизонтах с одинаковыми значениями c равны между собой.

Во многих случаях для решения задач практической гидроакустики удобнее пользоваться углами, которые лучи образуют не с вертикальной, а с горизонтальной плоскостью, т. е. углами

скольжения. Обозначив их χ и помня, что $\sin \theta = \cos \chi$, перепишем (9.1) в несколько ином виде

$$\frac{\cos \chi_0}{\cos \chi(z)} = \frac{c_0}{c(z)} = n(z) \quad (9.2)$$

или вдоль любого луча

$$\frac{\cos \chi(z)}{c(z)} = \text{const.} \quad (9.3)$$

Этими последними формулировками основного закона рефракции в дальнейшем изложении мы будем пользоваться чаще всего.

§ 10. Траектория луча в рефрагирующей среде

Путь распространения звуковых волн не будет прямолинейным, если скорость звука различна в разных точках среды. Многие вопросы практической гидроакустики могут быть с удовлетворительной точностью решены и в лучевом приближении. Лучевые методы достаточно точно определяют траекторию звуковых лучей, в том случае, если на длине акустической волны коэффициент преломления n (или скорость звука c) можно считать неизменными. Количественно это требование выражается в виде неравенства

$$a\lambda \ll 1. \quad (10.1)$$

Здесь λ — длина акустической волны, а a — относительный градиент скорости звука (см. § 5). При расчетах в лучевом приближении звукового давления в акустическом поле, кроме того, необходимо, чтобы угол скольжения луча был отличен от нуля, т. е. $\chi \neq 0$.

В океане наибольшие величины градиента скорости звука наблюдаются в слое скачка в низких широтах; там они отрицательны и могут достигать $-3 \div 4 \cdot 10^{-3}$ 1/м. На других глубинах и в других районах океана абсолютная величина a , как правило, меньше этих максимальных значений. Это позволяет оценить область частот акустических колебаний, распространение которых может быть описано лучевыми методами. Можно считать, что условие (10.1) выполняется в открытом океане повсеместно, если длина волны $\lambda \leq 0,1/a_{\max} \approx 25$ м, и, следовательно, частота $f \geq \geq 60$ Гц. При слабо выраженном слое скачка, или за его пределами, лучевые представления могут быть справедливы и для более низких частот.

Выберем прямоугольную систему координат с горизонтальной осью r и с вертикальной осью z , направленной вниз (рис. 10.1 а). Мы будем предполагать, что основные изменения скорости звука, а, следовательно, и коэффициента преломления, происходят в вертикальной плоскости; это позволит записывать эти величины только как функции глубины: $c(z)$, $n(z)$.

Предположим, что в точке с координатами $r=0$, $z=z_0$ находится источник звука. Рассмотрим луч, вышедший из этой точки вниз под углом χ_0 к горизонту. Для определенности положим, что скорость звука убывает при увеличении глубины. Тогда луч будет постепенно все круче отклоняться вниз, как показано на рис. 10.1 а.

Степень непрямолинейности траектории, кривизна луча тем больше, чем больше градиент скорости звука. Найдем соотношение между радиусом кривизны луча q и градиентом скорости звука. Радиус кривизны луча в пределах бесконечно малого элемента траектории луча, dR , может быть записан в виде

$$q = \left| \frac{dR}{d\chi} \right|.$$

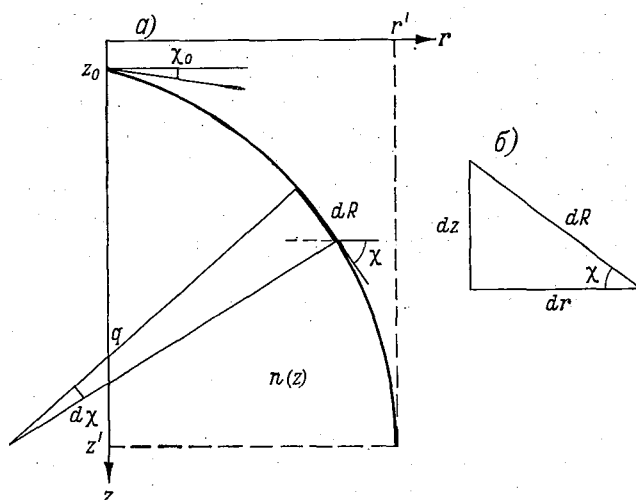


Рис. 10.1. Звуковой луч в рефрагирующей среде.

а — участок луча между глубинами z_0 и z' ; б — элемент луча dR .

В свою очередь, величина $dR = dz / \sin \chi$ (см. рис 10.1 б) и, следовательно,

$$q = \left| \frac{1}{\sin \chi (d\chi/dz)} \right|.$$

Продифференцируем по z выражение основного закона рефракции, записанное в виде $c \cos \chi_0 = c_0 \cos \chi$

$$\cos \chi_0 \cdot \frac{dc}{dz} = -c_0 \sin \chi \cdot \frac{d\chi}{dz},$$

или

$$\left| \sin \chi \cdot \frac{d\chi}{dz} \right| = \frac{\cos \chi_0}{c_0} \left| \frac{dc}{dz} \right| = a \cos \chi_0,$$

где a — относительный градиент скорости звука. Подставим полученное выражение в формулу для q

$$q = \frac{1}{a \cos \chi_0}. \quad (10.2)$$

Для каждого луча $\cos \chi_0 = \text{const}$, и радиус кривизны обратно пропорционален градиенту скорости звука; искривление луча тем меньше, чем круче он выходит из источника. При постоянстве градиента $q = \text{const}$ траектория луча представляет собой окружность.

Получим теперь уравнение $r(z)$ связывающее форму луча и характеристики среды; оно называется уравнением траектории луча.

Изобразим выделенный на луче бесконечно малый элемент dR в более крупном масштабе (см. рис. 10.1 б). Бесконечно малые величины dr и dz являются проекциями элемента dR на оси координат, а χ определяет угол скольжения луча в пределах выбранного элемента. Знак угла χ зависит от направления отсчета относительно горизонтальной оси. В выбранной системе координат угол χ положителен, если луч отклонен по часовой стрелке от оси r , т. е. если он идет вниз (рис. 10.1 б); угол χ отрицателен, если отклонение происходит против часовой стрелки и луч идет вверх.

Из простых геометрических соображений

$$\frac{dz}{dr} = \text{tg } \chi.$$

Решим это выражение относительно dr и проинтегрируем обе части равенства по глубине от z_0 (глубина источника) до некоторого z' (см. рис. 10.1 а). Тогда

$$r' = \int_{z_0}^{z'} \frac{dz}{\text{tg } \chi(z)}. \quad (10.3)$$

Расстояние r' , горизонтальное расстояние, соответствующее движению вдоль луча, является величиной, всегда положительной. Это автоматически получается при правильном учете знака угла χ в выражении (10.3). Однако для практических расчетов целесообразно преобразовать это выражение, исключив угол χ , и в дальнейшем вычислять лишь модуль интеграла (10.3), который численно равен горизонтальному расстоянию от точки излучения до выбранной на луче точки.

Функция $\text{tg } \chi(z)$ может быть обычным образом выражена через другие тригонометрические функции того же аргумента

$$\text{tg } \chi(z) = \frac{\sin \chi(z)}{\cos \chi(z)} = \frac{\sqrt{1 - \cos^2 \chi(z)}}{\cos \chi(z)}.$$

Пользуясь соотношением (9.2), перейдем от $\chi(z)$ к начальному углу χ_0 и к зависимости коэффициента преломления n от глубины z

$$\cos \chi(z) = \frac{c(z)}{c_0} \cos \chi_0 = \frac{\cos \chi_0}{n(z)}$$

и, следовательно,

$$\operatorname{tg} \chi(z) = \frac{\sqrt{n^2(z) - \cos^2 \chi_0}}{\cos \chi_0}.$$

Подставим это выражение в (10.3) и получим общее уравнение, определяющее траекторию луча в вертикальной плоскости

$$r = \cos \chi_0 \int_{z_0}^z \frac{dz}{\sqrt{n^2(z) - \cos^2 \chi_0}}. \quad (10.4)$$

Независимо от знака угла χ знак интегрального выражения в (10.4) всегда берется положительным, что обеспечивает выполнение условия $r > 0$.

В уравнении (10.4) опущен индекс «'» у величин r и z , что подчеркивает справедливость этого выражения при любых значениях z . Однако следует иметь в виду одно важное ограничение. Расширение пределов интегрирования в уравнении (10.4) [так же, как и в (10.3)] допустимо лишь до тех пор, пока рассматриваемый участок траектории звукового луча идет вниз или вверх монотонно, т. е. пока функция $z(r)$ не имеет экстремумов между глубинами z_0 и z . В противном случае однозначность связи величин r и z нарушается (см., например, рис. 10.2), и легко понять, что величина r , полученная в (10.4) после интегрирования и подстановки пределов, будет меньше истинного расстояния.

Правильный результат при такой форме траектории луча может быть получен, если разбить весь участок траектории на отрезки, разграниченные экстремальными точками, вычислять интегралы в пределах каждого отрезка отдельно, а результаты суммировать. Так, например, общее горизонтальное расстояние r , соответствующее участку луча между точками A и B рис. 10.2, может быть найдено как сумма расстояний $r_1 + r_2 + r_3$, соответствующих отрезкам траектории, разделенным точками минимума и максимума. Для каждого такого отрезка должен быть вычислен интеграл, подобный (10.4), с пределами

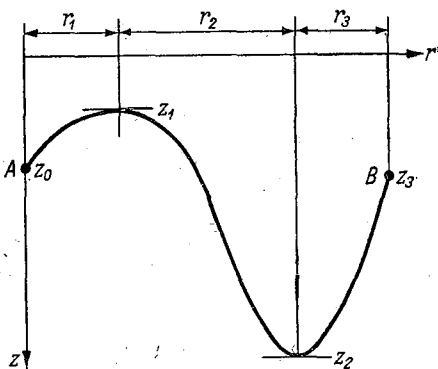


Рис. 10.2. Звуковой луч в рефрактирующей среде при наличии максимумов и минимумов функции $z(r)$.

интегрирования в соответствии с границами каждого отрезка. Так, например,

$$r_1 = \cos \chi_0 \int_{z_0}^{z_1} \frac{dz}{\sqrt{n^2(z) - \cos^2 \chi_0}},$$

$$r_2 = \cos \chi_0 \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{\sqrt{n^2(z) - \cos^2 \chi_0}} \text{ и т. д.}$$

Горизонтальная длина r_i i -того участка между глубинами z_{i-1} и z_i может быть записана как

$$r_i = \cos \chi_0 \int_{z_{i-1}}^{z_i} \frac{dz}{\sqrt{n^2(z) - \cos^2 \chi_0}}. \quad (10.4')$$

Выражения для разных отрезков различаются только пределами интегрирования, и суммарное расстояние r при разделении участка траектории луча на K отрезков может быть записано как

$$r = \sum_{i=1}^K r_i = \cos \chi_0 \sum_{i=1}^K \int_{z_{i-1}}^{z_i} \frac{dz}{\sqrt{n^2(z) - \cos^2 \chi_0}}, \quad (10.5)$$

где z_i — глубина точки, разграничивающей участки с номерами i и $i+1$.

Аналогичным образом вычисляется и время распространения звуковой волны вдоль луча. Возвращаясь к рис. 10.1, можно написать, что время, в течение которого волновая поверхность пробегает элемент луча dR , равно

$$dt = \frac{dR}{c(z)} = \frac{dz}{\sin \chi(z) c(z)}, \quad (10.6)$$

проинтегрируем это выражение от z_0 до z

$$t = \int_{z_0}^z \frac{dz}{c(z) \sin \chi(z)}. \quad (10.7)$$

Величина t всегда положительна, так же как и расстояние r . Поэтому при вычислении времени распространения вдоль луча следует иметь в виду те же ограничения на форму участка луча, что и при вычислении горизонтального расстояния r : функция $t(z)$ в пределах выбранного участка должна быть однозначной. Общее время распространения вдоль отрезка луча, содержащего максимумы и минимумы кривой $z(r)$ (а следовательно, и $z(t)$), должно вычисляться аналогично (10.5) как сумма отрезков вре-

мени, соответствующих участкам, разграниченным экстремумами функции

$$t = \sum_{i=1}^K t_i = \sum_{i=1}^K \int_{z_{i-1}}^{z_i} \frac{dz}{c(z) \sin \chi(z)}. \quad (10.7')$$

Отношение $dz/\sin \chi(z)$ в (10.7) и (10.7') принимается всегда положительным, и это освобождает от необходимости учитывать знаки угла χ и элемента dz .

Выражения $r(z)$ и $t(z)$, полученные выше, написаны в общем виде. Интегралы зависят от вида функций $c(z)$ (или $n(z)$). В последующих разделах показано, что интегралы (10.4) и (10.7) могут быть легко вычислены в интервалах глубин, где градиент скорости звука постоянен и где, следовательно, скорость $c(z)$ изменяется по линейному закону с изменением глубины.

Построение лучевых картин, вычисление горизонтальных расстояний r и времени распространения сигналов t обычно выполняется на ЭВМ методами численного интегрирования. Для этих целей разработан ряд программ, рассчитанных на машины различных типов и позволяющих использовать зависимости $c(z)$ достаточно сложного вида и достаточно близкие к реальным.

Ряд вычислительных программ, а также метод ручного построения лучевых картин, базируются на так называемой кусочно-линейной аппроксимации. Вся рассматриваемая глубина разбивается на ряд интервалов, и принимается, что в пределах каждого интервала $a = \text{const}$, а на границах интервала величина градиента изменяется скачком. Профиль $c(z)$ в этом случае превращается в ломаную линию. В пределах каждого слоя вычисляется участок траектории луча, а на границах слоев эти участки «сшиваются» с сохранением непрерывности угла скольжения χ . Чем большее число слоев выделено в рассматриваемом интервале глубин, тем лучше может быть аппроксимирован истинный профиль $c(z)$ и тем точнее будет построена траектория звукового луча.

§ 11. Лучевые трубки и фокусировка лучей

Для расчетов и описания силы звука, или интенсивности звукового поля, широко используется такое понятие, как лучевая трубка. Лучевой трубкой называется объем, занимаемый некоторым относительно узким пучком лучей, исходящим из одного источника. Энергия, излучаемая источником, распространяется вдоль лучей, и та ее часть, которая оказывается в пределах каждой лучевой трубки, уже не выходит за ее пределы, т. е. не пересекает воображаемых стенок трубки. В отсутствии поглощения мощность $\Delta\omega$, распространяющаяся в пределах каждой трубки, сохраняется неизменной на любом расстоянии от источника.

Средняя сила звука в пределах трубки может быть определена как $\Delta\omega/s(R)$, где $s(R)$ — площадь перпендикулярного лучам

сечения трубки на расстоянии R от источника. Форма и угловые размеры пучка лучей, образующего такую лучевую трубку, называемую часто элементарной, должны выбираться так, чтобы силу звука можно было считать одинаковой в пределах всего сечения s и примерно равной средней величине $\Delta\omega/s$. Это условие должно выполняться на любом расстоянии от источника. Необходимая степень точности выполнения этого условия определяется решаемой задачей — чем уже элементарные лучевые трубки, тем более подробную картину звукового поля можно рассчитать.

Целесообразные угловые размеры и конфигурации сечений лучевых трубок во многом зависят от диаграммы направленности излучателя. Угловые размеры лучевой трубки в двух взаимно перпендикулярных направлениях обычно выбирают различными, если растворы диаграммы направленности в этих направлениях также неодинаковы. Как правило, угловой раствор трубки должен быть много меньше раствора диаграммы направленности. При этом сила звука по сечению трубки будет примерно постоянной, по крайней мере, вблизи от источника.

Еще одним фактором, существенно влияющим на выбор углового раствора лучевых трубок, является рефракция лучей в среде. Вызываемые ею сгущения и разрежения лучей приводят соответственно к фокусировке и дефокусировке энергии. Для выполнения требования постоянства силы звука в пределах всего сечения лучевой трубки, оказывается необходимым так уменьшить ее угловой раствор, чтобы на любом расстоянии от источника сечение s оставалось много меньше областей сгущения и разрежения потоков энергии.

В горизонтально слоистой среде, в частности в водах океана, рефракция накладывает ограничения лишь на вертикальный раствор лучевой трубки. В таких условиях нет оснований ограничивать ее азимутальный раствор больше, чем этого требует характеристика направленности излучателя. При ненаправленном излучении в качестве элементарной лучевой трубки целесообразно принять объем, ограниченный коническими поверхностями, образованными вращением вокруг вертикальной оси двух близких лучей. Любые вертикальные сечения такой трубки одинаковы. Поперечное сечение может быть вычислено как $2\pi rl$, где l — размер сечения в плоскости rz , а r — горизонтальное расстояние от источника до выбранного сечения. Обе эти величины — и l , и r — зависят от расстояния R , отсчитываемого вдоль луча, от характеристик среды $c(z)$, и углов выхода лучей χ_0 и $\chi_0 + \Delta\chi_0$ из источника. В случае направленного источника оба угловых размера лучевой трубки должны быть ограничены, но причины, вызывающие эти ограничения, могут быть разными. В вертикальном направлении это и рефракция и направленность излучателя, в горизонтальном — только направленность излучателя.

На рис. 11.1 изображены две элементарные лучевые трубки с малым угловым раствором по обоим направлениям; рис. 11.1 *a* относится к среде с рефракцией, *б* — к однородной среде. Будем

считать, что в пределах каждой из элементарных трубок излучается одинаковая мощность Δw и что каждая трубка вырезает вблизи точки излучения одинаковый телесный угол Ω . Сила звука на расстоянии R , отсчитываемом вдоль луча, в случаях *a* и *б* может быть записана соответственно как:

$$I = \frac{\Delta w}{s} \quad \text{и} \quad I_0 = \frac{\Delta w}{s_0}. \quad (11.1)$$

Величины s и s_0 — поперечные сечения трубок на одинаковом расстоянии R . Сечение s_0 зависит лишь от угла Ω и расстояния R : $s_0 \approx \Omega R^2$. Сечение s , кроме того, зависит от условий рефракции, т. е. от вида функции $c(z)$ и угла выхода лучей χ_0 : $s = s[\Omega, R, c(z), \chi_0]$. Величина s может быть как больше, так и меньше сечения s_0 при равных значениях Ω , R и χ_0 . Сила звука,

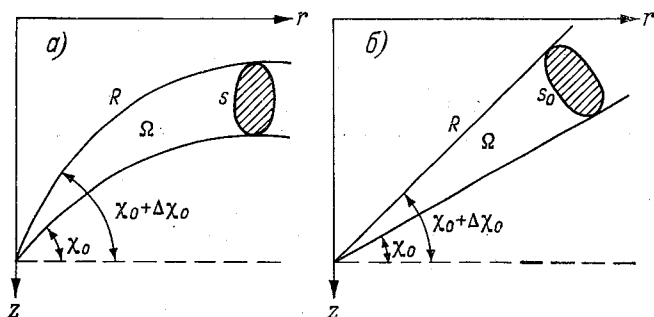


Рис. 11.1. К определению фактора фокусировки.

согласно (11.1), обратно пропорциональна сечению лучевой трубки и зависит от условий рефракции. Отношение силы звука I в среде, вызывающей рефракцию, к силе звука I_0 , измеренной на том же расстоянии в однородной среде, характеризует степень концентрации энергии и называется фактором фокусировки F

$$F = \frac{I}{I_0} = \frac{s_0(R)}{s[R, c(z), \chi_0]}. \quad (11.2)$$

Параметр Ω в (11.2) опущен, так как он одинаковым образом входит в выражения s и s_0 и при их делении друг на друга сократится.

Вид функции $s[R, c(z), \chi_0]$ достаточно сложен и может быть вычислен специальными методами из уравнения траектории луча. В областях, где $F < 1$, сила звука ниже, чем на том же расстоянии в однородной среде; это области понижений концентрации звуковой энергии. В областях, где $F > 1$, сила звука больше, чем в однородной среде.

Формула (11.2), определяющая фактор фокусировки, перестает быть справедливой при $F \gg 1$. Это области так называемых

каустик (см. гл. IV), где сечение лучевых трубок стремится к нулю. В таких областях звукового поля лучевые методы неприменимы, и задача может быть решена лишь в рамках волновой теории.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М., «Наука», 1973, гл. 1, с. 5—90.
2. Лысанов Ю. П. Теоретические основы гидроакустики. Изд. Московского ин-та радиоэлектроники и горной электромеханики, 1965, гл. 2, с. 35—103.
3. Сташкевич А. П. Акустика моря. Л., «Судостроение», 1966, гл. 5, 9, с. 106—139, 210—274.
4. Толстой И., Клей К. С. Акустика океана. Пер. с англ. М., «Мир», 1969, гл. 2, с. 22—74.

ГЛАВА IV

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗВУКА В СЛОИСТО-НЕОДНОРОДНОЙ ОКЕАНИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

§ 12. Условия отрицательной рефракции

В большинстве океанических ситуаций верхние слои воды характеризуются отрицательным градиентом скорости звука. Абсолютная величина этого градиента изменяется с глубиной, достигает максимальных значений в слое скачка, а затем постепенно уменьшается вплоть до оси подводного звукового канала. И лишь ниже этого горизонта начинается область устойчивых положительных градиентов. В большинстве практически важных случаев источник и приемник звука лежат в верхних слоях воды, в области отрицательных градиентов. Исключение представляют районы в высоких широтах, где возрастание скорости звука, особенно в зимние месяцы, может начинаться прямо от поверхности океана (см. § 5).

Рассмотрим траектории звуковых лучей, исходящих из источника, помещенного в область отрицательных градиентов. Согласно основному закону рефракции, все лучи отклоняются в сторону уменьшения скорости звука, что в данном случае соответствует отклонению вниз, в глубины океана. Семейство таких лучей изображено справа на рис. 12.1 и является частным случаем лучевой картины; слева изображен профиль скорости звука. Масштаб по оси глубин одинаков на обоих графиках рис. 12.1.

Самый нижний из этих лучей (1) вышел из точки излучения уже с некоторым наклоном вниз. Крутизна луча, угол скольжения, образуемый им с горизонталью, постепенно увеличивается. По мере увеличения расстояния r луч 1 все круче уходит в глубину, пока не выйдет за пределы области отрицательных градиентов или не достигнет дна. Луч 2, вышедший из точки излучения в горизонтальном направлении, попав в среду с отрицательным градиентом, сразу же начнет отклоняться вниз, и крутизна его наклона также увеличивается по мере удаления от источника.

Луч 3 направлен в момент выхода из источника под небольшим углом вверх. Действие отрицательного градиента в среде вызовет постепенное уменьшение крутизны луча, и на некотором расстоянии от излучателя угол наклона станет равным нулю; затем луч повернет вниз, так же как и лучи 1 и 2. Расстояние от точки излучения до точки заворота луча, т. е. расстояние, на котором кривая $z(r)$ образует максимум, тем больше, чем круче выходит луч из точки излучения.

Естественно, что по мере роста начальной крутизны луча точка заворота приближается к поверхности. При некотором, достаточно большом значении начального угла скольжения вершина траектории коснется поверхности (луч 4). Еще более крутые лучи,

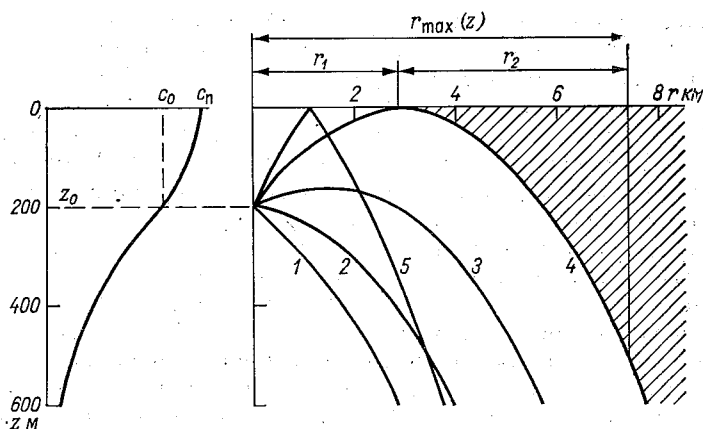


Рис. 12.1. Лучевая картина при отрицательной рефракции.

например, луч 5, будут отражаться от поверхности и быстро уходить в глубину с нарастающей крутизной.

Как показывает это рассмотрение, ни один луч, выходящий из источника, не попадает в зону, за пределами луча 4. Траектории всех лучей и более пологих, чем луч, касающийся поверхности, и более крутых, чем этот луч, уходят в глубины океана, не попадая в зону, заштрихованную на рис. 12.1. Это значит, что в эту зону звук от источника практически не будет проникать, независимо от мощности, направленности и ориентации излучателя. Эта зона называется зоной тени, а область вокруг источника, где проходят звуковые лучи, называется ближней освещенной (озвученной) зоной. Луч, касающийся поверхности и разграничивающий освещенную зону и зону тени, называется граничным лучом.

Следует отметить, что в зоне тени, несмотря на отсутствие прямых лучей, существует слабое звуковое поле, возникающее как из-за дифракционных явлений на границе зон, так и вследствие рассеяния звуковых волн на случайных неоднородностях среды.

Кроме того, в ряде случаев зона тени оказывается засвеченной лучами, отраженными от дна океана.

Условия отрицательной рефракции являются весьма неблагоприятными для работы многих акустических приборов. Приемные системы, находящиеся в зоне тени, могут либо совсем не «слышать» сигналы излучателя, либо слышать их сильно ослабленными. Эхо-сигналы от отражающих звук объектов исчезают или резко ослабляются на регистраторах эхо-локатора, сразу же, как только отражающий объект пересечет граничный луч и попадет в зону тени. На рис. 12.1 видно, что горизонтальное расстояние до границы зоны тени существенно зависит от глубины, где располагается приемный гидрофон или отражающий объект.

Количественные расчеты траекторий различных лучей, т. е. построение конкретной лучевой картины, определение параметров граничного луча, положения границы зоны тени и т. д. может быть сделано при использовании общего уравнения траектории луча (10.4) и конкретных гидрологических данных. Как уже упоминалось, такие задачи обычно решаются на ЭВМ, однако ряд характерных для океана количественных соотношений может быть оценен и без применения машинной техники, при разумном выборе некоторых упрощающих предположений. Наиболее распространенными среди них являются предположения о малости углов скольжения лучей и о постоянстве градиента скорости звука в выбранных интервалах глубин.

Рассмотрим условия заворота вниз луча, вышедшего из источника наверх под некоторым углом χ_{0m} . Обозначим c_0 и c_m — скорости звука на глубинах источника (z_0) и точки заворота (z_m) соответственно. Разность $\Delta c_m = c_m - c_0$ всегда положительна, так как луч завернет обратно только в том случае, если $c_m > c_0$. Воспользуемся соотношением (9.2)

$$\frac{\cos \chi_{0m}}{\cos \chi(z_m)} = \frac{c_0}{c(z_m)} = \frac{c_0}{c_0 + \Delta c_m}$$

и учтем, что в точке заворота $\cos \chi(z_m) = 1$. Так как угол χ_{0m} и величина Δc_m малы, левую и правую части написанного неравенства можно разложить в ряды и ограничиться первыми членами: $1 - \chi_{0m}^2/2 \simeq 1 - \Delta c_m/c_0$. Отсюда

$$\chi_{0m} \simeq \sqrt{2 \frac{\Delta c_m}{c_0}}. \quad (12.1)$$

Если градиент a постоянен в пределах рассматриваемого интервала глубин, величину χ_{0m} можно выразить также и через разность глубин z_m и z_0 . В случае отрицательной рефракции скорость звука на любой глубине может быть записана как

$$c(z) = c_0 [1 - a(z - z_0)]. \quad (12.2)$$

Разность Δc_m при этом равна $\Delta c_m = a c_0 (z_0 - z_m) = a c_0 \Delta z_m$. Подставим это выражение в (12.1) и получим

$$\chi_{0m} \simeq \sqrt{2a \Delta z_m}. \quad (12.3)$$

В частном случае, когда $z_m = 0$, $\Delta z_m = z_0$, формула (12.3) определяет угол выхода из источника граничного луча, касающегося в точке заворота поверхности океана. Обозначим этот угол $\chi_{гр}$

$$\chi_{гр} \simeq \sqrt{2a z_0}. \quad (12.3')$$

Максимального значения $\chi_{гр}$ достигает при положении излучателя на горизонте, соответствующем минимальной скорости звука, например, при $c_0 \simeq 1460$ м/с. Во всех случаях Δc не больше 70—80 м/с, и, согласно (12.1), $\chi_{гр} \leq 0,3$ рад. $\simeq 18^\circ$. В большей части практических задач гидроакустики глубина погружения источника существенно меньше глубины, соответствующей c_{min} , а величина $\chi_{гр}$ еще меньше и не превышает нескольких градусов.

Определим горизонтальное расстояние от места расположения излучателя до границы зоны тени и зависимость этого расстояния от глубины точки приема. На рис. 12.1 это расстояние обозначено r_{max} . Величину r_{max} мы будем искать, пользуясь общим уравнением траектории луча (10.4), как сумму горизонтальных размеров двух участков: r_1 — до точки касания поверхности лучом ($z=0$) и r_2 — после точки касания. Согласно (10.4') и (10.5)

$$r_{max} = r_1 + r_2 = \cos \chi_{гр} \left[\int_{z_0}^0 \frac{dz}{\sqrt{n^2(z) - \cos^2 \chi_{гр}}} + \int_0^z \frac{dz}{\sqrt{n^2(z) - \cos^2 \chi_{гр}}} \right]. \quad (12.4)$$

Величина z в пределе второго интеграла произвольна, но соответствует ниспадающей части траектории луча. Коэффициент преломления в рассматриваемом случае может быть записан в виде

$$n(z) = \frac{c_0}{c(z)} = \frac{1}{1 - a(z - z_0)}.$$

Введя новую переменную интегрирования $x = \cos \chi(z) = \cos \chi_{гр} [1 - a(z - z_0)]$ и произведя необходимые преобразования в (12.4), сводим эти интегралы к табличным

$$r_{max} = \frac{1}{a \cos \chi_{гр}} \left[\int_{\cos \chi_{гр}}^1 \frac{x dx}{\sqrt{1 - x^2}} + \int_1^{\cos \chi(z)} \frac{x dx}{\sqrt{1 - x^2}} \right].$$

После вычисления этих интервалов получаем

$$r_{max} = \frac{\sin \chi_{гр} + \sin \chi(z)}{a \cos \chi_{гр}}. \quad (12.5)$$

Так как угол $\chi_{\text{гр}}$ мал, приближенно

$$r_{\text{max}} \approx \frac{\chi_{\text{гр}} + \chi(z)}{a}. \quad (12.6)$$

Часто расстояние до зоны тени удобнее выражать через глубины источника и приемника, при малом угле $\chi_{\text{гр}}$ это нетрудно сделать. Восходящая (от z_0 до $z=0$) и ниспадающая (от $z=0$ до z) ветви граничного луча описываются одним и тем же уравнением (10.4) и подчиняются одинаковым закономерностям. Это позволяет по аналогии с (12.3') написать $\chi(z) \approx \sqrt{2az}$ и подставить эти выражения в (12.6) вместо $\chi_{\text{гр}}$ и $\chi(z)$. Произведя простые преобразования, получим окончательную, весьма удобную формулу для определения расстояния до границы зоны тени в случае постоянного градиента скорости звука

$$r_{\text{max}} \approx \sqrt{\frac{2}{a}} (Vz_0 + Vz). \quad (12.7)$$

При глубинах источника и приемника в пределах нескольких сотен метров и при средней величине отрицательного градиента -10^{-4} 1/м граница зоны тени начинается на расстоянии нескольких километров от излучателя. Протяженность освещенной зоны тем меньше, чем ближе к поверхности находятся корреспондирующие точки. Приведенные оценки свидетельствуют о части тех трудностей, с которыми встречается всякий, решивший использовать гидроакустическую аппаратуру в условиях отрицательной рефракции в океане.

Отметим еще одно обстоятельство, сопутствующее проникновению звукового поля из верхних слоев океана вниз через слой скачка скорости звука. Для простоты рассуждений будем считать, что на глубине этого слоя скорость звука изменяется действительно скачком от c до $c_1 < c$ и что на границу сверху падает плоская волна. Этот случай полностью соответствует приведенному в предыдущей главе на рис. 8.1. Далее мы воспользуемся для вычислений обозначениями, принятыми на этом рисунке.

Будем рассматривать лучи 1 и 2 как границы элементарной лучевой трубки и найдем, как изменяется ее сечение при переходе через границу. Мерой этого сечения будем считать поперечный размер трубки в плоскости чертежа, так как другой размер сечения не изменяется при переходе через границу. Выше слоя скачка размер сечения трубки равен $l=AA'$, а ниже — $l_1=BB'$. В горизонтально-слоистой среде отношение l/l_1 можно рассматривать как фактор фокусировки F . Используя два прямоугольных треугольника с общей гипотенузой AB , можно написать

$$F = \frac{l}{l_1} = \frac{AA'}{BB'} = \frac{\sin \chi}{\sin \chi_1}. \quad (12.8)$$

Пользуясь обычным приемом, выразим угол χ_1 через начальный угол χ и коэффициент преломления $n=c/c_1$ на границе раздела: $\sin \chi_1 = (1/n) \sqrt{n^2 - \cos^2 \chi}$.

Подставляя полученное значение в (12.8), легко получить

$$F = \frac{n \sin \chi}{\sqrt{n^2 - \cos^2 \chi}} < 1. \quad (12.9)$$

Выражение (12.9) показывает, что при переходе через слой скачка элементарные лучевые трубки расширяются, т. е. происходит ослабление силы звука, дефокусировка энергии. Отношение $l/l_1 = F$ является мерой этого ослабления; на рис. 12.2 приведена кривая зависимости $F(\chi)$ при значении $c/c_1 = 1,025$, типичном для слоя скачка в океане. Рисунок показывает, что дефокусировка энергии будет тем больше, чем более полого подходят звуковые лучи к этому слою.

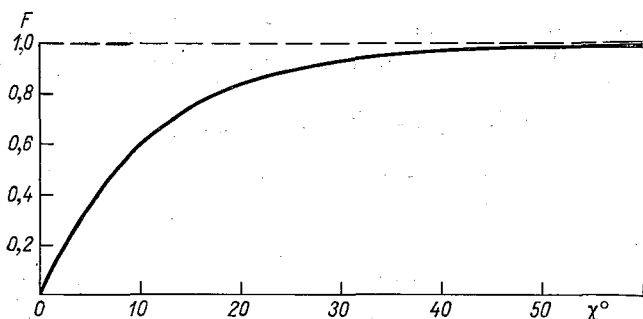


Рис. 12.2. Дефокусировка акустической энергии на слое скачка скорости звука; $c/c_1 = 1,025$.

§ 13. Лучевая картина в приповерхностном звуковом канале

Рассмотрим теперь случай, когда положительные градиенты скорости звука начинаются от самой поверхности океана. Такая ситуация при градиентах до $5 \cdot 10^{-5}$ 1/м имеет место зимой в относительно высоких широтах; область положительных градиентов простирается в этом случае до дна океана. В теплых водах под самой поверхностью, до глубин 50—100 м, в ночные часы иногда также наблюдаются положительные градиенты скорости звука, но их величины еще меньше и эти условия мало устойчивы.

Большое влияние на распространение звуковых волн при положительных приповерхностных градиентах скорости оказывает сама поверхность океана. В этом параграфе мы ограничимся идеализацией, считая поверхность океана плоской границей с коэффициентом отражения $|V|=1$. Это эквивалентно условию, что высоты неровностей поверхности очень малы по сравнению с длиной акустической волны. Обычно этому требованию удовлетворяют акустические колебания с частотами не выше сотен герц, а при благоприятных условиях до 5—6 кГц. С другой стороны, лучевая трактовка распространения звука в рассматриваемой ситуации справедлива лишь для акустических волн с $\lambda \ll z_{\text{гп}}$, где $z_{\text{гп}}$ — глубина простираения положительных градиентов.

Минимальные частоты, при которых лучевая трактовка остается еще допустимой, составляют в условиях холодных вод открытого океана ($z_{гр} \approx 5 \cdot 10^3$ м) единицы герц; в мелководных северных морях (и в теплых водах глубокого океана) эти частоты повышаются до 100—150 Гц из-за малости величин $z_{гр}$.

Таким образом, развиваемые ниже классические представления о лучевом распространении звука в области положительных приповерхностных градиентов справедливы, строго говоря, лишь в узком диапазоне частот. Сверху этот диапазон ограничивается эффектами затенения и интенсивного рассеяния на взволнованной поверхности океана, снизу — сопоставимостью величин длины акустической волны и глубины простираения области положительных градиентов.

Типичная для рассматриваемых условий лучевая картина приведена на рис. 13.1; предполагается, что источник звука находится

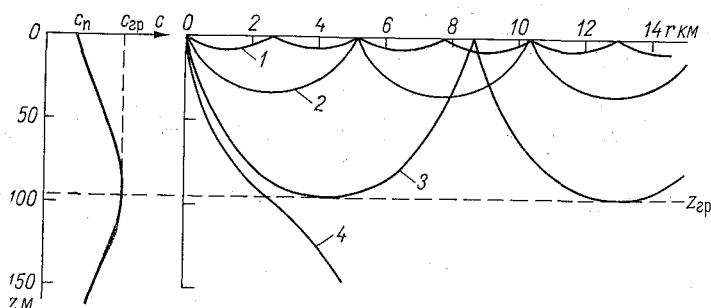


Рис. 13.1. Лучевая картина в условиях приповерхностного канала.

в начале координат на поверхности. Кривая $c(z)$ изображена, как обычно, слева. Любой луч, выходящий из источника, постепенно становится все более пологим. Если угол выхода луча не слишком велик, рано или поздно он повернет к поверхности (лучи 1, 2, 3). Угол, под которым луч вышел к поверхности, согласно закону рефракции, всегда равен по абсолютной величине углу, под которым луч покинул источник. После отражения от поверхности луч вновь войдет в водную среду под тем же углом и в том же направлении, как и при выходе из источника. Он снова проделает путь, аналогичный описанному, отразится от поверхности, снова войдет в толщу воды и т. д.

Характерной чертой этой океанической ситуации является то обстоятельство, что пологие звуковые лучи все время остаются в некотором приповерхностном слое воды с положительным градиентом скорости. Благодаря этому звуковая энергия удерживается в этом слое и может распространяться в нем на значительные расстояния. Этот слой называется приповерхностным звуковым каналом, и его свойства обеспечивают выгодные условия распространения звуковых волн. В отличие от отрицательной рефракции здесь

нет зоны тени, и приемник принимает устойчивый сигнал даже при большом удалении от излучателя.

Почти в каждую удаленную от источника точку канала попадают несколько лучей, и звуковые волны, пришедшие вдоль них, суммируются. При стабильных фазах пришедших сигналов в пространстве должна образоваться неподвижная интерференционная картина с характерными максимумами и минимумами. Однако в реальных условиях эта интерференционная картина смазывается из-за рассеяния звука взволнованной поверхностью океана и приповерхностным водным слоем.

На любом расстоянии от источника каналные лучи остаются в интервале глубин от 0 до $z_{\text{гр}}$. В горизонтальном направлении расхождение лучей остается таким же, как в однородной среде, и соответствует сферическому закону. Звуковую энергию, распространяющуюся в приповерхностном канале, можно представить себе «растекающейся» по поверхности вертикального цилиндра; ось этого воображаемого цилиндра проходит через точку излучения, длина образующей равна $z_{\text{гр}}$, а его радиус непрерывно увеличивается и равен $r \simeq ct$. На достаточно большом удалении от источника можно считать, что интенсивность звука убывает обратно пропорционально расстоянию $R \simeq r$, а не квадрату расстояния, как в однородной среде. Такой закон убывания силы звука называется цилиндрическим, и он присущ каналным условиям дальнего распространения звука в океане.

Участок луча между двумя последовательными выходами к поверхности называется циклом. Горизонтальная длина цикла d зависит от угла выхода луча из источника. При данной $c(z)$ она тем больше, чем больше угол выхода луча (см. рис. 13.1). Одновременно с увеличением длины цикла растет и глубина точки заворота, глубина проникновения лучей в толщу воды. Наиболее пологие лучи стелются вдоль поверхности; более крутые достигают нижней границы канала, т. е. глубины $z_{\text{гр}}$, где либо возрастание скорости звука сменяется убыванием, либо находится дно океана.

Для простоты вычислений положим, что в пределах приповерхностного канала положительный градиент a постоянен по величине. Используя обозначения, принятые в § 12, можно записать скорость звука на глубине z как

$$c(z) = c_0(1 + az), \quad (13.1)$$

c_0 — скорость звука на горизонте источника, т. е. при $z = 0$. Линеиность зависимости скорости звука от глубины дает возможность использовать для оценок некоторые формулы, полученные в § 12.

Формула типа (12.3') позволяет вычислить глубину z_m заворота, луча в зависимости от угла χ_0 , угла его выхода из источника звука, находящегося на поверхности. По аналогии $\chi_0 \simeq \sqrt{2az_m}$ и, решая это выражение относительно z_m , получаем

$$z_m \simeq \frac{\chi_0^2}{2a}. \quad (13.2)$$

Если величина z_m больше глубины нижней границы канала $z_{гр}$, луч, вышедший из источника, не будет захвачен каналом и уйдет в область отрицательных градиентов (луч 4, рис. 13.1). Ниже $z_{гр}$ знак кривизны луча изменится, луч начнет отклоняться вниз и уйдет из приповерхностного канала. Точка пересечения лучом границы канала является точкой перегиба луча. Эффективность действия канала, сила канала, обычно оценивается интервалом углов выхода лучей, захватываемых каналом. Чем больше этот интервал, тем сильнее канал, тем эффективнее его действие. В случае приповерхностного канала и расположения источника при $z_0 = 0$, канал захватывает лучи с углами выхода от $\chi_0 = 0$ до $\chi_{гр} = \sqrt{2az_{гр}}$.

В зимнее время на севере, в глубоком океане, угол выхода канальных лучей может достигать $15-20^\circ$, а в низких широтах, как правило, не превышает нескольких градусов.

Для расчета длины цикла d воспользуемся формулой (12.5), положив в ней $r_{max} = d$; $z = 0$; тогда $\chi(z) = \chi_{гр} = \chi_0$ и

$$d = \frac{\sin \chi_0 + \sin \chi_0}{a \cos \chi_0},$$

или окончательно

$$d = \frac{2 \operatorname{tg} \chi_0}{a} \simeq \frac{2\chi_0}{a}. \quad (13.3)$$

Формулы (13.2) и (13.3) дают количественную связь величин z_m и d с величинами a и χ_0 .

При большей части гидрологических условий заворот лучей происходит на глубинах сотни или даже десятки метров, если угол выхода лучей из источника не превышает единиц градусов. Значения длин циклов составляют единицы и десятки километров и, как правило, на порядок больше соответствующих глубин точек заворота лучей.

Следует заметить, что все полученные соотношения в реальных условиях могут оказаться существенно нарушенными из-за волнения поверхности. Эти нарушения будут особенно заметными при малых значениях χ_0 , сравнимых с углом наклона волн на поверхности океана.

Вернемся вновь к рис. 13.1. Легко понять, что в каждую точку поверхности, удаленную от источника, попадают лишь некоторые лучи, распространяющиеся в канале. Это лучи, у которых длина цикла целое число раз укладывается на расстоянии, разделяющем излучатель и выбранную точку, которую мы будем называть в дальнейшем точкой приема. Остальные лучи проходят под этой точкой на той или иной глубине. Для каждого из лучей, попадающих в точку приема, должно выполняться условие

$$r = Nd,$$

где r — расстояние между излучателем и приемником, а N — некоторое целое число, которое тем больше, чем короче цикл. Обозначим χ_r углы выхода из источника лучей, приходящих к приемнику,

находящемуся на расстоянии r , подставим в последнее равенство величину d из (13.3) и решим его относительно числа циклов N

$$N = \frac{ar}{2 \operatorname{tg} \chi_r}. \quad (13.4)$$

Величина N тем больше, чем короче цикл, т. е. чем меньше угол выхода лучей из источника. Поскольку N всегда целое число, угол χ_r может принимать лишь дискретные значения, которые и определяют углы выхода тех лучей, которые попадут в точку приема. Число лучей, приходящих в точку приема, теоретически бесконечно велико, так как N может принимать любые значения, от некоторого $N_{\min}$ до ∞ .

Условие $N = \infty$ соответствует лучу, вышедшему из источника под бесконечно малым углом и совершающим на расстоянии r бесконечно большое число циклов бесконечно малой длины. Однако при $\chi_0 \rightarrow 0$ лучевая трактовка и принятая идеализация становятся неприемлемыми, и законы распространения очень пологих лучей могут существенно отличаться от описанных выше.

Малые значения N соответствуют относительно крутым лучам; $N_{\min}$ соответствует самому крутому лучу из числа приходящих к приемнику. При достаточно большом расстоянии от излучателя до приемника даже наиболее крутые канальные лучи ($\chi_0 = \chi_{r \max}$ близко к χ_{rp}) успевают сделать на этой дистанции несколько циклов и $N_{\min}$ оказывается больше 1. Еще более крутые лучи, с углами выхода от $\chi_{r \max}$ до χ_{rp} , хотя и удерживаются каналом, но не попадают в точку приема, так как расстояние r не кратно длине их циклов. Величина $N_{\min}$ может быть определена из (13.4) как

$$N_{\min} = \frac{ar}{2 \operatorname{tg} \chi_{r \max}}.$$

Угол $\chi_{r \max}$ мал, и, следовательно, $\operatorname{tg} \chi_{r \max} \simeq \chi_{r \max} \leq \sqrt{2az_{rp}}$. Подставляя это выражение в написанную выше формулу, получаем следующее неравенство:

$$N_{\min} \leq \frac{r}{2} \sqrt{\frac{a}{2z_{rp}}}. \quad (13.5)$$

Так, например, при $a = 5 \cdot 10^{-5}$ 1/м, $z_{rp} = 200$ м и $r = 10$ км, минимальное число циклов равно 2, а при $a = 2 \cdot 10^{-5}$ 1/м, $z_{rp} = 3$ км и $r = 20$ км, $N_{\min} = 5$.

§ 14. Время распространения сигналов в приповерхностном канале

Для расчета времени пробега звуковых сигналов, распространяющихся вдоль лучей в приповерхностном канале, воспользуемся общим уравнением, полученным в § 10,

$$t = \sum_{i=1}^K \int_{z_{i-1}}^{z_i} \frac{dz}{c(z) \sin \chi(z)}. \quad (10.7')$$

Напомним, что z_{i-1} и z_i — глубины источника, приемника и экстремальных точек траектории луча. При расположении источника и приемника на поверхности в качестве интервалов интегрирования целесообразно выбрать отрезки луча от поверхности до точек заворота. Тогда можно считать, что

$$\begin{aligned} z_0 = z_2 = z_4 = \dots = 0, \\ z_1 = z_3 = z_5 = \dots = z_m. \end{aligned}$$

Ввиду горизонтальной однородности среды восходящая и нисходящая половины каждого цикла идентичны с точностью до знака угла χ . Промежутки времени, в течение которых сигналы распространяются в пределах каждой половины цикла, равны между собой. Обозначим каждый из этих промежутков τ и запишем, что

$$t = 2N\tau, \quad (14.1)$$

где N — число циклов луча между точками излучения и приема. Длительность пробега сигнала вдоль одного полуцикла луча может быть записана как

$$\tau = \int_0^{z_m} \frac{dz}{c(z) \sin \chi(z)}. \quad (14.2)$$

Для вычисления интеграла (14.2) перейдем от аргумента z к новой переменной χ . Для этого продифференцируем по z выражение (9.2') $\cos \chi(z)/c(z) = \text{const}$ при выбранном законе изменения скорости звука $c = c_0(1 + az)$ (13.1). В результате дифференцирования получаем

$$\frac{-c(z) \sin \chi \cdot \frac{d\chi}{dz} - ac_0 \cos \chi(z)}{c^2(z)} = 0.$$

Приравнявая к нулю числитель полученной дроби, запишем в (14.2) подынтегральную функцию в виде

$$\frac{dz}{c(z) \sin \chi(z)} = - \frac{d\chi}{ac_0 \cos \chi}.$$

Заменяв пределы интегрирования, получаем

$$\tau = \frac{1}{ac_0} \int_0^{\chi_0} \frac{d\chi}{\cos \chi}.$$

Этот интеграл является табличным, и величина τ легко вычисляется

$$\tau = \frac{1}{2ac_0} \ln \frac{1 + \sin \chi_0}{1 - \sin \chi_0}. \quad (14.3)$$

Полное время распространения сигнала по траектории луча от излучателя до приемника, находящегося на расстоянии r , равно

$$t = \frac{N}{ac_0} \ln \frac{1 + \sin \chi_r}{1 - \sin \chi_r}, \quad (14.4)$$

где N — число циклов луча между корреспондирующими точками. В выражении (14.4) угол выхода лучей обозначен как χ_r ; это подчеркивает, что оно справедливо для всех лучей, приходящих в точку приема.

Из формулы (14.3) видно, что время распространения вдоль одного цикла тем больше, чем больше угол выхода χ_0 ; это естественное следствие увеличения длины цикла с ростом крутизны лучей. Число циклов N , в свою очередь, является функцией угла выхода χ_r (13.4), но в отличие от τ величина N уменьшается с ростом крутизны лучей. Таким образом, формула (14.4) не дает наглядного представления об истинной зависимости времени распространения сигнала от параметров луча N или χ_r .

Для выявления этой зависимости выразим время пробега t при заданном расстоянии r как функцию только числа N , исключив из формулы угол выхода χ_r . При этом воспользуемся тем, что величины $\sin \chi_r$ и χ_r малы, и разложим в ряд последовательно функции $\ln$ и $\sin$, входящие в (14.4). Для перехода от χ_r к N решим (13.4) относительно χ_r и разложим arctg также в ряд по степеням $(ar/2N) \ll 1$; во всех случаях будем удерживать члены первой, второй и третьей степеней малости*. В результате алгебраических преобразований получаем

$$t(r, N) \simeq \frac{r}{c_0} \left(1 - \frac{a^2 r^2}{24 N^2} \right). \quad (14.5)$$

Из формулы (14.5) вытекает несколько интересных следствий. Наибольшее время распространения соответствует большим N , т. е. лучам, стелющимся вдоль поверхности и совершающим максимальное число циклов на трассе распространения. В пределе, при $N \rightarrow \infty$, это время стремится к $t_{\max} = r/c_0$. Чем меньше величина N , тем дальше отходят лучи от поверхности и тем быстрее они попадают в точку приема. Этот, на первый взгляд, парадоксальный результат, легко объясняется тем, что скорость распространения звука в нижних слоях больше, чем в верхних, и влияние этого эффекта оказывается заметно больше влияния удлинения трассы распространения. Фактические расстояния, пробегаемые лучами в толще воды, в связи с пологостью лучей мало различаются между собой. На лучевых картинах эти различия существенно подчеркнуты и преувеличены, так как для удобства изображения масштаб по оси расстояний r всегда выбирается значительно более мелким, чем по оси глубин z .

* Напомним, что при $\sin \chi_r \ll 1$ $\ln [(1 + \sin \chi_r)/(1 - \sin \chi_r)] \simeq 2 \sin \chi_r [1 + (1/3) \sin^2 \chi_r]$; при $\chi_r \ll 1$ $\sin \chi_r \simeq \chi_r - (1/6) \chi_r^3$; и при $ar \ll 1$ $\chi_r = \operatorname{arctg} [ar/(2N)] \simeq ar/(2N) - (1/3) [ar/(2N)]^3$.

Сигнал в точке приема представляет собой сумму сигналов, пришедших по различным лучам. Различие времени распространения по разным лучам приводит к разновременности приходов сигналов в точку приема. Общий интервал времени T , в течение которого в точку приема приходят сигналы, равен разнице значений $t_{\max}$ и $t_{\min}$, т. е. согласно (14.5),

$$T = t(r, N_{\max}) - t(r, N_{\min}) = \frac{a^2 r^3}{24 c_0 N_{\min}^2}. \quad (14.6)$$

Исключим из этого выражения величину $N_{\min}$, используя выражение (13.5), и получим

$$T \geq \frac{a z_{\text{гp}}}{3 c_0} r. \quad (14.6')$$

Из этой последней формулы следует, что при прочих равных условиях продолжительность сигнала в точке приема возрастает пропорционально расстоянию от источника звука. В реальных условиях величина T может достигать довольно больших значений. Так, например, в двух типичных случаях приповерхностного канала, анализировавшихся выше (см. стр. 67), интервал T равен 17 мс при расстоянии до точки приема 10 км ($a = 5 \cdot 10^{-5}$ 1/м, $N_{\min} = 2$) и 4 с при $r = 200$ км ($a = 2 \cdot 10^{-5}$, $N_{\min} = 5$).

Промежуток времени T заполнен приходящими сигналами неравномерно. Интервал Φ между двумя последовательно приходящими сигналами может быть найден на основании формулы (14.5), как

$$\Phi(N) = t(r, N+1) - t(r, N) = \frac{r}{c_0} \left[-\frac{a^2 r^2}{24 (N+1)^2} + \frac{a^2 r^2}{24 N^2} \right].$$

Или, после приведения выражения в квадратных скобках к общему знаменателю

$$\Phi(N) \simeq \frac{a^2 r^3}{24 c_0} \frac{2N+1}{(N+1)^2 N^2}. \quad (14.7)$$

В табл. 14.1 приведены рассчитанные значения $\Phi(N)$ для двух случаев: Φ_1 при $r = 10$ км и $a = 5 \cdot 10^{-5}$ 1/м и Φ_2 при $r = 200$ км и $a = 2 \cdot 10^{-5}$ 1/м.

ТАБЛИЦА 14.1
Значения $\Phi(N)$ в мс

N	2	3	5	10	20	50
$\Phi_1(N)$	9,6	3,4	0,86	0,12	0,016	0,0011
$\Phi_2(N)$	—	—	1100	150	22	1,4

Суммарный сигнал в точке приема является суперпозицией сигналов, пришедших по разным лучам с различными запаздываниями. На уровень каждого из этих сигналов влияют как величины фактора фокусировки, которые могут быть разными для разных лучей, так и поглощение звука на трассах распространения.

Неоднородности океанической среды, в частности, неровности ее поверхности, вызывают случайные флуктуации фазы и амплитуды каждого из сигналов, что неизбежно приводит и к флуктуациям суммарного поля в точке приема.

При импульсном излучении, при достаточно коротких посылках, приходящие сигналы вначале разделяются во времени, а затем начнут перекрываться и суммироваться. Условия суммирования в этом случае будут такими же, как и при монохроматическом излучении. Суммарный сигнал в точке приема постепенно нарастает, а его огибающая флуктуирует. После прихода последних посылок, распространявшихся вдоль стелющихся лучей при $\chi_0 \rightarrow 0$, сигнал в точке приема резко обрывается и его уровень практически скачком падает до нуля. Типичный вид таких сигналов приведен в § 16, посвященном подводному звуковому каналу.

§ 15. Распространение звука в подводном звуковом канале

Типичная для открытого глубокого океана кривая $c(z)$ приведена на рис. 15.1 слева. От поверхности до глубины, соответствующей минимуму скорости звука, простирается область отрицательной рефракции, отрицательных градиентов скорости звука. Ниже этого горизонта условия соответствуют положительной рефракции звуковых лучей, т. е. положительным градиентам скорости.

Область глубин, содержащая минимум скорости звука, называется подводным звуковым каналом (ПЗК). Горизонт z_k , где кривая $c(z)$ имеет минимум, называется осью ПЗК. Скорость звука у поверхности будем обозначать c_n , на оси канала c_k , на глубине источника c_0 , у дна c_d . В случае, изображенном на рис. 15.1, $c_n < c_d$ и границами канала являются поверхность и горизонт z_{gr} , где скорость звука равна $c_{gr} = c_n$.

Представим себе источник, помещенный на оси канала, т. е. $c_0 = c_k$ и $z_0 = z_k$. Лучи, выходящие из источника с небольшим отклонением вниз, попадают в область положительной рефракции, постепенно теряют крутизну (рис. 15.1, пунктир), заворачивают вверх и возвращаются на исходный горизонт под таким же углом, под каким они покинули источник. Пересекая ось канала, луч проникает в верхнюю область, область отрицательной рефракции. Там луч снова постепенно теряет крутизну, поворачивает вниз и пересекает ось канала. Дальше цикл повторяется, луч многократно пересекает ось канала, переходит из области отрицательных градиентов в область положительных и вновь возвращается в верхнюю часть канала и снова углубляется под горизонт z_k .

Угол, под которым луч пересекает ось канала, на всем протяжении его траектории остается неизменным и равным углу выхода луча из источника. Неизменными сохраняются и глубины проникновения данного луча в области положительных и отрицательных градиентов и горизонтальные расстояния, пробегаемые лучом над или под осью канала между двумя его последовательными пересечениями, т. е. длины полуциклов. И глубины точек заворота

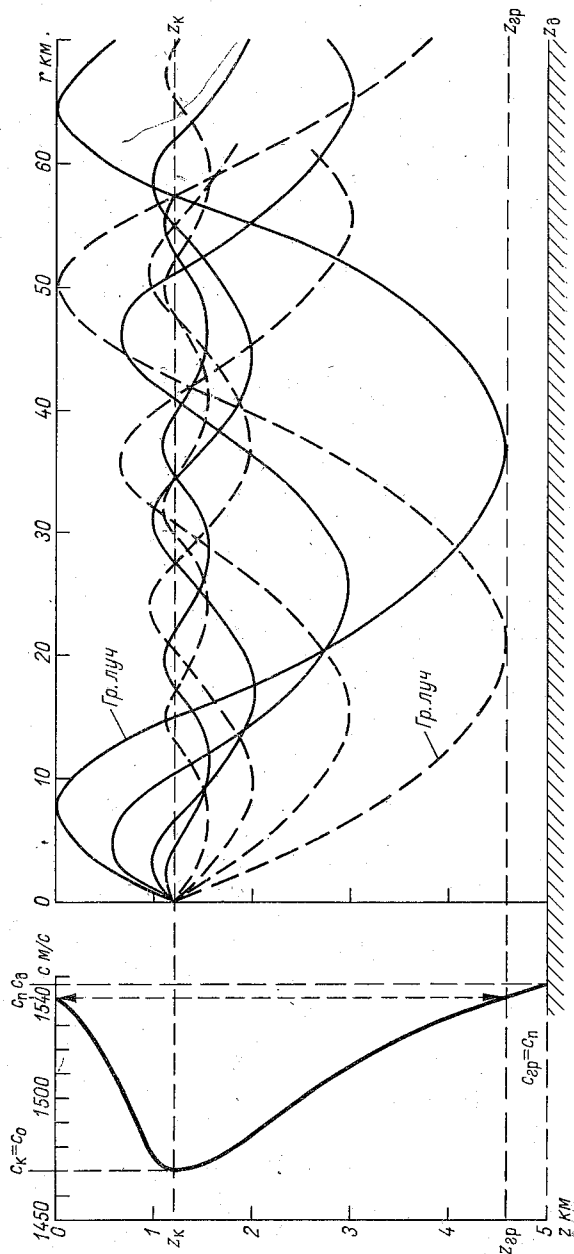


Рис. 15.1. Канальные лучи в подводном звуковом канале,
Источник на оси канала.

лучей и длины полуциклов практически всегда тем больше, чем больше угол выхода луча и чем меньше абсолютные величины градиента скорости звука [ср. формулы (13.2) и (13.3)]. Обычно выше оси канала абсолютная величина градиента скорости звука больше, чем под осью, и нижние полуциклы лучевых траекторий длиннее и больше отходят от оси, чем верхние (см. рис. 15.1).

В случае, если принята линейная аппроксимация скорости звука, т. е., если градиенты a_1 и a_2 (выше и ниже оси канала, соответственно) считаются постоянными, глубины точек заворота и длины полуциклов могут быть вычислены по формулам, аналогичным формулам (13.2) и (13.3). Однако столь большое упрощение задачи, как правило, уже нецелесообразно, и траектория каждого луча вычисляется на ЭВМ методом кусочно-линейной аппроксимации при большом числе слоев.

По мере увеличения угла выхода луча глубины его точек заворота будут все дальше отходить от оси канала. Граничными лучами в подводном звуковом канале являются лучи, глубины заворота которых совпадают с глубинами границ канала. Скорости звука на этих глубинах по определению равны между собой, а на рис. 15.1 равны $c_{гр} = c_n$; соответственно равны и углы выхода граничных лучей, идущих как вверх, так и вниз из источника. Независимо от закона изменения $c(z)$ угол выхода любого граничного луча равен [см. § 12, стр. 60]

$$\checkmark \quad \chi_{гр} \approx \sqrt{2 \frac{c_{гр} - c_k}{c_k}}, \quad (15.1)$$

а косинус этого угла

$$\checkmark \quad \cos \chi_{гр} \approx \frac{c_k}{c_{гр}}. \quad (15.1')$$

Все лучи, выходящие из источника с углами выхода в пределах от $-\chi_{гр}$ до $+\chi_{гр}$ захватываются подводным звуковым каналом и распространяются в океане без отражений от дна и поверхности. Такие лучи называются канальными лучами. Передача звуковой энергии по подводному звуковому каналу была открыта и объяснена в 1946 г. советскими учеными-акустиками Л. М. Бреховских и Л. Д. Розенбергом¹.

В реальных условиях весьма распространена ситуация, когда источник звука находится выше оси подводного звукового канала. Обозначим глубину источника z_0 и скорость звука на этой глубине c_0 . Луч, вышедший из источника в горизонтальном направлении (рис. 15.2), сразу же начнет отклоняться вниз, в сторону оси канала, поскольку источник находится в области отрицательной

¹ Позже появились американские публикации на эту же тему, основанные на выполненных ранее закрытых работах.

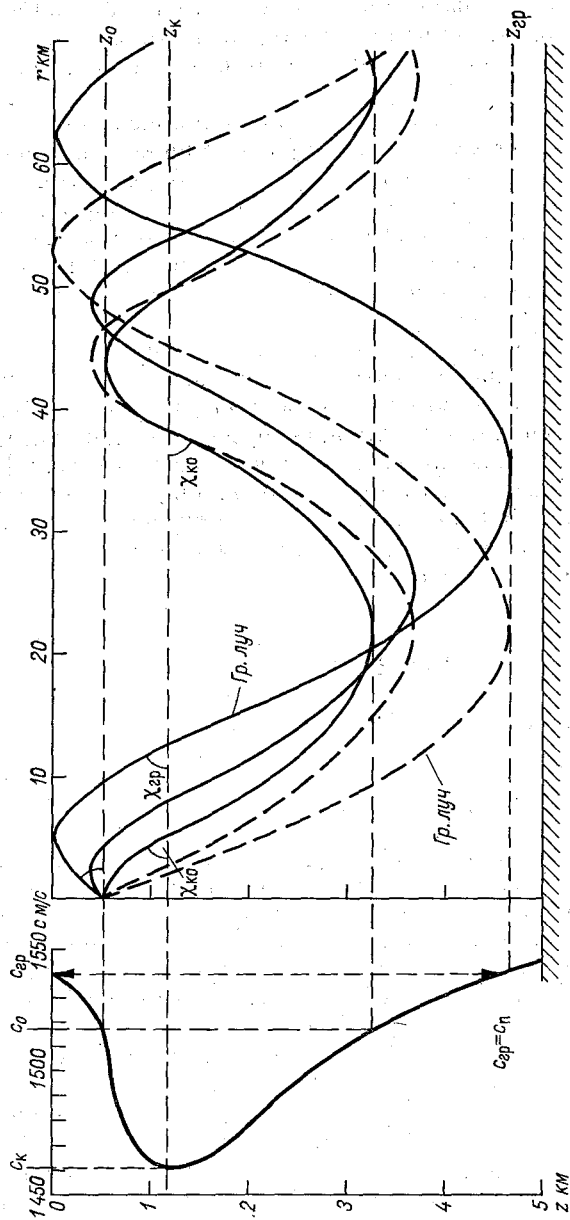


Рис. 15.2. Канальные лучи в подводном звуковом канале.
Источник выше оси канала.

рефракции. Этот луч пересечет ось канала под некоторым углом $\chi_{к0}$, определяемым из соотношения

$$\cos \chi_{к0} = \frac{c_k}{c_0}.$$

Далее он проникнет в нижние слои воды до некоторой глубины, при которой скорость вновь станет равной c_0 . Здесь луч завернет вверх, вновь пересечет ось канала под углом $\chi_{к0}$, достигнет глубины z_0 , где снова завернет вниз, и цикл начнется сначала. Лучи, выходящие из источника под любыми другими углами, будут пересекать ось канала только под большими углами, определяемыми из условий рефракции $\cos \chi_k = \cos \chi_0 \cdot (c_k/c_0)$. Таким образом, первым следствием удаления источника от оси канала является исчезновение из лучевой картины наиболее пологих лучей, стелившихся вдоль оси канала и обеспечивавших сплошную «засветку» пространства на этом горизонте. При смещении источника ось канала перестает быть горизонтом непрерывной звуковой освещенности.

Граничными лучами по-прежнему остаются лучи, глубины заворота которых соответствуют границам канала $z=0$ и $z_{гр}$. Согласно закону рефракции, они пересекают ось канала под тем же углом $\chi_{гр}$, что и в случае, когда источник был на оси канала. Это значит, что форма траекторий граничных лучей остается неизменной при любом положении источника, а изменяется лишь пространственная «фаза» этой траектории, соответствующая выходу луча из источника. Аналогичным способом легко показать, что траектории и других лучей, захватываемых каналом, также остаются неизменными по форме и лишь смещаются в горизонтальном направлении. Это является следствием однозначности связи изменений угла наклона лучей и значений скорости звука при переходе с одного горизонта на другой.

Угол $\chi'_{гр}$ выхода граничных лучей из источника, смещенного относительно оси канала, меньше $\chi_{гр}$, угла, под которым эти лучи пересекают ось канала

$$\chi'_{гр} \simeq \sqrt{2 \frac{c_{гр} - c_0}{c_0}} < \chi_{гр} \simeq \sqrt{2 \frac{c_{гр} - c_k}{c_k}}. \quad (15.2)$$

✓ Чем дальше от оси канала находится источник звука, т. е. чем ближе друг к другу значения $c_{гр}$ и c_0 , тем меньше угловой интервал $\pm \chi'_{гр}$ канальных лучей.

Звуковая энергия, распространяющаяся в канале, тем больше, чем больше угловой растрор пучка лучей, захватываемых каналом. Этот угловой растрор $\pm \chi_{гр}$ (или $\pm \chi'_{гр}$) иногда называют силой канала. Согласно (15.1) и (15.2), сила канала тем больше, чем больше различие скоростей звука на оси канала и на его границах и чем ближе к оси канала находится источник звука. В открытом океане максимальное возможное значение силы канала соответствует жаркому поясу, где возможны значения $c_{гр} = c_{п} = 1540$ м/с,

а $c_k = 1460$ м/с. В этом случае, если источник находится на оси канала, $\chi_{гр} \approx 0,32$ рад, а сила канала характеризуется угловым интервалом около $\pm 20^\circ$. Эта величина близка к максимально возможной в условиях Мирового океана. По мере удаления источника от оси канала количество энергии, удерживаемое каналом, естественно, уменьшается.

Таким образом, при удалении источника звука от оси подводного звукового канала: 1) уменьшается угловой интервал захватываемых каналом лучей, т. е. эффективная сила канала; 2) исчезают лучи с малыми углами наклона, лучи, стелившиеся вдоль оси канала; 3) на оси канала появляются участки тени, куда не попадают каналные звуковые лучи; 4) форма траекторий оставшихся лучей, в том числе граничных, сохраняется неизменной.

Совершенно очевидно, что все сделанные выводы остаются справедливыми и в том случае, когда источник находится ниже оси канала.

На рис. 15.3 изображено семейство лучей, выходящих из источника с близкими значениями угла выхода; соседние лучи мы будем рассматривать как границы лучевых трубок. Одна из этих трубок для наглядности заштрихована. Поперечное сечение каждой трубки в среднем увеличивается с расстоянием от источника. Однако вблизи каждой точки заворота соседние лучи пересекаются и сечения лучевых трубок при этом становятся равными нулю. Соответственно фактор фокусировки (см. § 11, стр. 57) делается равным бесконечности, если рассматривать задачу в лучевом приближении. Совокупность точек пересечения очень близких лучей, т. е. точек, где сечения элементарных лучевых трубок превращаются в нуль, а фактор фокусировки в бесконечность, называется каустикой. На рис. 15.3 жирным пунктиром нанесены некоторые каустики, которые будут получены при бесконечном сужении лучевых трубок.

В § 11 указано, что в области, где фактор фокусировки $F \rightarrow \infty$, лучевые представления перестают быть справедливыми и задача должна решаться волновыми методами. Это полностью относится и к областям каустик на лучевых картинах. Точное решение показывает, что в таких областях фактор фокусировки заметно увеличивается, хотя и остается конечным.

В экспериментах, проведенных в натурных условиях, увеличение интенсивности звука в области ожидаемых каустик хорошо заметно при не слишком большом удалении от источника. Чем дальше каустика находится от источника звука, тем менее четко она выражена. Немалую роль здесь играют случайные неоднородности среды, вызывающие рассеяние звука и приводящие к случайным флуктуациям амплитуд и фаз сигналов, распространяющихся вдоль разных лучей. В подводном звуковом канале основными случайными неоднородностями, влияющими на распространение звука, являются тепловые неоднородности.

Каустики возникают не только в рассмотренном семействе лучей в подводном звуковом канале. Если проследить траектории

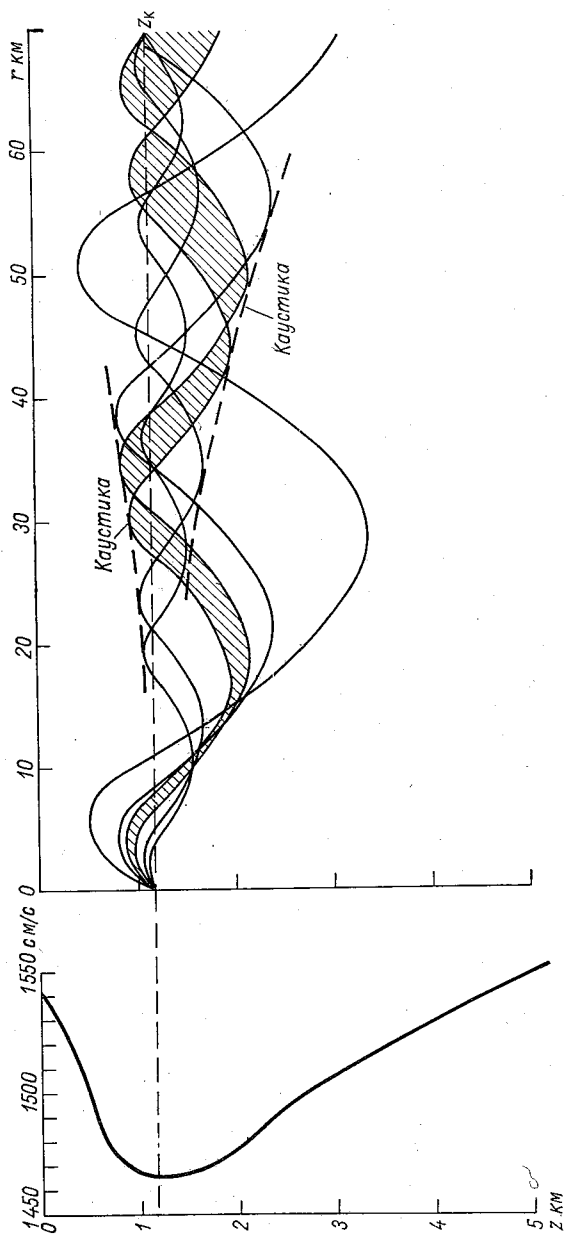


Рис. 15.3. Каустики в подводном звуковом канале.

близких лучей в приповерхностном канале, легко обнаружить зоны каустик и вблизи отражений от поверхности, и вблизи точек заворота лучей. Однако, если лучи отражаются от поверхности, каустики еще быстрее «размываются» за счет интенсивного рассеяния звука морским волнением. Во всех случаях, когда лучевая картина указывает на существование каустик, звуковое поле в этой зоне нельзя численно оценить методом лучевой акустики, но можно ожидать, что его интенсивность будет выше, чем в окружающем пространстве. Это повышение менее значительно, если роль рассеивающих факторов велика.

§ 16. Зоны конвергенции в условиях подводного звукового канала

В § 12 показано, что в условиях отрицательной рефракции на некотором расстоянии от излучателя у поверхности начинается зона тени, зона, куда не попадают лучи, вышедшие из источника (см. рис. 12.1). Проследим теперь в условиях подводного канала траектории звуковых лучей вдали от источника.

Канальные лучи, включая граничный луч, вьются вокруг оси канала; граничный луч периодически выходит к поверхности, касаясь ее в верхних точках заворота. Остальные канальные лучи, рассмотренные в § 15, никогда не приближаются к поверхности.

На рис. 16.1 изображены звуковые лучи с углом выхода, равным или больше граничного угла $\chi_{гр}$. Характеристики подводного звукового канала на этом рисунке те же, что и на рис. 15.1; источник помещен на оси канала.

Лучи, вышедшие из источника вверх, под углами больше $\chi_{гр}$, отразятся от поверхности¹, уйдут вниз и пересекут ось канала и его нижнюю границу (последнюю под углом, равным углу выхода к поверхности). После заворота на глубине $z > z_{гр}$ лучи поднимутся в верхние слои воды, вновь выйдут к поверхности, отразятся от нее и т. д. Точки их выхода могут лежать как дальше точки заворота граничного луча, так и несколько ближе нее; это определяется формой профиля $c(z)$ — величинами градиентов скорости звука выше и ниже оси канала и глубиной залегания этой оси. Область поверхности, где звуковые лучи вновь выходят на горизонты, равные или близкие к $z=0$, называется областью вторичного выхода лучей к поверхности. Последним лучом этой группы является луч, коснувшийся дна.

Лучи, еще более крутые, отражаются от дна океана. В § 8 показано, что коэффициент отражения от дна океана существенно меньше 1. Мы пока будем считать, что потери энергии, происходящие при отражении звука от дна океана, достаточно велики, чтобы не учитывать сигналы, распространяющиеся по лучам, отраженным дном. Такие лучи часто называют донными лучами.

¹ Здесь мы будем рассматривать поверхность океана как плоскую границу раздела с коэффициентом отражения, близким или равным 1.

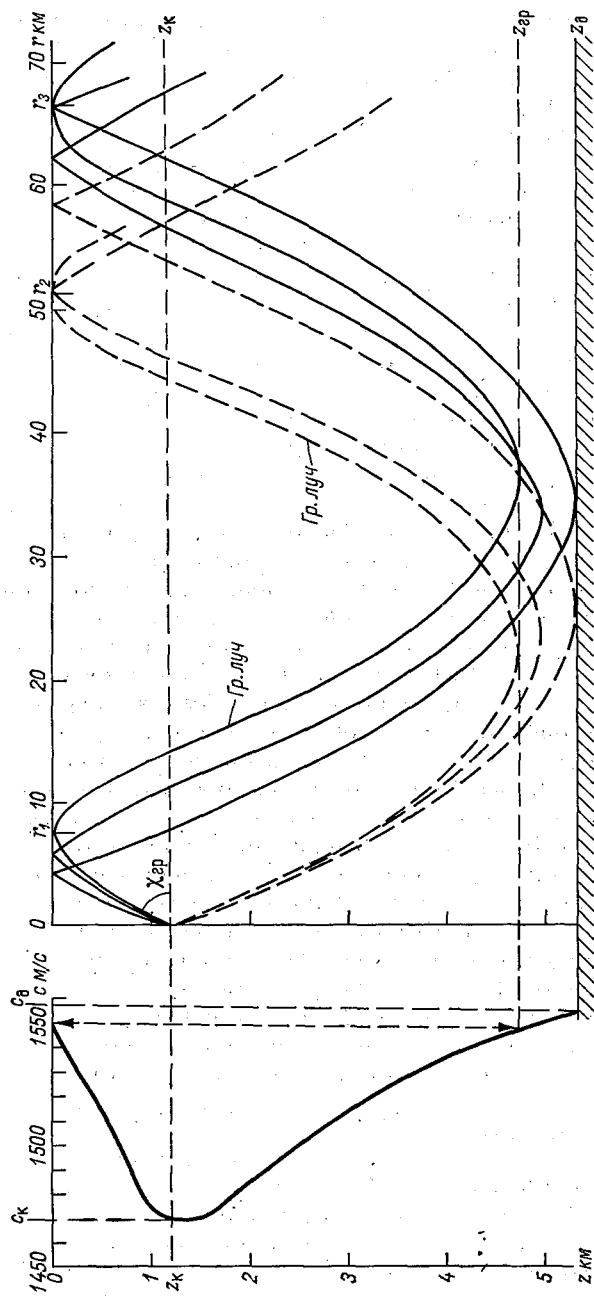


Рис. 16.1. Образование дальних зон конвергенции в условиях подводного звукового канала.

Рассмотрим теперь лучи, вышедшие из источника вниз с углами выхода $\chi_0 \geq \chi_{гр}$ (пунктир на рис. 16.1). Луч, вышедший из источника вниз под углом $\chi_{гр}$, выйдет к поверхности заметно ближе к источнику, чем точка вторичного выхода первого из рассмотренных граничных лучей. Расстояние между точками выхода лучей равно, как ясно из рисунка, длине верхнего полуцикла граничного луча. Луч, вышедший из источника вниз под углом $\chi_0 > \chi_{гр}$, пересечет нижнюю границу канала и завернет вверх на глубине $z > z_{гр}$. Он также выйдет к поверхности и после отражения от нее снова уйдет в глубину, пересечет ось канала и начнет новый цикл своей траектории. Чем круче вниз выходят лучи из источника, тем глубже они проникают в толщу воды, тем дальше от источника выходят к поверхности. Последним лучом этой группы является луч, глубина заворота которого совпадает с глубиной дна океана. Более крутые лучи отражаются от дна, и мы не будем их рассматривать.

На рис. 16.1 видно, что участок поверхности океана вблизи ненаправленного излучателя, вплоть до расстояний r_1 , т. е. до точки первого выхода к поверхности граничного луча, озвучивается или, как принято говорить, засвечен лучами, выходящими из источника вверх при $\chi_0 \geq \chi_{гр}$. Этот участок называется ближней или нулевой освещенной зоной. На участок поверхности, лежащий на расстояниях от r_1 до r_2 , звуковые лучи не попадают, это область звуковой тени, называемая первой зоной тени. Зона тени не простирается до дна океана, она захватывает лишь приповерхностные слои воды, так как вдоль оси подводного звукового канала стелются лучи, не изображенные на рис. 16.1 (см. рис. 15.1). Конец зоны тени в рассматриваемом случае определяется выходом на поверхность граничного луча, вышедшего из источника вниз под углом $\chi_{гр}$.

На расстояниях, больших r_2 , к поверхности выходят относительно крутые лучи (идущие круче граничного), которые отражаются от поверхности и образуют на ней новую зону освещенности. Для обозначения этой зоны в литературе используются различные термины: зона вторичного выхода лучей, первая зона дальней акустической освещенности, первая зона конвергенции лучей. В дальнейшем мы будем придерживаться последнего термина. Конец первой зоны конвергенции находится на расстоянии r_3 , там, где выходит к поверхности луч, касательный к дну океана и отразившийся от поверхности в ближней зоне освещенности.

Далее начинается вторая зона приповерхностной тени, которая простирается до тех пор, пока рассмотренные лучи не совершат полного цикла, не выйдут вновь к поверхности и не сформируют вторую зону конвергенции.

За пределами второй зоны конвергенции вновь будет лежать зона тени, далее третья зона конвергенции, снова зона тени и т. д. В благоприятных условиях на поверхности глубокого океана удавалось регистрировать до 10—11 зон конвергенции, перемежаемых зонами тени. Конфигурация зон освещенности и тени с увеличением номера зоны постепенно изменяется — горизонтальная протяженность освещенных зон возрастает, а протяженность и глу-

бина зон тени сокращается. В конце концов соседние зоны конвергенции начинают перекрываться, и поверхностные воды оказываются сплошь засвеченными звуковыми лучами. Общий характер вертикального разреза зональной структуры звукового поля при излучателе, расположенном на оси канала, схематически приведен на рис. 16.2, где заштрихованные области соответствуют звуковой тени, а белые охватывают траектории канальных лучей и лучей, образующих зоны конвергенции.

В типичных условиях открытого океана протяженность ближней освещенной зоны составляет несколько км; первая зона конвергенции имеет ширину 10—15 км и начинается на расстоянии 40—60 км от источника. Расстояние до второй зоны обычно больше 80—100 км, а ее протяженность может достигать 20 км. Расстояние до зон конвергенции более высоких порядков в первом приближении кратно расстоянию до первой зоны. Расстояния между точками выхода к поверхности лучей, образующих зоны конвергенции, могут быть вычислены обычными методами лучевой акустики при соответствующей аппроксимации профиля $c(z)$ (см. уравнение луча в § 10). Глубина первой зоны тени может достигать многих сотен метров, глубина последующих зон тени постепенно уменьшается с ростом номера зоны.

Вертикальный разрез зон конвергенции и зон тени на рис. 16.2 показан вдоль направления распространения лучей. В реальных случаях излучаемая волна всегда сферична, и при ненаправленном излучении зоны конвергенции и тени образуют на поверхности системы концентрических колец, границы которых соответствуют радиусам r_1 , r_2 , r_3 и т. д. В случае направленного излучения с горизонтальным угловым раствором φ освещенные зоны образуют на поверхности участки колец в пределах этого угла.

Если источник расположен в пределах подводного канала, но выше или ниже его оси, общая картина образования зон конвергенции не изменяется. Эти зоны образуются теми же лучами, отражающимися от поверхности океана, но последовательность их выхода, а следовательно, и горизонтальные протяженности зон, будут несколько иными.

Рассмотрим теперь случай, когда скорость звука у дна, c_d , меньше, чем у поверхности, c_n . Это характерно для областей открытого океана с глубинами около 2—3 км. В этом случае нижняя граница подводного канала совпадает с дном океана, а верхняя — с некоторым горизонтом $z_{\text{гп}} > 0$, на котором скорость звука равна скорости звука у дна океана (рис. 16.3). Граничный луч касается дна океана, но не выходит к поверхности. Также не выходят к поверхности океана и все остальные канальные лучи, которые более пологи. В этой ситуации к поверхности выйдут только лучи, отраженные от дна океана. Каждое отражение от дна связано со значительной потерей энергии, это позволяет откидывать донные лучи при рассмотрении дальнего акустического поля, и на рис. 16.3 их траектории после отражения от дна показаны тонким пунктиром.

Таким образом, описанная зональная структура акустического

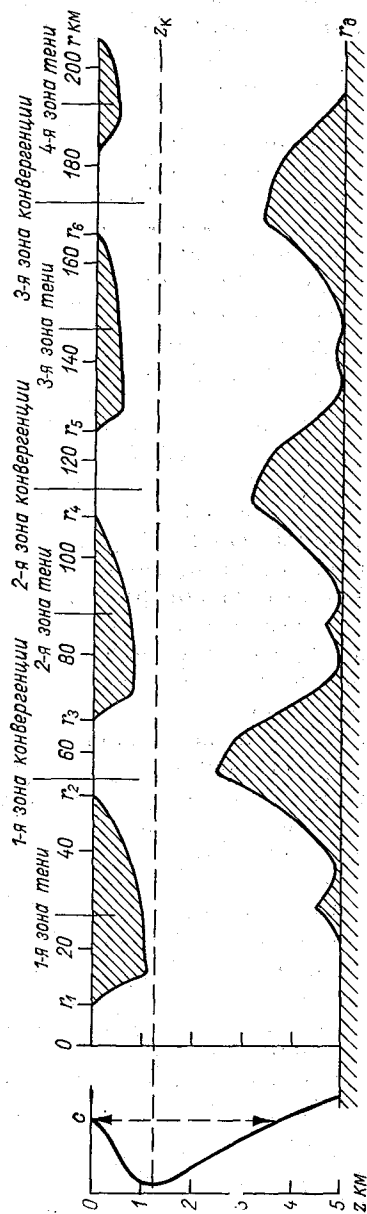


Рис. 16.2. Чередование зон тени и зон конвергенции у поверхности океана.

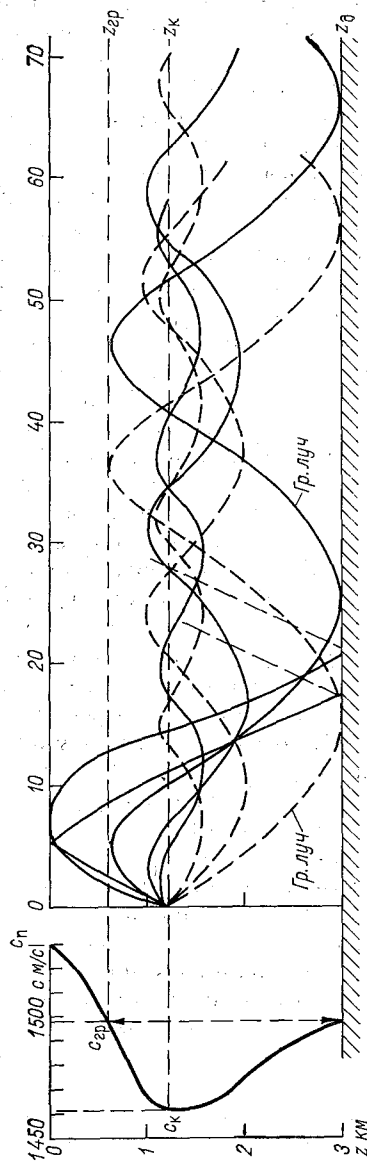


Рис. 16.3. Звуковые лучи в подводном звуковом канале при $c_d < c_c$.
Поверхность остается в тени.

поля на поверхности характерна только для очень глубокого океана, где скорость звука у дна больше, чем у поверхности. В противном случае вся поверхность, за исключением небольшого участка зоны ближней освещенности, находится либо в условиях акустической тени, либо засвечена лучами, отраженными от дна. На большие расстояния акустические сигналы распространяются в этих условиях лишь по канальным лучам, никогда не выходящим к поверхности океана.

Время распространения звукового импульса в подводном звуковом канале рассчитывается аналогично случаю приповерхностного канала. В общем уравнении (10.7') интегрирование выполняется по четырем участкам траектории, каждый из которых соответствует части полного цикла: от оси канала до верхней или нижней точки заворота. Между источником и приемником, находящимися на оси канала, луч совершает N_1 верхних и N_2 нижних полуциклов; при достаточно большом удалении приемника $N_1 \simeq N_2 \simeq N$. Время распространения сигнала по лучу

$$t = 2N(\tau_1 + \tau_2),$$

где $2\tau_1$ — время распространения сигнала в верхнем полуцикле, $2\tau_2$ — то же в нижнем. Расчет величин τ_1 и τ_2 обычно выполняется на ЭВМ при более или менее подробной аппроксимации профиля $c(z)$. Однако даже грубое приближение позволяет качественно оценить некоторые эффекты, характерные для любого подводного звукового канала. Предположим, что градиенты скорости звука выше (a_1) и ниже (a_2) оси канала, постоянны по величине, но не равны между собой. Такой канал называется билинейным. Время распространения звукового сигнала вдоль верхнего (τ_1) или нижнего (τ_2) полуцикла может быть, по аналогии с (14.3), записано, как

$$2\tau_i = \frac{1}{a_i c_k} \ln \frac{1 + \sin \chi_0}{1 - \sin \chi_0}, \quad i = 1, 2.$$

Произведем преобразования, аналогичные преобразованиям в § 14 (формулы (14.4) и далее до (14.5)), исключим угол χ_0 и получим при $N \gg 1$

$$t(r, N) \simeq \frac{r}{c_k} \left(1 - \frac{a_k^2 r^2}{24N^2} \right). \quad (16.1)$$

Формула (16.1) полностью повторяет формулу (14.5), но вместо истинного значения градиента здесь стоит некоторое эффективное значение a_k , определяемое из

$$\frac{1}{a_k} = \frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2}.$$

Из формулы (16.1), естественно, вытекают те же следствия, что и из (14.5), относящейся к приповерхностному каналу: 1) в каждую точку на оси канала приходят только те лучи, которые совершили целое число полуциклов; 2) быстрее всего сигнал приходит

по лучу, совершившему наименьшее число циклов; позже всего приходят сигналы по лучам, стелющимся вдоль оси канала; 3) интервал времени T , в течение которого лучи приходят в точку приема, пропорционален кубу расстояния r^3 ; 4) интервал времени между двумя последовательными сигналами будет уменьшаться по мере увеличения N . К концу интервала T сигналы, пришедшие по разным лучам, начнут накладываться друг на друга при любой длительности и сила звука будет возрастать, а затем резко упадет.

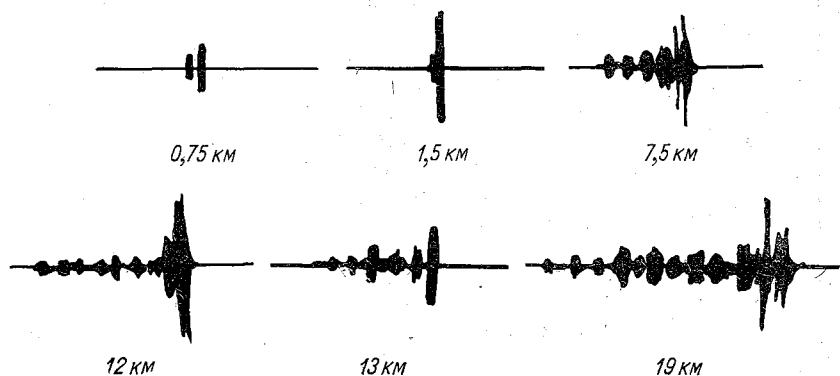


Рис. 16.4. Форма сигнала в подводном звуковом канале на разных расстояниях от излучателя (Агеева, [1]).

Типичные формы сигнала, регистрируемого в подводном звуковом канале на разных расстояниях, приведены на рис. 16.4. Источник излучал короткие (3 мс) тональные импульсы прямоугольной формы. Ось подводного звукового канала находилась на глубине 35 м, источник и приемник звука — на глубинах 73 и 80 м соответственно. Общая глубина места составляла несколько сотен метров; скорость звука у дна была значительно меньше, чем у поверхности. В каждой точке наблюдения акустический импульс формировался сигналами, приходящими лишь по водным лучам, т. е. по лучам, не выходящим ни к поверхности, ни ко дну океана.

§ 17. Дальнее распространение звука

Условия подводного звукового канала являются наиболее благоприятными для дальнего распространения звуковых волн.

Потери энергии при распространении по канальным лучам в подводном звуковом канале минимальны и определяются в основном поглощением в толще воды. Потери, связанные с отражением звуковых волн от поверхности и от дна океана, в этом случае отсутствуют. Это делает весьма заманчивой перспективу использования подводного звукового канала для передачи энергии на большие расстояния. В мировой практике известны случаи, когда звуковые волны, распространявшиеся в ПЗК, были приняты

на расстоянии около 22 тыс. км от источника: звук взрыва термоядерной бомбы в атолле Бикини был зарегистрирован акустической лабораторией на Бермудских островах.

Звуковое поле в подводном звуковом канале при достаточном удалении от источника можно представить себе как суперпозицию большого числа элементарных волн, пришедших по разным лучам. Пространственные изменения амплитуды суммарного поля при этом весьма сложны и значительны. Целесообразно разделить причины, приводящие к пространственным изменениям амплитуды поля (и, следовательно, силы звука) по их физической природе и рассмотреть роль каждой из них.

Многолучевость распространения и необходимость суммировать в каждой точке несколько волн, пришедших вдоль разных лучей, может привести к возникновению интерференционной структуры поля. Набеги фазы сигналов, приходящих вдоль разных лучей, различны, и в идеально регулярной среде они строго детерминированы. В результате в некоторой области пространства фазы этих волн могут иметь близкие величины, что приведет к суммированию сигналов по амплитуде и к повышению силы звука; в соседней области пространства волны будут взаимопогашаться, что соответствует малым уровням звукового поля.

Однако в реальной океанической среде интерференционные картины нарушаются, «смазываются», а вдали от источника полностью исчезают вследствие существования на пути распространения звука случайных неоднородностей среды. Этими неоднородностями могут быть пространственные флуктуации температуры воды, внутренние волны, пространственные и временные вариации профиля скорости звука и многие другие факторы. Влияние всей совокупности этих факторов приводит к тому, что фазы сигналов, пришедших вдоль разных лучей, оказываются также случайными. В большинстве случаев это позволяет при расчетах дальнего акустического поля считать, что волны, пришедшие вдоль разных лучей, складываются энергетически, т. е. по интенсивности.

Вторым фактором, определяющим пространственные изменения звукового поля, являются особенности лучевой картины в подводном звуковом канале. Для зон конвергенции характерно не только исчезновение тени у поверхности океана, но и некоторое повышение уровня звукового поля на других горизонтах.

На рис. 17.1 в качестве примера приведена полученная в 1971 г. Н. С. Агеевой зависимость силы звука от расстояния при глубине приемника 530 м. Источник (тональный, 400 Гц) находился на глубине 80 м; профиль $c(z)$ приведен на том же рисунке вверху. Данные эксперимента в океане показаны точками; сплошная линия — результат расчета, сделанного на ЭВМ в предположении энергетического суммирования элементарных волн (в интервале дальностей $\sim 3\text{—}50$ км канальные лучи суммировались случаями, отраженными от дна); пунктир показывает теоретическую зависимость, соответствующую сферическому расхождению волны. На рисунке отчетливо видно ослабление звука, соответствующее зоне тени

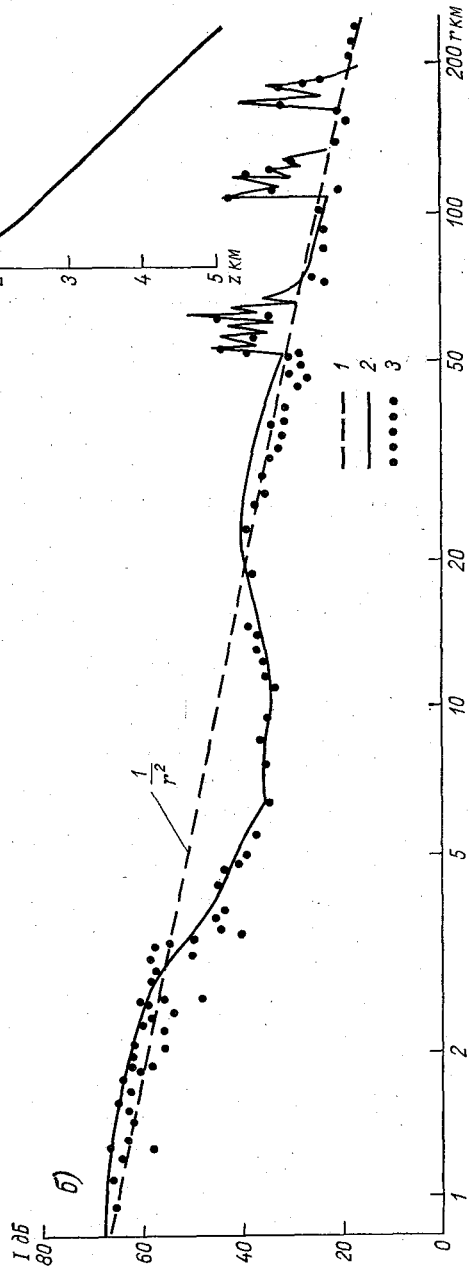


Рис. 17.1. Звуковое поле в условиях подводного звукового канала.

а — профиль $c(z)$; б — изменение силы звука; 1 — расчет по формуле $I=1/r^2$; 2 — расчет на ЭВМ; 3 — эксперимент в океане Агеева, [6].

(~3—19 км), «подсвеченной» лучами, отраженными от дна, и три зоны конвергенции на расстояниях от 50 до 200 км. Эксперимент и кривая, рассчитанная на ЭВМ, находятся в хорошем согласии.

На достаточно больших расстояниях, которые больше некоторой величины r^* , зональная структура поля постепенно также сглаживается и зоны конвергенции распыляются и перекрывают друг друга. При $r > r^*$ звуковое поле в канале убывает с расстоянием монотонно в силу расхождения фронта волны и поглощения звуковой энергии в среде. Так как излученная мощность удерживается в пределах канала, то закон расхождения будет цилиндрическим (см. стр. 65). Условием $r > r^*$ соответствует определенное и не зависящее от расстояния относительное распределение силы звука по глубине, по вертикальному сечению канала. В частности, если излучатель находится вблизи оси канала, сила звука I максимальна также в этой области глубин и убывает как выше, так и ниже осевого горизонта. При $r > r^*$ характер распределения $I(z)$ зависит только от гидрологической картины, т. е. от профиля $c(z)$ и от глубины излучателя. Если излучатель направлен, то, естественно, этот фактор также влияет на вертикальное распределение интенсивности звукового поля.

Расчет интенсивности звукового поля на расстояниях больше r^* при ненаправленном излучателе может быть сделан по формуле:

$$I(z) = \frac{W}{4\pi r_0^2} \cdot \frac{r_0}{r} \cdot \frac{c_0}{c} \cdot 10^{-0,1\beta r} \simeq \frac{W}{4\pi r_0 r} \cdot 10^{-0,1\beta r}. \quad (17.1)$$

Здесь W — мощность, излучаемая источником, находящимся на горизонте z_0 , где скорость звука равна c_0 ; c — скорость звука на глубине z причем с точностью, необходимой для этого расчета, можно положить $c_0/c \simeq 1$; β — коэффициент поглощения, общий для всех лучей, приходящих в точку приема, находящуюся на глубине z . Параметр r_0 , входящий в (17.1), зависит от $c(z)$, z_0 и z и имеет двойкий смысл. Во-первых, в правой части формулы (17.1) только r_0 зависит от глубины z и, следовательно, параметр r_0 определяет закон распределения силы звука по глубине при $r > r^*$; этот закон называется предельным законом вертикального распределения силы звука в канале. Во-вторых, как видно из (17.1), его можно трактовать как некоторое переходное расстояние, такое, что при $r < r_0$ убывание силы звука можно условно предположить происходящим по сферическому закону, а при $r > r_0$ — по цилиндрическому. Естественно, что это представление условно и фактический закон изменения силы звука с расстоянием при $r < r^*$ значительно сложнее — см., например, рис. 17.1. Величина r_0 обычно много меньше значения r^* . Использование величины r_0 весьма удобно, так как это позволяет оценить не только вертикальное распределение $I(z)$, но, как видно из формулы (17.1), и абсолютное значение силы звука на больших расстояниях от источника, при $r > r^*$.

Параметр r_0 определяется формулой

$$\frac{1}{r_0} = \frac{2c_0 c}{c_K^2} \int_{\chi_K \min}^{\chi_K \max} \frac{\sin 2\chi_K d\chi_K}{\sin \chi_0 \cdot \sin \chi \cdot D(\chi_K)}. \quad (17.2)$$

Здесь χ_0 — угол выхода луча из источника, χ — угол скольжения луча в точке приема; χ_K — угол скольжения луча при пересечении оси канала; c_0 , c и c_K — скорости звука на горизонтах z_0 , z и z_K соответственно. Верхний предел интегрирования $\chi_K \max$ соответствует граничному лучу, удерживаемому каналом; нижний предел $\chi_K \min$ является минимальным углом скольжения на оси канала, при котором луч попадает как на горизонт излучения, так и на горизонт приема. $D(\chi_K)$ — длина цикла луча, пересекающего ось канала под углом χ_K . Формула (17.2) симметрична относительно точек излучения и приема и не изменится при замене χ_0 на χ и c_0 на c .

Величина r_0 и зависимость $r_0(z)$ могут быть вычислены обычными методами лучевой акустики, если известны профиль $c(z)$ и глубина излучателя z_0 . Для иллюстрации мы приведем результаты некоторых численных оценок, сделанных для случая упрощенной аппроксимации профиля $c(z)$. Будем считать, что в области глубин $z_K \pm H$ скорость звука постоянна и равна c_K ; выше этой области скорость звука нарастает с градиентом a_1 , ниже — с градиентом a_2 . Предположим, что излучатель находится в однородном слое $z_K \pm H$ и найдем зависимость величины r_0 от глубины точки приема z .

При этих предположениях интеграл в (17.2) может быть сведен к табличному и вычислен. Переходное расстояние r_0 определится формулой

$$\frac{1}{r_0} = \frac{\pi}{1 - 2aH} \left[\frac{c}{c_K \sqrt{\left(\frac{c}{c_K}\right)^2 + 2aH - 1}} - 1 \right]. \quad (17.3)$$

Здесь принято обозначение

$$\frac{1}{a} = \frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2}. \quad (17.4)$$

Вычислив на основании сделанных предположений отношение c/c_K в функции z , можно получить зависимость $r_0(z)$, которая и приведена на рис. 17.2. Последний расчет сделан при следующих численных значениях величин: $a_1 = 3,1 \cdot 10^{-5}$ 1/м, $a_2 = 1,1 \cdot 10^{-5}$ 1/м, $c_K = 1480$ м/с, $2H = 600$ м, $z_K = z_0 = 1$ км.

Зная зависимость $r_0(z)$ и воспользовавшись формулой (17.1), можно вычислить абсолютную величину силы звука на любом горизонте z на больших расстояниях ($r > r^*$) от источника. Определив отношение $r_0/r_{0 \min}$ ($r_{0 \min}$ — минимальное значение функции $r_0(z)$),

можно найти относительное вертикальное распределение силы звука в канале вдали от источника

$$\frac{I(z)}{I_{\max}} = \frac{r_0 \min}{r_0(z)}. \quad (17.5)$$

Для принятой простейшей аппроксимации $c(z)$ и при излучателе, находящемся вблизи оси канала, такие расчеты легко сделать, воспользовавшись приведенными формулами. В других случаях решение осложняется трудностями вычисления интеграла (17.2).

Все приведенные рассуждения, базирующиеся на суммировании в точке приема интенсивностей волн, проходящих вдоль разных

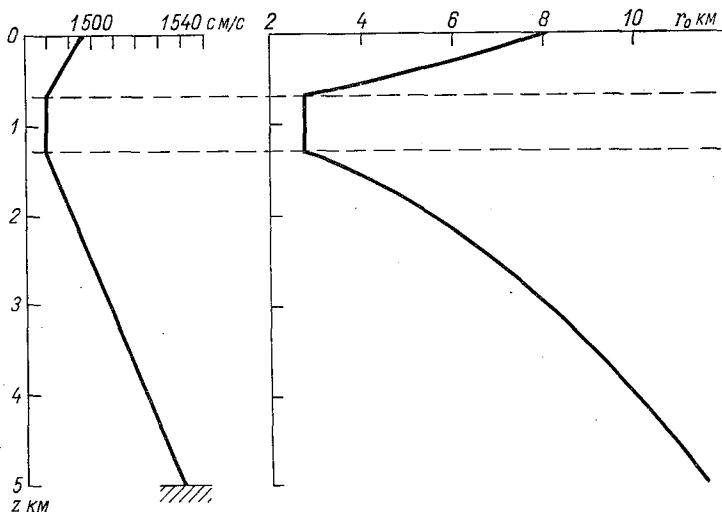


Рис. 17.2. Зависимость r_0 от глубины приемника.

Излучатель вблизи оси подводного звукового канала.

лучей, справедливы, строго говоря, при излучении монохроматической волны. При импульсных посылках сигналы, приходящие по разным лучам, могут не совпадать во времени [см. стр. 70, (14.6'), (14.7) и (16.1)]. В этом случае все сказанное остается справедливым, если оперировать не мощностью излучения и силой звука I в точке приема, а энергией, излученной в посылке, и интегралом по времени от силы звука в точке приема; интегрирование следует делать в течение всего интервала времени, пока сигналы приходят в точку приема.

В частности, это относится к анализу звуковых полей взрывного источника звука, который создает короткие импульсные сигналы. Амплитуды таких сигналов в точке приема случайны и не отражают истинную картину изменения силы звука ни по глубине, ни при изменении расстояния. При условии правильного интегрирования результаты, сопоставимые с расчетными, могут быть получены в любой частотной полосе широкополосного сигнала взрыва.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Агеева Н. С. Распространение звукового импульса в подводном звуковом канале.— «Акустический журнал», 1959, т. V, вып. 2, с. 146—150.
2. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М., «Наука», 1973, гл. 6, с. 257—282.
3. Бреховских Л. М. Усредненное поле в подводном звуковом канале.— «Акустический журнал», 1965, т. XI, вып. 2, с. 148—158.
4. Сташкевич А. П. Акустика моря. Л., «Судостроение», 1966, гл. 9, с. 210—274.
5. Толстой И., Клей К. С. Акустика океана. Пер. с англ. М., «Мир», 1969, гл. 5, с. 156—199.
6. Ageeva N. S. Experimental Determination of Transmission Characteristics in the ocean Seventh International Congress on Acoustics, Budapest, 1971. 24, Ч 5, p. 581—583.

Часть III

ВЛИЯНИЕ СЛУЧАЙНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ СРЕДЫ

ГЛАВА V

РАССЕЯНИЕ ЗВУКА НА ТЕМПЕРАТУРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ ВОДНОЙ СРЕДЫ

§ 18. Флуктуации показателя преломления в водах океана

В части II мы рассматривали идеализированную картину и предполагали, что скорость звука закономерно изменяется при изменении глубины. В реальной среде на это закономерное изменение накладываются случайные флуктуации. В толще воды случайные изменения скорости звука вызываются пространственно-временными флуктуациями температуры и присутствием дискретных неоднородностей, главным образом, пузырьков воздуха и морских организмов. Существование в среде случайных неоднородностей приводит к рассеянию части (как правило, незначительной) звуковой энергии, к возникновению так называемого рассеянного поля. Доля звуковой энергии, уходящая в рассеянное поле, будет тем больше, чем более неоднородной является среда. Угловое распределение рассеянной энергии, индикатриса рассеяния, зависит от относительных величин вариаций плотности и упругости и от размеров неоднородностей.

Количественный расчет характеристик рассеянного поля возможен лишь методами волновой теории, которые выходят за рамки книги. Излагая материал части III, мы в основном ограничимся качественным описанием наблюдаемых явлений. Иногда для оценок приводятся формулы, полученные в теории дифракции, их вывод можно найти в специальной литературе, приведенной в конце каждой главы.

Пространственно-временные флуктуации температуры воды связаны с двумя основными механизмами: турбулизированностью воды и внутренними волнами. В большинстве случаев бывает трудно определить, какой из этих двух механизмов доминирует и есть ли вообще доминирующий механизм. В реальных океанических ситуациях температурные флуктуации в воде являются

следствием и турбулентного перемешивания и прохождения внутренних волн.

Возникновение внутренних волн связано с тем, что воды океана стратифицированы по плотности и, следовательно, представляют собой колебательную систему. Если внешняя сила выведет такую систему из состояния равновесия, в воде возникнут колебания частиц в направлении максимальных градиентов плотности. Гравитационные силы приведут к возникновению внутренних волн, распространяющихся горизонтально. Внешние силы, возбуждающие внутренние волны, многообразны и пока еще недостаточно изучены. К ним могут быть отнесены возмущение приливно-отливных колебаний воды и течений подъемом дна у береговых зон и подводных гор, колебания атмосферного давления. В специальных работах исследуются и некоторые другие возбуждающие внешние силы, которых мы здесь не будем касаться.

Собственная частота колебаний стратифицированных вод океана называется обычно частотой Вяйсяля и обозначается N ; она зависит от вертикального градиента плотности $d\rho/dz$

$$N = \sqrt{\frac{g}{\rho} \frac{d\rho}{dz}}, \quad (18.1)$$

где g — ускорение свободного падения.

Внутренние волны в океане, как правило, имеют широкий спектр, но наивысшая частота в этом спектре не превышает частоту Вяйсяля. Частота Вяйсяля N существенно зависит от глубины, так как от глубины заметно зависит градиент плотности. Внешним проявлением внутренних волн являются колебания глубины изотерм (рис. 18.1), а следовательно, и вариации температуры на фиксированном горизонте. Скорость распространения внутренних волн существенно меньше, чем скорость движения поверхностных волн. Наиболее сильно внутренние волны в океане выражены в слое скачка, где их амплитуда может достигать десятков метров. По мере удаления от слоя скачка амплитуды внутренних волн уменьшаются.

В процессе распространения внутренние волны постепенно разрушаются, и их энергия частично передается турбулентным вихрям. Помимо внутренних волн турбулизированность вод океана вызывается барическими явлениями глобального масштаба, инерционными и приливными колебаниями и ветровым перемешиванием.

Размеры температурных неоднородностей всегда имеют широкий спектр. Их максимальный размер L_0 , внешний масштаб, может быть очень велик, до 10^3 км при возбуждении турбулентности барическими явлениями; в приповерхностных слоях воды природа неоднородностей определяется, главным образом, ветровым волнением и L_0 не превышает нескольких десятков сантиметров. Крупномасштабные турбулентные вихри неустойчивы, постепенно они распадаются на все более мелкие. Минимальный размер l_0 неоднородностей, так называемый внутренний масштаб, определяется теп-

ловой диссипацией, выравниванием температуры мелкомасштабных неоднородностей за счет теплопроводности воды; величина l_0 не превышает 1 см. Наибольшую роль в процессах рассеяния акустических волн с частотами несколько кГц и выше играют температурные неоднородности с масштабом от нескольких см до нескольких десятков м.

Флуктуации температуры воды вызывают соответствующие флуктуации скорости распространения звуковых волн и флуктуации коэффициента преломления. Амплитуда флуктуаций температуры в воде океана очень мала и не превышает малых долей градуса. Соответственно этому флуктуации скорости звука также малы.

Коэффициент преломления в точке, координаты которой определяются вектором $\mathbf{R}$, может быть записан как сумма средней величины $\langle n(\mathbf{R}, t) \rangle$ и ее флуктуаций $\mu(\mathbf{R}, t)$:

$$n(\mathbf{R}, t) = \langle n(\mathbf{R}, t) \rangle + \mu(\mathbf{R}, t), \quad (18.2)$$

причем

$$\langle n(\mathbf{R}, t) \rangle \gg \mu(\mathbf{R}, t).$$

Знак $\langle \rangle$ означает усреднение по многим реализациям статистически однородной среды.

Аргумент t указывает, к какому моменту времени относится данная запись. Временные флуктуации температуры в океане происходят медленно сравнительно с временным масштабом акустических явлений: скорость пространственного перемещения температурных неоднородностей всегда много меньше скорости распространения звуковых волн. Это позволяет при решении большинства акустических задач считать случайное поле показателя преломления квазистатическим. Поэтому аргумент t в выражении (18.2) обычно опускается, и оно записывается в виде

$$n(\mathbf{R}) = \langle n(\mathbf{R}) \rangle + \mu(\mathbf{R}). \quad (18.2')$$

Мы будем рассматривать случай, когда изменения вектора $\mathbf{R}$ настолько малы, что закономерные изменения коэффициента преломления, связанные, например, с изменением скорости звука с глубиной, еще не вызывают изменения средней величины $\langle n(\mathbf{R}) \rangle$; в этом случае $\langle n(\mathbf{R}) \rangle \simeq 1$ и $\mu(\mathbf{R}) \ll 1$. В теории дифракции поле показателя преломления $n(\mathbf{R})$ обычно считают локально однородным и изотропным случайным полем, т. е. принимают, что характеристики поля $n(\mathbf{R})$ не зависят от направления изменения координаты, а только от величины этого изменения $|\mathbf{R}_2 - \mathbf{R}_1| = \rho$. Такое поле удобно описывать, пользуясь структурной функцией показателя преломления

$$D_n(\rho) = \langle [n(\mathbf{R}) - n(\mathbf{R} + \vec{\rho})]^2 \rangle. \quad (18.3)$$

Величина и направление вектора $\vec{\rho}$ могут быть произвольными и оставаться неизменными или произвольно изменяться от одной реализации к другой.

Поле температурных неоднородностей, кроме структурной функции $D_n(\rho)$, может также описываться и корреляционной функцией флуктуаций показателя преломления $B_\mu(\rho)$

$$B_\mu(\rho) = \langle \mu(\mathbf{R}) \mu(\mathbf{R} + \rho) \rangle. \quad (18.4)$$

В случае статистически однородного поля структурная функция $D_n(\rho)$ и корреляционная функция $B_\mu(\rho)$ связаны простым и очевидным соотношением

$$D_n(\rho) = 2 [\langle \mu^2 \rangle - B_\mu(\rho)]. \quad (18.5)$$

При $\rho=0$ корреляционная функция флуктуаций показателя преломления $B_\mu(0) = \langle \mu^2 \rangle$, а структурная функция показателя преломления $D_n(0) = 0$. При увеличении расстояния ρ корреляционная функция $B_\mu(\rho)$ падает, а структурная функция $D_n(\rho)$ растет и при некотором значении ρ насыщается. Радиусом корреляции ρ_0 неоднородностей мы будем называть величину, при которой функция корреляции становится равной нулю, $B_\mu(\rho_0) \simeq 0$, а структурная функция подходит к своему насыщению $D_n(\rho_0) \simeq D_n(\infty) = 2\langle \mu^2 \rangle^1$. В ряде случаев удобно пользоваться другой пространственной характеристикой неоднородностей — интегральным масштабом неоднородностей ρ_n

$$\rho_n = \frac{1}{\langle \mu^2 \rangle} \int_0^\infty B_\mu(\rho) d\rho. \quad (18.6)$$

Отношение величин ρ_n/ρ_0 колеблется примерно от 0,4 до 0,8 в зависимости от вида функции корреляции. И интегральный масштаб неоднородностей ρ_n и радиус корреляции ρ_0 по порядку величины соответствуют внешнему масштабу L_0 температурных неоднородностей в среде.

Структурная функция (18.3) может быть построена на основании прямых измерений как показателя преломления n , так и температуры T . При малых изменениях, характерных для случайных флуктуаций температуры в море, величина ΔT и μ связаны линейно: $\mu = 2 \cdot 10^{-3} \Delta T$, где ΔT выражено в градусах Цельсия. В обоих случаях измерения должны вестись одновременно в двух точках, отстоящих друг от друга на контролируемом и постепенно изменяемом расстоянии ρ . Пример построения структурной функции по экспериментальным данным приведен на рис. 18.2. Экспериментальные точки на участке от $\rho \simeq 0$ и до $\rho = 1,8$ м хорошо аппроксимируются зависимостью вида

$$D_n(\rho) = C_n^2 \rho^{\frac{2}{3}}, \quad (18.7)$$

изображенной на графике. Постоянный коэффициент C_n называется структурной характеристикой локально изотропного поля

¹ Равным образом можно условиться называть радиусом корреляции значение ρ , при котором функция $B_\mu(\rho)$ падает в e (или в 10) раз по сравнению с ее максимальным значением $B_\mu(0) = \langle \mu^2 \rangle$.

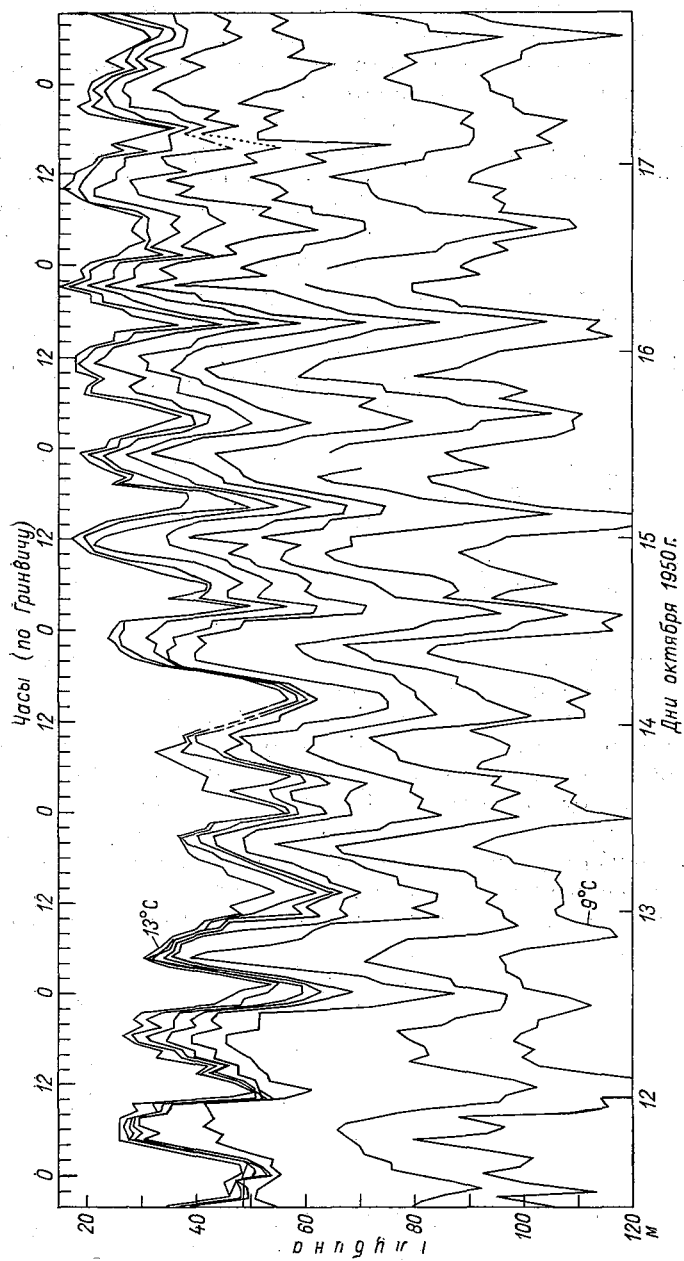


Рис. 18.1. Пример записи внутренних волн в открытом океане (Криз, [2]).

показателя преломления. Зависимость (18.7) соответствует «закону двух третей» Колмогорова—Обухова, и характер ее сохраняется для неоднородностей практически всех размеров, существенно влияющих на распространение акустических волн. Величина ρ , соответствующая насыщению структурной функции, определяет радиус корреляции неоднородностей ρ_0 .

Из экспериментальных графиков, подобных графику рис. 18.2, легко получить ряд характеристик среды, определяющих свойства ее случайных неоднородностей. Радиус корреляции неоднородностей, ρ_0 , определяется значением ρ , при котором происходит насыщение структурной функции $D_n(\rho)$; на рис. 18.2 $\rho_0 \approx 1,8$ м. Среднеквадратичная величина флуктуаций показателя преломления может быть определена по уровню насыщения структурной функции

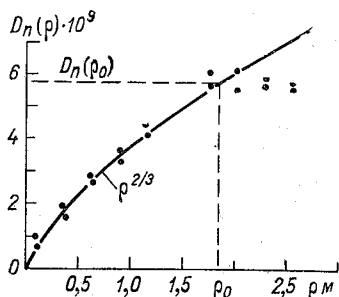


Рис. 18.2. Пример структурной функции, построенной по экспериментальным данным (Швачко, [5]).

стей, ρ_0 , определяется значением ρ , при котором происходит насыщение структурной функции $D_n(\rho)$; на рис. 18.2 $\rho_0 \approx 1,8$ м. Среднеквадратичная величина флуктуаций показателя преломления может быть определена по уровню насыщения структурной функции

$$\langle \mu^2 \rangle = \frac{1}{2} D_n(\rho_0) \approx 2,9 \cdot 10^{-9} \quad (18.8)$$

квадрат структурной характеристики

$$C_n^2 = \frac{D_n(\rho_0)}{\frac{2}{\rho_0^3}} \approx 3,2 \cdot 10^{-9} \text{ м}^{-\frac{2}{3}}. \quad (18.9)$$

Экспериментальные исследования последних лет принесли первые систематизированные сведения о структуре случайного поля показателя преломления в водах открытого океана. Наиболее изученными можно считать верхний перемешанный слой толщиной примерно 60 м и глубины между 150 и 2000 м, соответствующие подводному звуковому каналу. В табл. 18.1 приведены характерные значения величин ρ_0 , $\langle \mu^2 \rangle$ и C_n на этих глубинах (см. [7]).

Для приповерхностных слоев воды типичными значениями радиуса корреляции являются десятки см и единицы м; в глубинных слоях размеры неоднородностей на один—полтора порядка больше.

ТАБЛИЦА 18.1

Характеристики случайного поля показателя преломления

Область глубин, м	Радиус корреляции ρ_0 , м	Дисперсия флукт. показателя преломления $10^{12} \langle \mu^2 \rangle$	Структурная характеристика $10^6 C_n$, м $-\frac{1}{3}$
0—60	0,1—3	0,1—10	0,2—80
150—1000	50—120	0,2—3	1,5—8
1000—2000	35—70	0,01—2	0,4—5

Дисперсия флуктуаций показателя преломления и структурная характеристика C_n , наоборот, уменьшаются при переходе в глубинные слои океана.

§ 19. Распространение звука в среде с флуктуациями показателя преломления

В этом параграфе мы будем рассматривать случай, когда подводная акустическая волна распространяется в толще воды, не выходя ни к поверхности, ни ко дну океана. При этом мы постараемся учесть влияние тепловых неоднородностей среды или, иначе говоря, пространственных флуктуаций показателя преломления. Для простоты рассуждений ограничимся рассмотрением распространения в воде плоской гармонической волны. Эту волну мы будем называть первичной акустической волной. Поглощением звука в воде также будем пренебрегать.

Случайно неоднородную среду можно представить себе как среду с большим числом хаотично расположенных излучателей элементарных рассеянных волн, черпающих энергию из первичной акустической волны, распространяющейся в среде. Элементарные рассеянные волны достигают точки приема и суммируются в приемнике. Их фазы в точке приема различаются случайным образом, так как «излучатели» рассеянных волн расположены в среде беспорядочно и случайно. Амплитуда и фаза суммарного рассеянного поля в достаточно удаленной точке приема также будут в результате величинами случайными.

В условиях океана происходит непрерывное изменение относительного расположения пространственных неоднородностей и корреспондирующих точек. Оно вызывается качкой и движением судов, несущих излучатель и приемник, морскими течениями, внутренними волнами, турбулентным перемешиванием и пр. Эти изменения в течение каждого акустического опыта приводят к многократной смене реализаций среды. Каждой реализации соответствуют свои случайные соотношения фаз элементарных рассеянных волн, и, следовательно, свои значения амплитуды и фазы суммарного рассеянного поля в точке приема; обе эти величины при смене реализаций среды изменяются случайным образом.

Помимо рассеянных волн точки приема достигает также и ослабленная рассеянием первичная регулярная звуковая волна. Ее фаза и амплитуда остаются неизменными при смене реализаций и определяются в точке приема пройденным расстоянием в рассеивающей среде.

Полное звуковое поле, зарегистрированное в некоторой точке вдали от излучателя, можно рассматривать как сумму двух составляющих. Первая, регулярная, или как ее часто называют в акустической литературе, когерентная компонента, определяется первичной волной, ослабленной за счет рассеяния энергии вдоль трассы распространения. Вторая, случайная или некогерентная компонента, равна сумме элементарных рассеянных волн,

достигших приемника¹. Сумма этих двух компонент, полное поле в точке приема, флуктуирует как по амплитуде, так и по фазе. Чем больше доля рассеянной компоненты в результирующем сигнале, тем глубже эти флуктуации; чем быстрее происходит смена реализаций среды, тем выше частота флуктуаций.

Прежде чем переходить к количественному описанию характера полного поля в случайно-неоднородной среде, поясним физический смысл одного важного параметра, от которого существенно зависят закономерности явления. Этим параметром является величина $\sqrt{\lambda R}$, где λ — длина акустической волны, а R — расстояние, пройденное первичной волной в рассеивающей среде.

На рис. 19.1 изображена некоторая неоднородность размером l , на которую слева падает плоская акустическая волна. Точка O , находящаяся на пути распространения первичной волны на расстоянии $R \gg l$ от этой неоднородности, является точкой приема, точкой, где суммируются элементарные рассеянные волны и первичная волна: Остановимся на особенностях суммирования в этой точке элементарных рассеянных волн.

Каждую точку пространства, в том числе и каждую точку рассматриваемой неоднородности, можно считать центром, из которого распространяются вторичные элементарные волны (принцип Гюйгенса—Френеля). Вычислим разность фаз φ двух элементарных рассеянных волн, пришедших к приемнику и «возникших» в точках неоднородности O' и B (см. рис. 19.1)

$$\varphi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda} \simeq 2\pi \frac{r^2}{\lambda R},$$

поскольку $\delta \ll R$. Отсюда следует, что

$$r^2 = \frac{\varphi}{2\pi} \lambda R. \quad (19.1)$$

Найдем значение $r = r_0$, при котором фазы всех элементарных волн, возникающих внутри окружности радиуса r_0 , имеют одинаковый знак, т. е. различаются на величину, меньшую π . Это соответствует условию $\varphi = \pm \pi/2$ и, следовательно,

$$r_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\lambda R}.$$

Все элементарные волны, возникающие в пределах окружности этого радиуса, усиливают друг друга в точке приема. Увеличим

¹ Термин «некогерентная компонента» широко распространен в теории дифракции, но применительно к рассеянию звука в океане физически не вполне оправдан. Смена реализаций океанической среды происходит медленно сравнительно с изменениями фазы акустических колебаний, и при суммировании регулярной и случайной компонент происходит их интерференция; так что, строго говоря, обе рассматриваемые компоненты являются когерентными.

теперь радиус r до величины r_1 , при которой угол φ изменяется в пределах $\pm 3\pi/2$; согласно (19.1)

$$r_1 = \frac{1}{2} \sqrt{3\lambda R} < 2r_0.$$

Фазы элементарных волн, возникающих в пределах кольца, образованного окружностями с радиусами r_0 и r_1 , и в центральной зоне радиуса r_0 , противоположны по знаку. Их интерференция в точке O приведет к значительному взаимоослаблению этих двух групп элементарных волн.

Продолжая аналогичные рассуждения, можно выделить большое число концентричных колец, от каждого из которых в точку

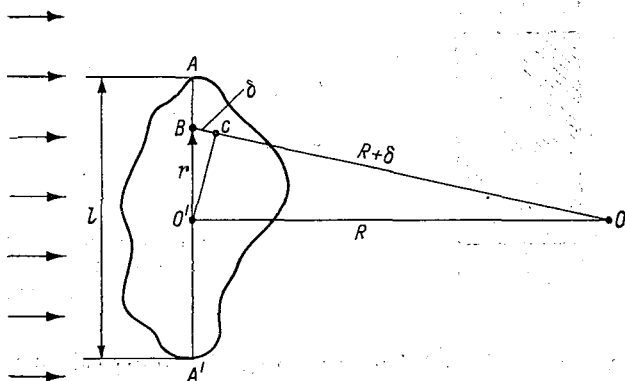


Рис. 19.1. К определению центральной зоны Френеля.

приема приходят элементарные волны с одним знаком, а из двух смежных колец — с противоположными знаками. Эти «кольца» хорошо известны из курса элементарной физики и называются кольцами Френеля. Центральная зона с диаметром $2r_0 = \sqrt{\lambda R}$ называется центральной зоной Френеля.

Если размер неоднородностей l (рис. 19.1) велик, т. е. $l \gg 2r_0 = \sqrt{\lambda R}$, в пределах этой неоднородности находится много колец Френеля. Возникающие на этой неоднородности элементарные рассеянные волны в значительной степени взаимопогашаются в удаленной точке O , и неоднородность является слабым рассеивателем. Если же $l \leq 2r_0 = \sqrt{\lambda R}$, все рассеянные неоднородностью волны приходят в точку приема в фазе и усиливают друг друга. Такая неоднородность является сильным рассеивателем.

Размеры тепловых неоднородностей в океане имеют широкий спектр от внутреннего масштаба $l_0 \cong 1$ см до внешнего масштаба L_0 , примерно равного пространственному радиусу корреляции неоднородностей ρ_0 ; величины ρ_0 в верхнем слое океана имеют

порядок единиц м, а в глубоких слоях достигают сотен м (см. § 18, табл. 18.1). Если выполняется условие

$$l_0 \ll \sqrt{\lambda R} \ll L_0, \quad (19.2)$$

то при увеличении расстояния R рост рассеянной компоненты в полном поле происходит по двум причинам. Во-первых, увеличивается путь, пробегаемый первичной волной в рассеивающей среде, и вследствие этого увеличивается число рассеивающих неоднородностей на пути распространения. Во-вторых, чем больше расстояние R , тем больше размер центральной зоны Френеля $2r_0 = \sqrt{\lambda R}$, и, следовательно, тем больше число неоднородностей удов-

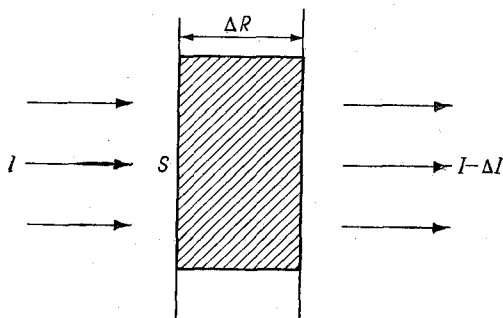


Рис. 19.2. К определению величины коэффициента объемного рассеяния.

летворяет условию $l \leq \sqrt{\lambda R}$ и становятся сильными, эффективными рассеивателями.

Если же расстояние R настолько велико, что выполняется условие

$$\sqrt{\lambda R} \gg L_0, \quad (19.3)$$

то увеличение рассеянной компоненты происходит более медленно, так как оно связано лишь с увеличением общего числа рассеивателей на пути распространения. При выполнении условия (19.3) размеры всех неоднородностей меньше центральной зоны Френеля, равной $\sqrt{\lambda R}$, и все они являются сильными рассеивателями. Область пространства, в которой выполняется условие (19.3), называется зоной Фраунгофера, или дальней зоной рассеянного поля.

Как мы уже упоминали, на пути распространения звукового поля происходит постепенная передача энергии от первичной акустической волны к рассеянным волнам. Если приемник находится в зоне Фраунгофера, то для количественной характеристики процесса перехода энергии пользуются понятием коэффициента объемного рассеяния. Представим себе, что плоская звуковая волна проходит малое расстояние ΔR в рассеивающей среде (рис. 19.2). Обозначим ΔI уменьшение интенсивности I регулярного поля, про-

исходящее на длине ΔR . Коэффициент объемного рассеяния α_p будет равен

$$\alpha_p = \frac{\Delta I}{I \Delta R}, \quad (19.4)$$

т. е. относительному ослаблению интенсивности регулярного поля на единице длины пути распространения.

Выделим теперь в слое цилиндр толщины ΔR с сечением S (заштрихован на рис. 19.2) и умножим на величину S числитель и знаменатель выражения (19.4)

$$\alpha_p = \frac{\Delta I S}{I \Delta R S}.$$

Произведение $\Delta R S = V$ — объем, в котором процесс рассеяния регулярной волны привел к потере мощности, равной $W = \Delta I S$. Это позволяет записать последнее выражение в виде

$$\alpha_p = \frac{W}{I V}. \quad (19.5)$$

Эта формула позволяет дать еще одну трактовку величины коэффициента объемного рассеяния. По условию задачи мощность W равна мощности, рассеиваемой в объеме V . Согласно (19.5), коэффициент α_p равен мощности, рассеиваемой в единице объема, при падении на него волны единичной интенсивности. Определения (19.4) и (19.5) равноценны, и их выбор определяется условиями задачи. Если же условие (19.3) не выполняется и расстояние R еще недостаточно велико, понятие коэффициента объемного рассеяния α_p , как объективной, не зависящей от условий опыта характеристики среды, теряет свой смысл: в этих условиях мощность, рассеиваемая в единице объема, зависит от величины R , так как от этого зависит число сильных неоднородностей ($l < \sqrt{\lambda R}$) в единице объема среды. При большинстве акустических опытов в океане точка приема находится в зоне Фраунгофера относительно тепловых неоднородностей среды, и понятие коэффициента объемного рассеяния может быть широко использовано.

Угловое распределение и интенсивность рассеянного поля существенно зависят от соотношения размера неоднородностей l и волнового числа акустического поля k . Мелкомасштабные неоднородности ($kl \ll 1$) создают очень слабое изотропно рассеиваемое поле; крупномасштабные ($kl \gg 1$) — значительно более сильное поле, распространяющееся в узком угловом секторе вблизи направления распространения первичной регулярной волны. Угловой раствор этого сектора близок к величине $1/kl$. Связь величины kl с направленностью рассеянного поля вытекает из трактовки рассеивателей звука как излучателей (или переизлучателей) звуковой энергии.

Мощность, рассеиваемая отдельной неоднородностью, быстро уменьшается при уменьшении размера l , и можно считать, что все

рассеянное поле создается в основном крупными неоднородностями, величина которых близка к радиусу корреляции ρ_0 . Это позволяет считать, что поле, рассеянное на неоднородностях показателя преломления, сосредоточивается в секторе с угловым раствором $1/k\rho_0$. Если $k\rho_0 \gg 1$, почти все рассеянное поле попадет на приемник, при условии, что растров его диаграммы направленности больше $1/k\rho_0$. Эти соотношения являются типичными для опытов в океане, и в дальнейшем мы ограничимся рассмотрением именно этого случая.

В теории дифракции эти качественные рассуждения подкрепляются строгими выводами. Кроме того, устанавливается связь между величиной коэффициента α_p , с одной стороны, и характеристиками тепловых неоднородностей воды ($\langle \mu^2 \rangle$, ρ_0 и пр.) и частотой акустического поля, с другой. В наиболее распространенном в реальных ситуациях случае крупномасштабных неоднородностей величина коэффициента объемного рассеяния выражается как

$$\alpha_p = 2 \langle \mu^2 \rangle k^2 \rho_n, \quad k\rho_0 \gg 1, \quad (19.6)$$

где $\langle \mu^2 \rangle$ — дисперсия флуктуаций показателя преломления [см. (18.2)], а ρ_n — интегральный масштаб неоднородностей (18.6).

При мелкомасштабных неоднородностях коэффициент объемного рассеяния равен

$$\alpha_p = 8\pi^2 \langle \mu^2 \rangle k^4 \rho_0^3, \quad k\rho_0 \ll 1. \quad (19.7)$$

Рассеяние на мелкомасштабных тепловых неоднородностях изотропно, и его уровень падает как k^4 при уменьшении частоты. Эта зависимость называется зависимостью Релея, так как Релей был первым, который получил и объяснил ее. С учетом формулы § 18 величины α_p могут быть выражены и через структурные характеристики среды:

$$\alpha_p = C_n^2 k^2 \rho_0^{\frac{2}{3}} \rho_n, \quad k\rho_0 \gg 1, \quad (19.6')$$

$$\alpha_p = 4\pi^2 C_n^2 k^4 \rho_0^{\frac{11}{6}}, \quad k\rho_0 \ll 1. \quad (19.7')$$

Фазы элементарных рассеянных волн, приходящих в точку приема, изменяются случайным образом при смене реализации среды; любые их значения от 0 до 2π равновероятны. В результате амплитуда и фаза суммарного рассеянного поля также изменяются по случайному закону. В полном поле, равном сумме когерентной (регулярной) и рассеянной (случайной) компонент возникают амплитудные и фазовые флуктуации.

Средние, полученные по большому числу реализаций среды, интенсивности полного поля и его когерентной и рассеянной компонент (I , $I_{\text{ког}}$, I_p соответственно) связаны простым соотношением

$$I = I_{\text{ког}} + I_p. \quad (19.8)$$

Такое суммирование называется энергетическим суммированием, или суммированием по интенсивности.

При $k\rho_0 \gg 1$ направления распространения первичной и рассеянных волн практически совпадают, и рассеяние на неоднородностях показателя преломления не ведет к ослаблению полного поля, достигающего приемник, т. е. $I \equiv I_0$, где I_0 — сила звука в первичной волне при $R=0$ *. Интенсивности $I_{\text{ког}}$ и I_p зависят от коэффициента объемного рассеяния α_p и пройденного пути R . Эти зависимости можно получить из (19.4), если написать эту формулу в дифференциальной форме ($\alpha_p = dI/dR$) и сделать преобразования, аналогичные преобразованиям при выводе формул (6.2). Тогда легко получить: $I_{\text{ког}} = I_0 \exp(-\alpha_p R)$. При распространении звука в толще вод океана обычно выполняется условие $\alpha_p R \ll 1$ и, следовательно,

$$I_{\text{ког}} \simeq I_0 (1 - \alpha_p R). \quad (19.9)$$

Учитывая (19.8), получаем:

$$I_p \simeq \alpha_p R I_0, \quad (19.10)$$

$$\frac{I_p}{I_{\text{ког}}} \simeq \alpha_p R. \quad (19.11)$$

Акустический сигнал, прошедший достаточно большое расстояние в рассеивающей среде, является типичным примером случайного процесса и может описываться статистическими методами. Одним из важнейших статистических свойств случайного сигнала является характер распределения его амплитуд.

Некогерентная часть полного поля, образовавшаяся вследствие рассеяния звуковых волн на большом числе хаотично расположенных неоднородностей, является чисто случайным процессом; распределение амплитуд этой компоненты подчинено закону Релея

$$\omega(p_p) = \frac{p_p}{\langle p_p^2 \rangle} \exp\left(-\frac{p_p^2}{2\langle p_p^2 \rangle}\right). \quad (19.12)$$

Функция распределения амплитуд $\omega(p_p)$ представляет собой плотность вероятности существования амплитуды случайной компоненты, равной p_p .

В случае, когда обе компоненты соизмеримы по величине, амплитуды P полного поля распределены по закону, называемому обобщенным законом Релея,

$$\omega(P) = \frac{P}{\langle p_p^2 \rangle} \exp\left(-\frac{P^2 + p_{\text{ког}}^2}{2\langle p_p^2 \rangle}\right) I_0\left(\frac{P p_{\text{ког}}}{\langle p_p^2 \rangle}\right). \quad (19.13)$$

Здесь I_0 — функция Бесселя нулевого порядка.

В реальной океанической среде, когда рассеяние звука происходит лишь в толще воды на неоднородностях показателя преломления и точка приема находится в зоне Фраунгофера, обычно выполняется неравенство $\langle p_p^2 \rangle \ll p_{\text{ког}}^2$, и в поле преобладает когерентная

* Напомним, что при всех рассуждениях этого параграфа, первичная волна считается плоской, а среда непоглощающей.

компонента. В этом случае закон распределения амплитуд полного поля приближается к нормальному закону при среднем значении, равном $p_{\text{ког}}$,

$$w(P) = \frac{1}{\sqrt{2\pi \langle p_p^2 \rangle}} \exp \left[-\frac{(P - p_{\text{ког}})^2}{2 \langle p_p^2 \rangle} \right]. \quad (19.14)$$

На рис. 19.3 приведено несколько функций обобщенного распределения Релея. Кривые приведены в нормированном виде, где

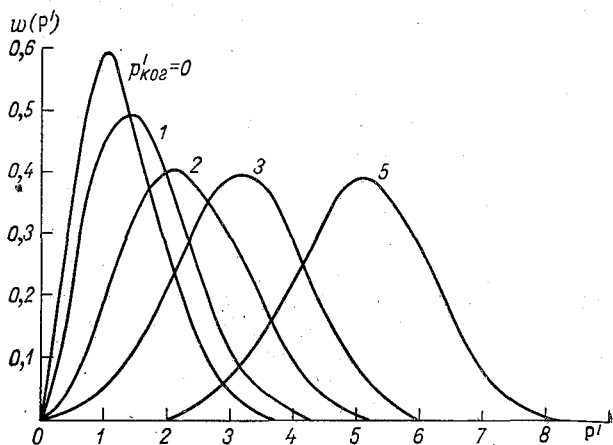


Рис. 19.3. Распределение амплитуд в нормированных координатах.

Параметр кривых — нормированная амплитуда когерентной компоненты $p'_{\text{ког}} = p_{\text{ког}} / \sqrt{\langle p_0^2 \rangle}$.

$P' = P / \sqrt{\langle p_p^2 \rangle}$, а параметром кривых является нормированная величина $p'_{\text{ког}} = p_{\text{ког}} / \sqrt{\langle p_p^2 \rangle}$. Левая кривая ($p'_{\text{ког}} = 0$) соответствует чисто случайному процессу и формуле (19.12); правые кривые ($p'_{\text{ког}} \gg 1$) приближаются к нормальному распределению (19.14), типичному для условий объемного рассеяния звука в океане.

Количественной мерой флуктуаций амплитуды сигналов обычно служит коэффициент вариации амплитуды

$$\eta = \sqrt{\frac{\langle P^2 \rangle - \langle P \rangle^2}{\langle P \rangle^2}}. \quad (19.15)$$

Чем меньше доля случайного поля в полном сигнале, тем меньше коэффициент вариации. В чисто регулярном поле $\eta = 0$, так как $p_p = 0$ и, следовательно, $\langle P^2 \rangle = \langle P \rangle^2$. На рис. 19.4 приведена зависимость коэффициента η от величины отношения $\sqrt{\langle p_p^2 \rangle} / p_{\text{ког}}$. В рассматриваемом случае слабых флуктуаций полного поля величина η не превышает 25—30%. При росте рассеянной компо-

ненты коэффициент вариации растет и стремится к насыщению; $\eta \simeq 52\%$ соответствует распределению амплитуд по закону Релея (19.12).

Экспериментальные записи амплитуды давления P , сделанные в зоне Фраунгофера в одной точке пространства при известном расстоянии R от источника, позволяют определить величину коэффициента объемного рассеяния в среде. Последовательность вычислений следующая: по формуле (19.15) вычисляется коэффициент вариации амплитуд η ; по величине η и графику рис. 19.4 определяется отношение $\sqrt{\langle p^2 \rangle} / p_{\text{ког}}$, равное $\sqrt{I_p / I_{\text{ког}}}$; далее по формуле (19.11) определяется произведение $\alpha_p R$; теперь по известному расстоянию R можно найти и коэффициент объемного рассеяния α_p .

Развитая к настоящему времени теория распространения звука в случайно-неоднородных средах позволяет, исходя из характеристик неоднородностей среды, рассчитать коэффициент объемного рассеяния, коэффициент вариации амплитуд сигнала, соотношение когерентной и рассеянной компонент в полном поле и т. д. Для этого достаточно знать масштабы неоднородностей ρ_0 и ρ_n и дисперсию $\langle \mu^2 \rangle$ флуктуаций показателя преломления (или C_n , см. § 18). Полученные решения справедливы лишь при слабых флуктуациях полного поля, т. е. при $I_p \ll I_{\text{ког}}$.

В наиболее распространенном в реальных ситуациях случае крупномасштабных неоднородностей величина коэффициента объемного рассеяния выражается как

$$\alpha_p = 2 \langle \mu^2 \rangle k^2 \rho_n = C_n^2 k^2 \rho_0^{2/3} \rho_n. \quad (19.16)$$

На небольших расстояниях, т. е. при выполнении условия (19.2), коэффициент вариации амплитуд растет относительно быстро, но в зоне Фраунгофера рост флуктуаций замедляется и становится справедливой формула

$$\eta^2 = \frac{1}{2} \alpha_p R = \langle \mu^2 \rangle k^2 \rho_n R, \quad \sqrt{\lambda R} \gg L_0. \quad (19.17)$$

По мере увеличения расстояния зависимость коэффициента η от частоты усиливается и в зоне Фраунгофера коэффициент вариации оказывается пропорциональным частоте.

В открытом океане условия опытов обычно соответствуют положению приемника в зоне Фраунгофера, т. е. выполняется

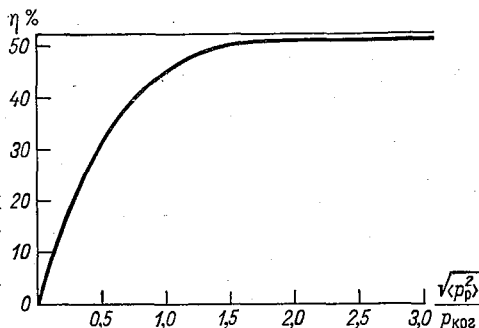


Рис. 19.4. Зависимость коэффициента вариации амплитуд от соотношения рассеянной и когерентной компонент в зарегистрированном сигнале.

неравенство (19.3). Этому соответствует и подавляющая часть экспериментальных данных, хорошо согласующихся с зависимостью (19.17). Неравенство (19.2) чаще всего реализуется в приповерхностных слоях океана на относительно высоких частотах; на низких частотах рассеяние мало и на расстояниях, определяемых из условий (19.2), практически незаметно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Эккарт К. Внутренние волны в океане.— В сб.: Внутренние волны. Пер. с англ. М., «Мир», 1964, с. 95—115.
2. Криз Д. Ж. Внутренние волны.— В кн.: Подводная акустика. Пер. с англ. М., «Мир», 1965, лекция 8, с. 156—168.
3. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М., «Наука», 1967, 548 с.
4. Чернов Л. А. Распространение волн в среде со случайными неоднородностями. М., Изд-во АН СССР, 1958, 159 с.
5. Швачко Р. Ф. Флуктуации звука в верхнем слое океана и их связь со случайными неоднородностями среды.— «Акустический журнал», 1963, т. IX, вып. 3, с. 347—350.
6. Швачко Р. Ф. Случайные неоднородности толщи океана.— В кн.: Акустика океана. М., «Наука», 1974, ч. 1, гл. 6, с. 63—73.
7. Швачко Р. Ф. Рассеяние на случайных неоднородностях и звуковые поля в океане.— В кн.: Акустика океана. М., «Наука», 1974, ч. 8, гл. 1, с. 562—581.

ГЛАВА VI

ЗВУКОРАССЕИВАЮЩИЕ СЛОИ

§ 20. Дискретные рассеиватели звука и объемная реверберация

Кроме флуктуаций температуры и скорости звука акустические волны в водах океана рассеиваются также и на дискретных препятствиях. Это разнообразные подводные неоднородности, объем каждой из которых четко очерчен, а на границах препятствия акустические свойства среды (упругость, плотность и т. д.) изменяются скачком. К основным дискретным неоднородностям вод океана относятся живые организмы и пузырьки воздуха, занесенные в воду поверхностным волнением и ветром.

Как пузырьки воздуха, так и живые организмы существенно неоднородно распределены по глубине океана. Пузырьки воздуха находятся непосредственно под поверхностью воды и образуют слой, толщина которого тем больше, чем сильнее ветер и волнение, но, по-видимому, не превышает 20—30 м. Концентрация пузырьков максимальна у самой поверхности и постепенно уменьшается при увеличении глубины. Размеры воздушных пузырьков лежат примерно в пределах от $3 \cdot 10^{-3}$ до $3 \cdot 10^{-2}$ см. Поле, рассеянное слоем этих пузырьков, практически неотделимо от поля, рассеянного неровностями поверхности и соответственно этому рассматривается позже, в § 29.

Основные эффекты подводного рассеяния живыми организмами связаны с так называемыми звукорассеивающими слоями — горизонтально протяженными биологическими скоплениями, залегающими, как правило, в пределах верхней тысячи метров водной толщи открытого океана. Характерной особенностью основных звукорассеивающих слоев являются их ежедневные вертикальные миграции. Днем животные обитают на относительно больших глубинах, ночью поднимаются ближе к поверхности. Эти ежедневные перемещения достигают иногда многих сотен метров.

Фауна звукорассеивающих слоев весьма разнообразна. В этих слоях обитают небольшие рыбки, рачки, креветки, медузы, моллюски с желеподобным телом, кальмары и пр. В звукорассеивающих слоях широко представлены рыбы с газонаполненным плавательным пузырем. Некоторые породы рыб и большинство других организмов в звукорассеивающих слоях совсем не имеют плавательного пузыря. Однако в теле многих из них все же есть элементы (скелет и чешуя рыб, развитая мышечная ткань, панцирь рачков и пр.), обладающие плотностью и упругостью, существенно отличными от плотности и упругости водной среды. Большой процент среди обитателей звукорассеивающих слоев составляют организмы с желеподобным студенистым телом, лишенным как газовых полостей, так и жестких элементов. К ним относятся медузы, большинство моллюсков, мелкий зоопланктон и пр. Акустические свойства тканей их тела мало отличаются от акустических свойств воды.

Специальные исследования показали, что поле, рассеянное в водах океана дискретными рассеивателями, создается в основном препятствиями или элементами препятствий с акустическими свойствами, сильно отличающимися от акустических свойств воды. Несмотря на большое число организмов со студенистым телом, вклад их в суммарное рассеянное поле весьма незначителен. Основными рассеивателями в звукорассеивающих слоях являются газонаполненные полости, упругие и жесткие элементы в теле рачков и рыб. На их границе упругие свойства среды, величины плотности ρ и скорости звука c изменяются скачком. Это делает картину рассеяния существенно отличной от рассеяния на слабых флуктуациях показателя преломления (см. § 19).

При малых размерах ($kl \ll 1$) дискретные препятствия значительно более интенсивно рассеивают звук, чем слабые флуктуации температуры, имеющие радиус пространственной корреляции примерно той же величины. При этом газовые полости рассеивают звук изотропно, так же как мелкомасштабные температурные флуктуации, а поле, рассеянное более жесткими препятствиями, в некоторой мере концентрируется как вблизи направления распространения первичной волны, так и вблизи противоположного, обратного направления. При больших размерах рассеивателей ($kl \gg 1$) и при плавных их очертаниях (например, пузырь рыбы) значительная часть рассеянной энергии начинает сосредоточиваться вблизи обратного (или зеркального) направления; по мере увеличения произведения kl дифракционный процесс рассеяния энергии

постепенно переходит в процесс отражения звука, подчиняющийся законам геометрической акустики. За препятствием образуется полная или частичная звуковая тень, размытая за счет дифракционных явлений на краях препятствия. Во всех случаях энергия, рассеянная препятствием, черпается из первичного поля.

Поле, рассеянное в толще вод океана в обратном направлении, в направлении в сторону излучателя, создается в основном дискретными препятствиями, являющимися сильными рассеивателями, а не слабыми флуктуациями показателя преломления. Важнейшая роль в создании этого поля принадлежит звуко-рассеивающим слоям. При решении ряда задач подводной акустики это поле оказывает существенное влияние на работу гидроакустической аппаратуры. Главной из таких задач является обнаружение, лоцирование по отраженному сигналу различных подводных объектов — мин, подводных лодок, косяков рыбы, крупных морских животных и пр.

В этих случаях излучатель и приемник звука располагаются в непосредственной близости друг к другу и образуют единую акустическую систему. Излучатель, обладающий, как правило, направленностью, излучает короткую звуковую посылку в направлении, где предполагается присутствие искомого объекта. Если посылка достигает этого объекта, она отражается им. Изучая свойства отраженного сигнала, можно получать некоторую информацию о самом объекте — о его местоположении, об ориентировочных размерах и пр. Задачи получения информации о подводных объектах по свойствам отраженных от них сигналов называются в гидроакустике эхолокационными задачами.

Рассеяние звука на множестве дискретных неоднородностей среды может привести к потере отражения от лоцируемого объекта на фоне совокупности рассеянных сигналов. Поле, рассеянное неоднородностями в обратном направлении, создает в точке излучения-приема довольно продолжительный флуктуирующий сигнал, отзвук среды; он возникает сразу же при проникновении посылки в среду и лишь постепенно затухает при удалении посылки от точки излучения-приема. Этот флуктуирующий сигнал называется реверберацией. В некоторых случаях в течение нескольких секунд реверберация может превышать и уровень естественных шумов, и отраженный полезный сигнал.

Однако реверберационный сигнал в силу природы своего возникновения всегда содержит некоторую информацию о неоднородностях морской среды, вызвавших рассеяние акустических волн. Это позволяет использовать его для акустического зондирования океана в исследовательских целях. Изучение свойств подводной реверберации положено в основу многих методов акустического исследования океана.

Большая роль морской реверберации как помехи в работе различных гидроакустических приборов, и возможность использования ее для исследования морской среды, определили значительный интерес к физическим свойствам акустических полей, рассеиваемых

в океане в обратном направлении. Для правильной интерпретации реверберационного «шлейфа», а также для прогнозирования его уровня и скорости затухания в первую очередь надо выяснить, откуда приходит реверберация, где находятся создающие ее подводные рассеиватели.

Представим себе, что в момент времени $t=0$ началось излучение акустического импульса длительностью τ . Оценим интервал расстояний, в пределах которого возникает рассеянный сигнал, определяющий в каждый данный момент времени уровень реверберации в точке излучения-приема.

Через время t после излучения в точке приема суммируются акустические волны, рассеянные на некотором участке, находящемся примерно на расстоянии $R=ct/2$ от точки излучения-приема; половину времени, прошедшего между излучением и регистрацией реверберации, акустическая посылка шла до рассеивающего участка, и столько же времени понадобилось рассеянной волне, чтобы вернуться к приемнику. К моменту времени t передний фронт посылки успеет удалиться на расстояние $R=ct/2$ и вернуться обратно в виде волны, рассеянной на неоднородностях, лежащих на этом расстоянии (рис. 20.1). Задний фронт посылки покидает излучатель позже на время τ ; в точку приема в момент t вернется возбужденная им рассеянная волна, возникшая на неоднородностях, находящихся несколько ближе, чем неоднородности, вызвавшие рассеяние переднего фронта импульса; расстояние от излучателя до рассеивателей, возбужденных задним фронтом посылки, равно $R'=c(t-\tau)/2$. В тот же момент времени t в точку приема придет еще множество рассеянных акустических волн, порожденных неоднородностями среды, находящимися на промежуточных расстояниях между R и R' ; эти волны соответствуют элементам посылки, заключенным между ее фронтами. Область между R и R' на рисунке заштрихована. Ее протяженность вдоль направления распространения равна

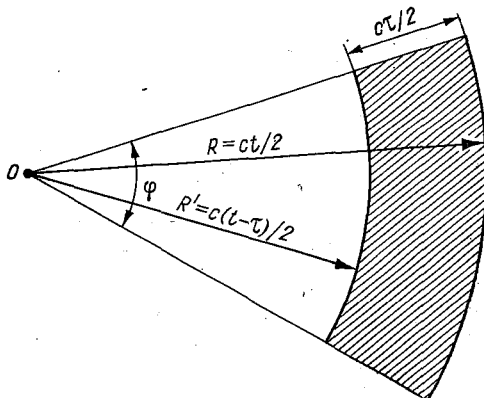


Рис. 20.1. Область, в которой происходит рассеяние, определяющее уровень реверберации в момент времени t .

$$\Delta R = R - R' = \frac{c\tau}{2}, \quad (20.1)$$

и в каждый момент времени она находится на расстоянии

$$R \simeq \frac{ct}{2} \quad (20.2)$$

от точки излучения-приема. Интервал $\Delta R = ct/2$ принято называть пространственной полушириной посылки. Соотношения (20.1) и (20.2) всегда следует иметь в виду, когда определяется пространственное положение рассеивающей области.

Протяженность рассеивающей области в других направлениях определяется угловым раствором акустических преобразователей.

Здесь, как и везде в части III, мы пренебрегали рефракцией лучей и считали распространение звука прямолинейным. На самом деле, в большинстве реальных океанических ситуаций рефракция звука существенно влияет на формирование реверберационных сигналов. Во-первых, из-за искривления лучей рассеивающий объем, определяемый пространственным положением посылки в каждый момент времени, находится не там, где он был бы в отсутствие рефракции. Во-вторых, сам рассеивающий объем может быть деформирован за счет рефракции лучей. В-третьих, изменение силы звука на пути от излучателя до рассеивающего объема и обратно к приемнику может быть значительно сложнее, чем это следует из закона сферического расхождения, присущего прямолинейному распространению. Эти особенности распространения звука влияют лишь на конечный эффект, на характер и уровень реверберации, но не изменяют ни физического механизма, ни количественных характеристик рассеяния в среде. Поэтому здесь мы не будем останавливаться на особенностях реверберации, связанных с рефракцией звуковых лучей.

Различают три основных типа морской реверберации — объемную, поверхностную и донную. Причиной возникновения объемной реверберации являются неоднородности водной среды, в первую очередь, животные звукорассеивающих слоев. Поверхностная или донная реверберация возникают тогда, когда в пределы рассеивающего объема (см. рис. 20.1) попадает участок взволнованной поверхности или дна океана. Поверхностная реверберация создается при этом не только неровностями поверхности моря, но и прилегающим к ним слоем воздушных пузырьков, а иногда и животными, поднявшимися в верхние слои воды. Донная реверберация возникает из-за существования неровностей поверхности дна океана и из-за неоднородности верхнего осадочного слоя.

§ 21. Акустические свойства дискретных рассеивателей

Рассеивающие свойства дискретного препятствия принято характеризовать величиной полного сечения рассеяния и индикатрисой рассеяния. Полное сечение рассеяния σ_0 равно отношению мощности W , рассеиваемой препятствием, к интенсивности I_0 падающего на него звукового поля:

$$\sigma_0 = \frac{W}{I_0}. \quad (21.1)$$

Индикатриса рассеяния характеризует угловое распределение рассеиваемой препятствием мощности при неизменном ракурсе облучения.

Для решения многих вопросов практической гидроакустики важно знать мощность, рассеиваемую препятствием в направлении обратно к источнику. Ее величина характеризуется сечением рассеяния в обратном направлении или просто сечением обратного рассеяния σ . Величину σ можно определить как

$$\sigma = \frac{I_s R^2}{I_0} \quad (21.2)$$

Здесь I_s — интенсивность поля, рассеянного в обратном направлении, и измеренная на расстоянии R от препятствия. При сферической индикатрисе рассеяния $\sigma_0 = 4\pi\sigma$.

Существенную роль среди рассеивателей звукорассеивающих слоев играют рыбы с газонаполненным плавательным пузырем. Объем пузыря занимает около 5% объема тела рыбы. При вертикальных миграциях размер пузыря многих рыб поддерживается примерно постоянным за счет действия физиологического механизма, регулирующего количество газа в пузыре. Однако у некоторых пород рыб при вертикальных миграциях сохраняется почти постоянной масса газа в пузыре, что приводит к изменению его объема, связанному с изменением статического давления.

Газовую полость под водой можно рассматривать как объемный резонатор, собственная или резонансная частота которого зависит от его размеров и статического давления P . Ткани, окружающие газовую полость рыбы, оказывают малое влияние на резонансную частоту. Эта частота с достаточной степенью точности определяется формулой, справедливой как для свободного газового пузырька в воде, так и для плавательного пузыря рыбы:

$$f_p = \frac{1}{2\pi a} \sqrt{\frac{3\gamma P}{\rho}} \quad (21.3)$$

Здесь a — радиус сферы, равной по объему газовой полости; $\gamma = c_p/c_v$ — отношение удельных теплоемкостей газа при постоянных давлении и объеме; ρ — плотность воды. В области резонанса всегда выполняется условие $ka \ll 1$, т. е. длина акустической волны при резонансе много больше размеров газовой полости.

На рис. 21.1 приведены зависимости f_p от a при различных значениях глубины, определяющей действующее статическое давление. На оси абсцисс выделены две области значений a , одна из которых охватывает типичные размеры приповерхностных воздушных пузырьков, а вторая — размеры плавательных пузырей рыб. Под этой второй областью нанесена шкала ориентировочных значений длины рыбы, имеющей плавательный пузырь соответствующих размеров.

Основная масса воздушных пузырьков находится под самой поверхностью, и типичные значения их резонансных частот соответствуют нижней кривой рис. 21.1, рассчитанной для глубины 3 м. Эти резонансные частоты для наиболее крупных пузырьков составляют 15—20 кГц, а для наиболее мелких — 150—200 кГц.

Рыбы с плавательными пузырями могут находиться практи-

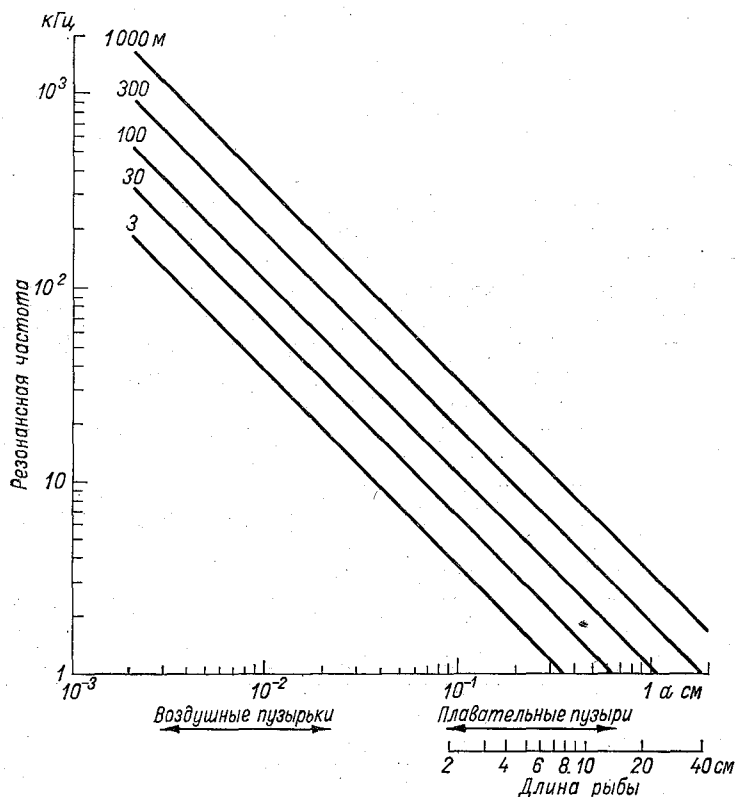


Рис. 21.1. Резонансные частоты газовых полостей на разных глубинах.

Параметр кривых — глубина газовой полости.

чески на любой глубине от поверхности до примерно 1000 м. Характерные частоты резонанса плавательных пузырей рыб звуко-рассеивающих слоев лежат в пределах от единиц килогерц до 20—30 кГц. При вертикальном перемещении рыбы резонансная частота плавательного пузыря изменяется, падая при подъеме рыбы в верхние слои воды. В любом случае это является прямым следствием уменьшения статического давления P , см. (21.3); если же при подъеме рыбы увеличивается и объем ее газового пузыря, т. е. эффективный радиус a , то понижение частоты оказывается еще более значительным. Однако общее изменение

резонансной частоты при вертикальной миграции рыб, как правило, не превышает 2—3.

При $ka \ll 1$ сечение обратного рассеяния газонаполненного подводного резонансного рассеивателя может быть рассчитано по формуле

$$\sigma = \frac{a^2 Q^2}{\left(\frac{f_p^2}{f^2} - 1 \right)^2 Q^2 + \frac{f_p^2}{f^2}}, \quad (21.4)$$

где f — частота воздействующих на полость акустических колебаний, а Q — добротность резонатора.

Величина Q в общем случае определяется тремя видами потерь — переизлучением звуковой энергии, т. е. собственно рассеянием звука, теплообменом пузыря с окружающей средой и работой по преодолению сил вязкости в окружающей среде вблизи границ газовой полости. Тепловые потери тем больше, чем меньше размер пузырька, и они определяют добротность свободных воздушных пузырьков вблизи поверхности. Добротность относительно большой газовой полости плавательного пузыря рыбы вблизи поверхности определяется потерями на вязкое трение в тканях рыбы; при глубинах в сотни метров эти потери заметно уменьшаются, и возрастает роль потерь, связанных с переизлучением. Добротность плавательного пузыря рыбы минимальна у поверхности, где величина Q часто не превышает 2—3, и несколько возрастает с глубиной.

На рис. 21.2 приведены две зависимости сечения обратного рассеяния от частоты, соответствующие двум глубинам газовой полости — $z=0$ и $z=300$ м. Кривые построены в относительных единицах. При $z=0$ величина добротности выбрана равной 3, при $z=300$ м — $Q=6$. При $f=f_p$ сечение обратного рассеяния достигает своего максимального, резонансного значения, равного $\sigma_p = a^2 Q^2$. У рыбы средних размеров (рис. 21.1) эффективный радиус пузыря равен $\sim 0,3$ см и $\sigma_p \approx 1,5$ см², если принять $Q=4$. Максимальные значения σ отдельных пузырьков воздуха в приповерхностном слое не превышают малых долей квадратного см. При $f \ll f_p$ на частотах много ниже частоты резонанса, (21.4) преобразуется к виду $\sigma = A a^6 f^4$, где A — некоторый коэффициент,

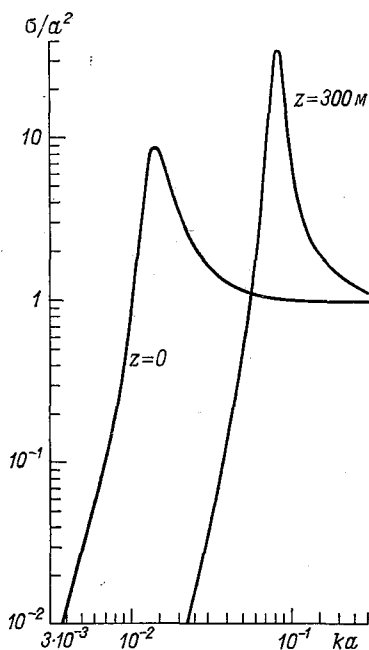


Рис. 21.2. Зависимость сечения обратного рассеяния газовой полости от частоты.

Параметр кривых — глубина газовой полости.

зависящий от глубины. В этой области частот величина σ быстро падает при понижении частоты.

Особенности рассеяния звука тканями тела организмов, населяющих звукорассеивающие слои, пока мало изучены. Основные сведения получены экспериментально в лабораторных опытах, где измеряли величины σ подводных организмов того или иного типа. Все опыты выполнялись при $l \geq \lambda$ (l — характерный размер животного). Некоторые расчеты были выполнены для случая $l \ll \lambda$. Совокупность полученных данных позволяет только в общих чертах описать картину рассеяния звука тканями тела различных мелких морских животных, обитающих в звукорассеивающих слоях.

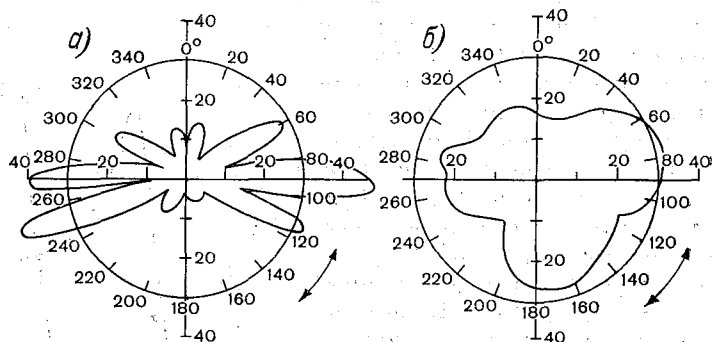


Рис. 21.3. Диаграмма обратного рассеяния рыбы. Частота 360 кГц, длина рыбы 1,82 см.

а: 0° — голова, 90°, 270° — бок, 180° — хвост; б: 0° — спина, 90°, 270° — бок, 180° — брюшко (Хаслетт, [4]).

Важной характеристикой является так называемая диаграмма обратного рассеяния — зависимость величины σ от ориентации рассеивателя по отношению к точке излучения-приема. На рис. 21.3 приведены две такие диаграммы, относящиеся к рыбе длиной 1,82 см, снятые на частоте 360 кГц ($l/\lambda \approx 4,5$). Легко видеть, что диаграмма *a* значительно более изрезана, что соответствует более резкому изменению линейных размеров препятствия, видимых из точки излучения-приема. Максимальные значения σ соответствуют боковому аспекту облучения, минимальные — облучению со стороны хвоста и головы.

При $l > \lambda$ сечения σ основных организмов-рассеивателей мало зависят от частоты при неизменном ракурсе облучения. Так, значения σ рыб и раков длиной 7—8 см на частотах 20—1000 кГц почти не выходят за пределы 0,01—0,1 см² (облучение со стороны спины). При $l \ll \lambda$ сечение рассеяния быстро падает при уменьшении частоты облучения (пропорционально f^4).

При $l > \lambda$ величина σ примерно пропорциональна квадрату линейных размеров животного, а при $l \ll \lambda$ — квадрату его объема.

При равных размерах и частотах облучения наиболее эффективными рассеивателями звукорассеивающих слоев являются рыбы

в области резонанса их плавательного пузыря. Сечения обратного рассеяния рачков и рыб без пузырей значительно ниже. Величины сечений обратного рассеяния животных, имеющих студенистое тело, лишенное как газовых полостей, так и твердых элементов, еще на несколько порядков меньше.

§ 22. Акустические характеристики звукорассеивающих слоев №1

Многочисленные опыты, проводившиеся в натуральных условиях океана, показали, что подводное рассеяние звука живыми организмами связано с так называемыми звукорассеивающими слоями. Наиболее интенсивно в слоях рассеиваются волны с частотами от 2—3 кГц до сотен кГц; рассеяние еще более высокочастотных колебаний пока мало изучено. Звукорассеивающие слои представляют собой горизонтально-протяженные скопления различных морских организмов. Они залегают на глубинах в несколько сотен метров, где физические (освещенность, температура и пр.) и биологические (запасы пищи, безопасность и пр.) характеристики среды являются оптимальными для жизни населяющих их организмов.

Звукорассеивающие слои отличаются громадной горизонтальной протяженностью и образуют непрерывную пелену, простирающуюся в глубине океанских вод от одного материка до другого. Эта пелена часто сложно стратифицирована и состоит из нескольких отчетливо разделяющихся ярусов. Каждый ярус образован скоплением фаунистически разнообразных животных, причем некоторые типы организмов могут существовать во всех ярусах, а другие — только в некоторых или в одном из них. Общая вертикальная протяженность области, занимаемой звукорассеивающими слоями, может достигать 500—800 м, но в ней, как правило, существуют горизонты наибольшей и наименьшей концентрации рассеивателей. Общая вертикальная протяженность пелены звукорассеивающих слоев, как правило, тем больше, чем больше биологическая продуктивность данного района океана.

Два раза в сутки — вечером и утром — большая часть звукорассеивающих слоев совершает вертикальные миграции. С наступлением сумерек животные поднимаются в поверхностные воды, а на рассвете вновь уходят на глубины, превышающие, обычно, 300—400 м. На этих глубинах они находятся все светлое время суток, когда ведут в основном пассивный образ жизни. Ночью в приповерхностных слоях воды животные кормятся.

Скопления этих животных настолько сильно рассеивают звуковые волны, что на рекордерах эхолотов промера дна (частоты 10 и 20 кГц) звукорассеивающие слои записываются столь же отчетливо, как и дно океана. В первые годы, когда их существование в водах океана только что было обнаружено, звукорассеивающие слои даже получили название «призрачного дна».

Звукорассеивающие слои распространены повсеместно в водах глубокого океана в умеренных и низких широтах. О звукорассеи-

№3
вающих слоях полярных вод пока существуют лишь отрывочные данные, и вопрос требует дополнительного изучения. Картина подводного рассеяния над береговыми шельфами, видимо, несколько иная, и мы не будем ее рассматривать. То же относится и к водам закрытых морей.

Звукорассеивающие слои являются основной причиной возникновения объемной реверберации, флуктуирующего отзвука толщи воды, в которой распространяется акустическая волна (см. § 20). Уровень реверберации будет тем выше, чем сильнее при прочих равных условиях рассеиваются в воде звуковые волны, чем большая доля рассеянной энергии распространяется в обратном, локационном направлении и в направлениях, близких к нему.

Количественной мерой способности среды рассеивать акустические волны в обратном направлении является коэффициент объемного обратного рассеяния. Он равен отношению средней по многим реализациям мощности ω , рассеиваемой объемом V в обратном направлении, при облучении этого объема акустической волной с интенсивностью I_0

$$m_v = \frac{\omega}{I_0 V}. \quad (22.1)$$

№4
Величина ω рассчитывается на единицу телесного угла. Формула (22.1) отличается от формулы (19.5), определяющей полный коэффициент объемного рассеяния α_p , только величиной, понимаемой под рассеянной мощностью. Мощность W в (19.5) равна всей мощности, рассеянной объемом V во все стороны, т. е. в пределах угла 4π ; величина ω характеризует мощность, рассеиваемую лишь в обратном направлении и отнесенную к единице телесного угла. Коэффициент обратного рассеяния является некоторой средней характеристикой статистически однородной среды, получаемой после усреднения по многим реализациям объема V .

Расстояния между рассеивателями в звукорассеивающих слоях много больше как размеров населяющих их организмов, так и длин рассеиваемых акустических волн; эффекты многократного рассеяния в этих скоплениях являются несущественными. Горизонтальные границы звукорассеивающих слоев, как правило, размыты и нечетки. Животные расположены в воде хаотично, и рассеянные ими волны приходят в точку приема со случайными фазами. При большом числе рассеивателей в облучаемом объеме можно считать, что элементарные рассеянные волны суммируются в точке приема по интенсивности, т. е. энергетически. Суммарное поле, рассеянное в обратном направлении, является чисто случайным полем.

Все это позволяет простым образом связать величины сечений обратного рассеяния отдельных организмов и величину коэффициента обратного рассеяния скопления в целом

$$m_v = \frac{1}{V} \left\langle \sum_{i=1}^N \sigma_i \right\rangle. \quad (22.2)$$

Здесь N — число рассеивателей в объеме V , σ_i — величины их сечений обратного рассеяния; знак $\langle \rangle$ означает усреднение по многим реализациям объема V в одном скоплении.

Величина коэффициента обратного рассеяния в первую очередь зависит от глубины и относительно медленно изменяется в горизонтальном направлении. Это позволяет ввести еще одну очень удобную количественную характеристику акустических свойств звукорассеивающих слоев — силу слоя. Силой слоя M называют интеграл от коэффициента обратного рассеяния, взятый по глубине

$$M = \int_{z_1}^{z_2} m_v dz, \quad (22.3)$$

z_1 и z_2 — глубины верхней и нижней границ слоя. Сила слоя характеризует суммарную мощность, рассеиваемую в обратном направлении в объеме вертикальной колонки единичного сечения, вырезанной по всей толщине слоя, облучаемого полем единичной интенсивности. Эта величина весьма удобна, ибо характеризует суммарный эффект рассеяния звука, создаваемый слоем.

На рис. 22.1 приведены типичные для светлого времени суток зависимости коэффициента обратного рассеяния от глубины; параметром кривых является частота облучения. Здесь можно отметить несколько существенных особенностей. Максимум величины коэффициента обратного объемного рассеяния находится на глубинах в несколько сотен метров; глубина этого максимума обычно зависит от частоты и при низких (5—7 кГц) частотах больше, чем при высоких (15—20 кГц). Границы звукорассеивающего слоя хотя и размыты, но область глубин наиболее интенсивного рассеяния четко выделяется. Величины коэффициента рассеяния выше и ниже звукорассеивающего слоя обычно на 1—2 порядка ниже средней величины в слое.

Все исследователи, изучавшие особенности подводного рассеяния звука в океане в темные часы суток, отмечают, что основные рассеивающие скопления в это время заметно приближаются к поверхности. В большинстве случаев ночью верхняя граница скопления рассеивателей поднимается до глубин менее 100—150 м, и только малая часть рассеивающих организмов иногда остается

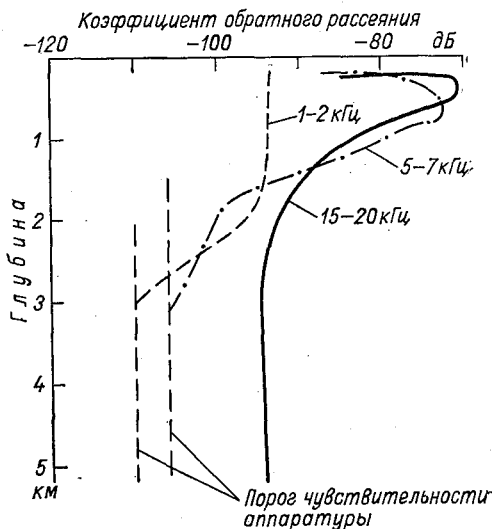


Рис. 22.1. Типичные для светлого времени суток кривые $m_v(z)$. 0 дБ — 1 м^{-1} (Андреева, [2]).

и на глубинах дневного обитания. Стратификация ночных рассеивающих скоплений очень нерегулярна, и ее тонкая структура беспорядочно изменяется в течение ночи. Интервал глубин интенсивно рассеивающих скоплений составляет несколько сотен метров, и он в среднем тем больше, чем больше общая сила слоя и чем ниже частота. Верхняя граница рассеивающей области может либо достигать поверхности, либо задерживаться ниже, например, у слоя скачка температуры. По-видимому, это определяется особенностями рассеивающих звук животных, часть которых не переходит в теплые приповерхностные воды. Нижняя граница рассеи-

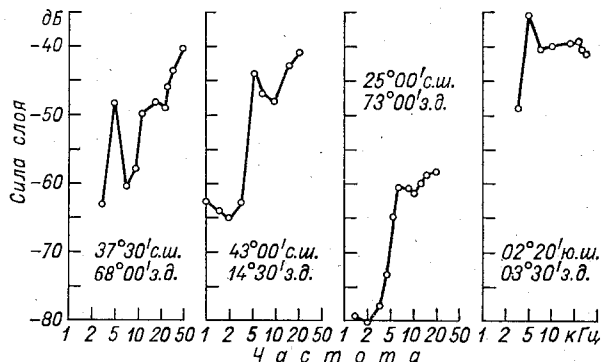


Рис. 22.2. Характерный вид зависимостей силы слоя M от частоты, 0 дБ — 1 (Андреева, [2]).

вающей области очерчена нечетко, и плотность рассеивателей убывает постепенно.

Акустические свойства звукорассеивающих слоев открытого океана существенно зависят от частоты, времени суток и географического положения района.

На рис. 22.2 приведены зависимости силы слоя от частоты, полученные в светлое время суток в разных районах Атлантического океана. Измерения выполнялись в интервале частот от 1—2 до 20—50 кГц. В области 5—7 кГц почти всегда существует более или менее отчетливо выраженный максимум силы слоя. На частотах ниже 5—7 кГц уровень рассеяния быстро падает, опускаясь часто ниже порога чувствительности аппаратуры. На частотах в десятки кГц уровень рассеяния либо сохраняется почти неизменным, либо поднимается выше уровня локального максимума, соответствующего частотам 5—7 кГц.

(Происходящий в темные часы суток подъем рассеивателей в верхние слои воды сопровождается увеличением уровня рассеяния почти на всех частотах от 1 до 15—20 кГц. Наиболее заметно это увеличение на низких частотах 2—3 кГц, когда ночное увеличение силы слоя часто превышает 8—10 дБ; в области 10—12 кГц, как правило, оно не больше 3—5 дБ, а на частотах 18—20 кГц и выше сила слоя практически не зависит от времени суток) При

подъеме рассеивающих слоев иногда хорошо прослеживается не только общее возрастание уровня рассеяния на низких частотах, но и сдвиг локальных максимумов кривой $M(f)$ в сторону низких частот.

Все эти особенности легко могут быть объяснены, исходя из представлений о механизме рассеяния акустических волн в звукорассеивающих слоях. На частотах 4—10 кГц доминирует резонансное рассеяние на плавательных пузырях рыб, которое приводит к появлению локальных максимумов на кривых $M(f)$. Сопоставление результатов обловов звукорассеивающих слоев тралом, расчетов, выполненных по формулам (21.3), (21.4) и (22.2), и натурных акустических измерений зависимостей $m_V(z)$ и $M(f)$ показало, что максимумы на кривых $M(f)$, несомненно, связаны с присутствием рыб с плавательными пузырями. Максимум в области частот 5—7 кГц создается относительно малым количеством довольно крупных рыб ($l \approx 8—10$ см), обитающих днем на глубинах в несколько сотен метров. Их резонансные частоты легко определить по кривым рис. 21.1. Даже если концентрации этих рыб не превышают 10^{-4} м³, они создадут значительный эффект рассеяния — $m_V \approx 3 \cdot 10^{-8}$ м⁻¹; если считать, что средняя толщина слоя равна 300 м, общая сила слоя составит примерно $M \approx -50$ дБ. Повышение уровня низкочастотного рассеяния в темные часы суток и соответствующий ему сдвиг влево локальных максимумов на кривой $M(f)$ не оставляют сомнения в превалирующей роли в этом явлении газонаполненных плавательных пузырей рыб, совершающих ежесуточные вертикальные миграции.

Рассеяние звука на частотах ниже 3 кГц в водах океана, как правило, очень невелико и поэтому изучено значительно меньше. Некоторым исключением является ряд районов с холодными водами, где на частотах 1—2 кГц наблюдались четко выраженные локальные максимумы на кривых $M(f)$. Биологические сборы показали, что в звукорассеивающих слоях этих районов обитают относительно крупные рыбы длиной 20—40 см. Согласно кривым рис. 21.1, их скопления, находящиеся на глубинах в несколько сотен метров, должны создавать резонансные явления именно на частотах около 1—2 кГц.

В рассеянии акустических волн с частотами 20—30 кГц и выше большую роль могут играть ткани тела рачков и рыб, обитающих в звукорассеивающих слоях.

Глубины дневного залегания основных интенсивно рассеивающих слоев находятся в пределах от 200—300 до примерно 1000 м и могут заметно изменяться внутри этого интервала при изменении географических координат. Слои воды, непосредственно примыкающие к поверхности, в светлые часы суток почти не содержат рассеивающих организмов. Правда, на слое скачка температуры, лежащем выше основных звукорассеивающих скоплений, обычно задерживается некоторое количество животных, но их вклад в суммарную величину силы слоя весьма невелик.

На рис. 22.3 вдоль двух разрезов в Атлантике нанесено ориентировочное дневное положение области, где находится рассеивающий слой с основными частотами рассеяния 4—6 кГц. Там же указаны положения этих разрезов на карте океана. Заштрихованы области, в которых существование звукорассеивающих скоплений наиболее вероятно. Фактически глубины их залегания могут изме-

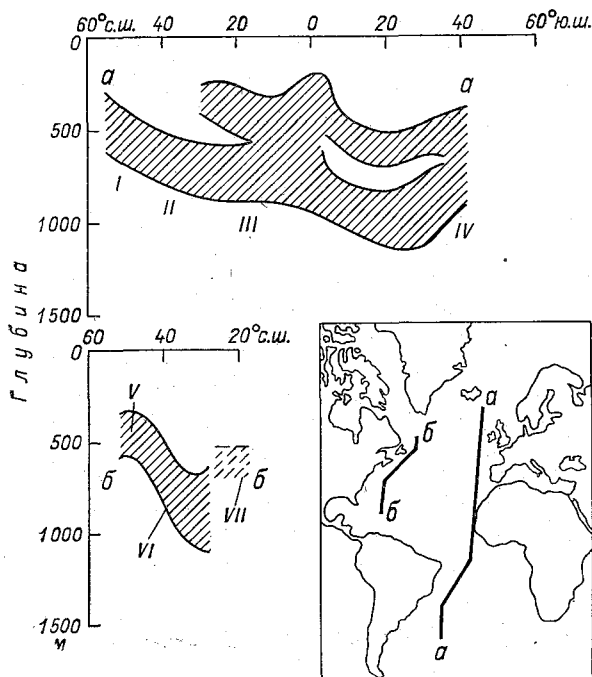


Рис. 22.3. Глубины существования звукорассеивающих слоев в светлое время суток (Атлантический океан (Андреева, [2])).

I — Ирландия, *II* — Пиренейский п-ов, *III* — Зеленый мыс, *IV* — Аргентинская котловина, *V* — Северо-Атлантическое течение, *VI* — Гольфстрим, *VII* — Антильское течение.

няться как во времени, так и в пространстве; величины этих изменений, как правило, лежат в пределах ± 150 м, но в некоторых случаях могут быть значительно больше. На рис. 22.3 видна общая тенденция к увеличению глубины и вертикальной протяженности звукорассеивающих скоплений по мере продвижения на юг. На глубинах более 1000 м, как правило, рассеивающие слои не наблюдаются.

Четко выраженная стратифицированность рассеивающих скоплений существует не во всех районах Мирового океана. Например, в экваториальной зоне Индийского океана коэффициент рассеяния

в пределах верхних 800—1000 м, по-видимому, очень мало зависит от глубины.

На глубинах в несколько километров уровень объемного рассеяния очень низок ($m_v \leq 10^{-11} \div 10^{-12}$ 1/м) и в пределах точности измерений не зависит от глубины. Жизнь на этих глубинах также значительно беднее, чем в верхнем 1000-метровом слое вод океана.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андреева И. Б. Звукорассеивающие океанические скопления.— В кн.: Акустика океана. М., «Наука», 1974, ч. I, гл. 3, с. 32—40.
2. Андреева И. Б. Рассеяние звука в океанических звукорассеивающих слоях.— В кн.: Акустика океана. М., «Наука», 1974, ч. 7, с. 491—558.
3. Вестон Д. Распространение звука в присутствии пузырных рыб.— В кн.: Подводная акустика. М., «Мир», 1970, гл. 5, с. 87—130.
4. Haslett R. W. G. Determination of the acoustic back-scattering patterns and cross-sections of fish. Brit. J. Appl. Phys., v. 13, 7, 1962, p. 349—357.

ГЛАВА VII

СВЕДЕНИЯ О ФОРМЕ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ И ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ПЕРЕИЗЛУЧЕННОГО ЗВУКОВОГО ПОЛЯ

§ 23. Формирование волн на морской поверхности и способ их описания

Волнение морской поверхности, хорошо знакомое каждому, является весьма сложным процессом, количественное описание которого наталкивается на многочисленные трудности. Морские волны порождаются различными причинами; но наиболее существенно влияют на подводные акустические поля волны, порожденные ветром. Другими причинами появления волн в океане являются приливно-отливные силы, изменчивость атмосферного давления, подводные землетрясения и пр. Однако волны, возникающие под действием этих факторов, либо слишком длинные и пологие, либо имеют эпизодический характер, что делает их влияние на распространение звука малосущественным.

Если над спокойной поверхностью воды начинает дуть ветер, в первый момент на воде возникает лишь мелкая рябь, а крупные волны развиваются постепенно. Механизм развития волнения до настоящего времени еще не до конца ясен, однако хорошо известно, что сколь продолжительным ни было бы действие ветра, волны не растут безгранично. Энергия ветра, передаваемая волнам, частично расходуется на внутреннее трение в воде и на развитие турбулентных вихрей. По мере усиления волнения увеличивается и относительная величина этих потерь, и рано или поздно наступает энергетическое равновесие между потерями и поступлением энергии от ветра. Такое волнение называется полностью развитым.

Для того чтобы волнение было полностью развитым, должно выполняться два условия. Во-первых, должна быть достаточно велика продолжительность действия ветра, неизменного по силе и направлению; во-вторых, должна быть велика «длина разгона» — протяженность акватории вдоль направления ветра, длина пути, на котором «разгоняются» волны. В табл. 23.1 приведены данные о требуемом разгоне волн при разных скоростях ветра.

ТАБЛИЦА 23.1

Условия возникновения полностью развитого волнения

Скорость ветра, м/с	Длина разгона, км	Продолжительность действия ветра, ч
6	57	5
9	133	8
14	337	13
20	712	19
30	1700	30

Полностью развитое волнение при больших скоростях ветра 20—30 м/с, как правило, не реализуется — в столь больших районах океана (1000 км и более) редко существуют требуемые однородные ветровые условия.

При ослаблении или прекращении ветра волнение постепенно затихает. Вначале затухают высокочастотные компоненты волнения, а длинные волны, волны зыби, еще длительное время сохраняются и распространяются далеко за пределы района, над которым дул породивший их ветер. Зыбь, оставшаяся после ослабления ветра, часто приводит к заметным отклонениям характеристик поверхности от тех, которые соответствуют силе действующего ветра. Эти искажения особенно велики при малых скоростях ветра в низкочастотной части спектра волнения.

Наблюдатель, смотрящий на морские волны, ясно видит поступательное движение, горизонтальное перемещение гребней и впадин на волнующейся поверхности. Это движение является следствием перемещения профиля волны и не соответствует характеру движения частиц воды. Частицы воды у поверхности движутся по почти круговым орбитам с постоянной угловой скоростью; диаметр орбит примерно равен высоте волны, расстоянию от ее подошвы до гребня. Движение частиц воды под воздействием ветра можно рассматривать как некоторое возмущение, распространяющееся вдоль направления действия ветра. Упрощенно картина формирования профиля волны приведена на рис. 23.1, где показаны круговые орбиты частиц воды, находящихся на поверхности. В состоянии покоя они лежали на плоскости $z=0$. Будем считать, что возмущающая сила, ветер, действует слева вдоль оси x , и направление движения частиц по орбитам совпадает с на-

правлением движения часовой стрелки. Из-за конечности скорости распространения возмущения фазы частиц на орбитах различны и будут запаздывать тем сильнее, чем больше величина x .

На рис. 23.1 для определенности выбраны орбиты с интервалом запаздывания движения $\pi/4 = 45^\circ$. В некоторый момент времени t_1 частицы, лежащие на поверхности воды, займут положения, отмеченные на рисунке точками, которые соединены жирной плавной линией. Эта линия соответствует профилю волны в момент времени t_1 . Несколько позже, в момент времени t_2 , соответствующий дополнительному перемещению частиц по орбитам на угол $\pi/4$, они займут положения, отмеченные кружками. Соответствующий профиль волны нанесен пунктиром. Профиль волны имеет трохоидаальный характер, склоны волны делаются более крутыми при приближении к гребню, в то время как склоны впадин оказываются значительно более пологими.

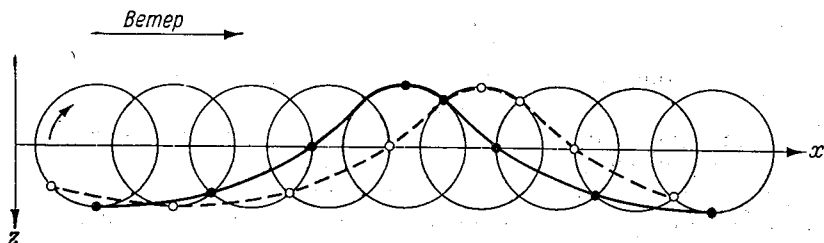


Рис. 23.1. К формированию профиля идеальной трохоидаальной волны.

По мере усиления ветра гребни волн заостряются и крутизна их склонов увеличивается. Когда угол наклона поверхности воды достигает примерно $8-9^\circ$, гребни обрушиваются, на море появляются белые барашки. При этом начинает быстро увеличиваться количество воздушных пузырьков в приповерхностном слое воды.

Частицы воды, находящиеся ниже поверхности, движутся по орбитам, также близким к круговым, но диаметр их орбит меньше, чем у поверхностных частиц. Эти круговые движения в значительной мере затухают на глубине, близкой к длине поверхностной волны Λ .

В океанологической литературе под высотой волны h понимают ее удвоенную амплитуду, т. е. перепад уровня воды от подошвы до гребня. В качестве статистических характеристик высоты волн используются как среднеквадратичное значение, так и высота n -процентной обеспеченности, $h_{n\%}$. Величина $h_{n\%}$ равна такой высоте, при которой вероятность выполнения неравенства $h > h_{n\%}$ равна $n\%$.

Профиль волн реальной морской поверхности никогда не бывает таким правильным, как это изображено на рис. 23.1. Морское волнение является сложным процессом взаимодействия большого числа простых волн. Наиболее распространенным подходом

к описанию морского волнения является спектральный, при котором реальное морское волнение рассматривается как совокупность большого числа синусоидальных волн, с различными частотами, фазами и направлениями распространения.

Если частота волновых компонент не превышает нескольких герц, силой, возвращающей элементы воды в положение равновесия, является сила тяжести. Соответственно ветровые волны с такими относительно низкими частотами называются гравитационными ветровыми волнами. На более высоких частотах заметную роль начинает играть еще один механизм, препятствующий отклонению поверхности воды от состояния равновесия, — поверхностное натяжение; ветровые волны в этой высокочастотной части спектра называются капиллярными ветровыми волнами. Граница, условно разделяющая гравитационные и капиллярные волны, лежит на частоте

$$F_k = \frac{1}{2\pi} \sqrt[4]{\frac{4g^3}{\gamma}} \simeq 13 \text{ Гц.} \quad (23.1)$$

Здесь g — ускорение силы тяжести, $\gamma = \alpha/\rho$, $\alpha \simeq 0,075 \text{ Н/м}$ — коэффициент поверхностного натяжения, ρ — плотность воды.

Для количественного описания морского волнения используется понятие энергетического спектра. Энергия ветрового волнения, энергия механическая, практически полностью определяется энергией гравитационных волн. Она равна сумме кинетической и потенциальной энергий частиц воды под взволнованной поверхностью. Кинетическая энергия — это энергия движения частиц воды по их орбитам. Потенциальная энергия связана с вертикальным отклонением частиц от их равновесного положения; из-за отличия реальных орбит частиц воды от круговых средняя потенциальная энергия не равна нулю.

Приходящаяся на единицу площади морской поверхности энергия плоской синусоидальной волны, имеющей амплитуду a , равна

$$E = \frac{1}{2} g \rho a^2. \quad (23.2)$$

Волновая энергия, приходящаяся на единицу поверхности, называется удельной энергией. Выделим группу элементарных плоских волн, круговые частоты которых $\Omega = 2\pi F$ лежат в пределах от Ω до $\Omega + d\Omega$, а направления распространения между углами φ и $\varphi + d\varphi$. Обозначим присущую им удельную энергию $\varepsilon(\Omega, \varphi) d\Omega d\varphi$. В соответствии с (23.2) квадрат амплитуды этой группы волн может быть записан как

$$(da)^2 = \frac{2\varepsilon(\Omega, \varphi)}{g\rho} d\Omega d\varphi.$$

Функцию

$$G(\Omega, \varphi) = \frac{2\varepsilon(\Omega, \varphi)}{g\rho} \quad (23.3)$$

называют двумерным энергетическим спектром волнения. Останемся на размерности полученного выражения в системе ССИ. Удельная энергия $\varepsilon(\Omega, \varphi)$ относится к единице площади поверхности (м^2), к единице круговой частоты Ω (рад/с) и к единице угла φ (рад). Это позволяет записать размерность $\varepsilon(\Omega, \varphi)$ в виде $\text{дж} \cdot \text{с}/(\text{м}^2 \cdot \text{рад}^2)$. С учетом (23.3) размерность двумерного энергетического спектра $G(\Omega, \varphi)$ равна $\text{м}^2 \cdot \text{с}/\text{рад}^2$.*

Спектр $G(\Omega, \varphi)$ характеризует плотность распределения энергии морских волн по частотам и направлениям их распространения. Многие практические задачи могут быть решены при использовании частотного энергетического спектра, равного

$$G(\Omega) = \int_0^{2\pi} G(\Omega, \varphi) d\varphi. \quad (23.4)$$

Угловые зависимости спектров волнения к настоящему времени еще мало изучены, но уже ясно, что характер этой зависимости связан с частотой. В первом приближении зависимость спектра $G(\Omega, \varphi)$ от направления распространения волн учитывается множителем вида $\cos^n(\varphi)$ при частотном спектре $G(\Omega)$

$$G(\Omega, \varphi) \simeq G(\Omega) \cos^n \varphi. \quad (23.5)$$

Направление $\varphi=0$ соответствует направлению действия ветра. Угол φ в (23.5) может изменяться от $-\pi/2$ до $+\pi/2$. Величина n максимальна на низких частотах 0,05—0,1 Гц, где она может достигать 10 и более, и падает на высоких частотах. Высокочастотный участок спектра волнения, с частотами 3—4 Гц и выше практически изотропен при скорости ветра 1 м/с и больше.

Каждая спектральная компонента волнения характеризуется не только частотой Ω , но и пространственной длиной волны Λ или волновым числом $\kappa=2\pi/\Lambda$. В области гравитационных волн эти величины в глубоком океане связаны дисперсионным уравнением

$$\Omega = \sqrt{g\kappa}. \quad (23.6)$$

Длина волны Λ , частота Ω и фазовая скорость распространения U связаны обычным соотношением

$$\Lambda = \frac{2\pi U}{\Omega}. \quad (23.7)$$

Из уравнений (23.6) и (23.7) легко найти связь между фазовой скоростью U и величинами κ , Λ и Ω

$$U = \sqrt{\frac{g}{\kappa}} = \sqrt{\frac{g\Lambda}{2\pi}} = \frac{g}{\Omega}. \quad (23.8)$$

* Иногда в работах, посвященных спектрам морского волнения, угол считается величиной безразмерной и размерность $G(\Omega, \varphi)$ принимается равной $\text{м}^2 \cdot \text{с}$.

В области капиллярных волн дисперсионное уравнение имеет более сложную форму

$$\Omega = \sqrt{g\kappa + \gamma\kappa^3}. \quad (23.9)$$

Отметим, что частота условной границы между гравитационными и капиллярными волнами (23.1) получена из условия равенства членов подкоренного выражения в (23.9). Уравнение (23.9) справедливо лишь в случае, если капиллярные волны на

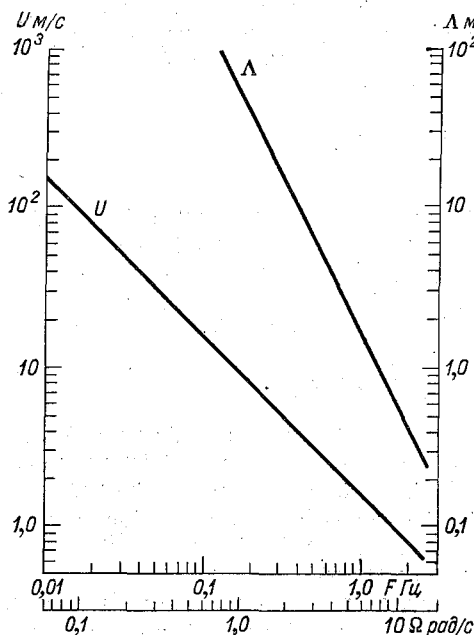


Рис. 23.2. Соотношение частот, длин волн и скорости распространения различных компонент гравитационных волн.

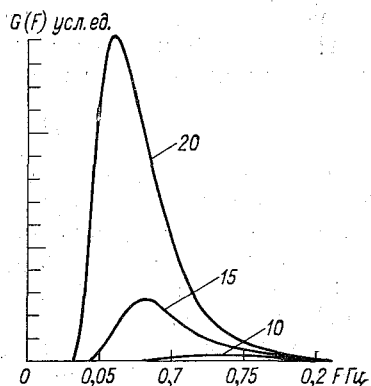


Рис. 23.3. Идеализированный вид энергетического частотного спектра морского волнения в области низких частот.

Параметр кривых — скорость ветра, м/с (Пирсон и др., [6]).

поверхности существуют в отсутствии длинных волн. Если в спектре волнения есть длинные волны, характер связи Ω и κ высокочастотных волн изменяется вдоль длинной волны за счет орбитального движения ее частиц, и уравнение (23.9) перестает давать удовлетворительное согласие с опытными данными. По-видимому, такие же, хотя и более слабые искажения характерны и для коротких гравитационных волн, существующих в поверхностном спектре одновременно с длинными волнами. Переход от Ω к κ и обратно в области коротких волн в океане при значительном волнении поверхности находится в стадии изучения и пока еще не решен.

На рис. 23.2 приведены зависимости скорости распространения U и длин Λ гравитационных волн от их частоты Ω . Расчет сделан по формулам (23.7)—(23.8). Скорость распространения волн быстро падает с увеличением частоты, уменьшаясь от 150 м/с при $F=0,01$ Гц до 0,7 м/с при $F=2$ Гц. Длина волны, согласно (23.7) и (23.8), обратно пропорциональна квадрату частоты F .

Во многих акустических задачах вместо частотного спектра волнения $G(\Omega)$ удобнее пользоваться спектром морского волнения по волновым числам κ , так называемым пространственным спектром волнения $G^*(\kappa)$. Частотный и пространственный спектры связаны очевидным соотношением

$$G^*(\kappa) = \frac{G(\Omega)}{2\pi} \frac{d\Omega}{\kappa d\kappa}. \quad (23.10)$$

Производная $d\Omega/d\kappa$ зависит от вида дисперсионного уравнения. Размерность $G^*(\kappa)$ равна в системе СИ м^4 (угол здесь мы считаем величиной безразмерной).

Характерный вид спектральных кривых полностью развитого морского волнения приведен на рис. 23.3. Все кривые имеют сходную форму: на каждой есть отчетливый максимум, частота которого тем меньше, чем сильнее ветер. Слева от максимума, на низких частотах, спектральная плотность быстро падает почти до нуля, а справа она уменьшается значительно более медленно. Приведенный график ограничен лишь относительно низкими частотами, в пределах которых сосредоточена основная часть энергии ветрового волнения. Величины $G(\Omega)$ в среднем уменьшаются вплоть до частот в десятки Гц, но это уменьшение происходит несколько более медленно, чем на более низких частотах.

§ 24. Спектры морского волнения

Современная теория достаточно надежно описывает полностью развитое морское волнение. Процессы развития и затухания волн находятся в стадии изучения. Для случая полностью развитого волнения установлены математические зависимости, которые достаточно хорошо описывают кривую спектра волнения на отдельных ее участках, т. е. в разных интервалах частот.

Вблизи спектрального максимума, который всегда лежит в области гравитационных волн, удовлетворительное соответствие опытным данным дает формула, предложенная Пирсоном и Нейманом,

$$G(\Omega) = \frac{\pi}{2} C \Omega^{-6} \exp\left(-\frac{2g^2}{\Omega^2 v^2}\right). \quad (24.1)$$

Здесь v — скорость ветра, $C=2,4 \text{ м}^2/\text{с}^5$ — константа, а Ω — круговая частота. Из (24.1) легко получить частоту максимума спектра ветрового волнения

$$F_0 = \frac{\Omega_0}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{g}{v}. \quad (24.2)$$

Зависимость этой частоты от скорости ветра приведена на рис. 24.1 а. Формула (24.1) наилучшим образом соответствует экспериментальным данным при значительном ветре, когда частота F_0 существенно меньше 1 Гц. На рис. 24.1 б приведены зависимости от скорости ветра величины энергетического спектра при $\Omega = \Omega_0$; величина $G(\Omega_0)$ возрастает более, чем на пять порядков при усилении ветра от 2 до 20 м/с.

Область частот, для которых справедливо неравенство $\Omega_K \gg \gg \Omega \gg \Omega_0$ [см. (23.1) и (24.2)], называется интервалом равновесия. Величина $G(\Omega)$ в этом интервале не зависит от скорости ветра и

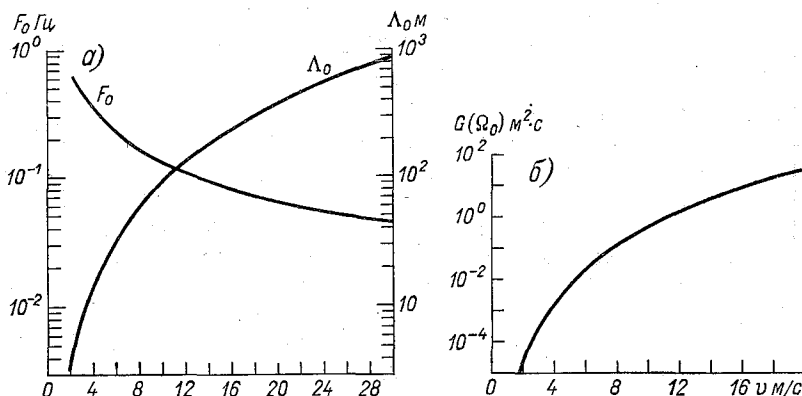


Рис. 24.1. Зависимость от скорости ветра частоты, длины волны и уровня в максимуме частотного спектра волнения, рассчитанного согласно (24.1).

может быть описана формулой, предложенной в 1958 г. Филлипсом,

$$G(\Omega) = \beta g^2 \Omega^{-5}. \quad (24.3)$$

Здесь β — безразмерная константа, которую разные авторы определяют несколько различно, но ее средняя величина близка к $1,2 \times 10^{-2}$, а Ω по-прежнему круговая частота.

Пользуясь формулой (23.10) и дисперсионным уравнением (23.6), легко пересчитать спектры Неймана—Пирсона (24.1) и Филлипса (24.3) в спектры по волновым числам κ . Спектр Неймана—Пирсона будет иметь вид

$$G^*(\kappa) = \frac{C}{8g^{2,5}} \kappa^{-4,5} \exp\left(-\frac{2g}{\kappa v^2}\right), \quad (24.4)$$

а равновесный спектр Филлипса

$$G^*(\kappa) = \frac{1}{4\pi} \beta \kappa^{-4}. \quad (24.5)$$

Напоминаем, что формула (24.4) наилучшим образом соответствует экспериментальным данным вблизи и слева от максимума

спектра, если волновое число, соответствующее этому максимуму, достаточно мало — $\kappa_0 = \Omega_0^2/g \ll 4 \text{ м}^{-1}$, что соответствует $F_0 \ll 1 \text{ Гц}$. Формулой (24.5) следует пользоваться, если $\kappa_0 \ll \kappa \ll \kappa_K$, где $\kappa_K \approx \approx 700 \text{ м}^{-1}$ — значение волнового числа, определяющего условную границу между гравитационными и капиллярными волнами (23.1).

В области коротких гравитационных волн ($F_0 > 2-3 \text{ Гц}$) наилучшее согласие экспериментом, по-видимому, дает спектр, предложенный в 1973 г. Лейкиным и др. Этот спектр получен на основании экспериментальных данных сразу же, как пространственный спектр волнения

$$G^*(\kappa) = B_0 v \kappa^{-3,5}, \quad (24.6)$$

B_0 — постоянный коэффициент, равный $10^{-5} \text{ с/м}^{0,5}$, величина κ выражена здесь в $1/\text{м}$, а скорость ветра v — в м/с . Формула (24.6) удовлетворительно описывает морскую поверхность при $\Lambda \approx 1-50 \text{ см}$, что соответствует $\kappa \approx 630-13 \text{ м}^{-1}$.

Для описания процессов отражения и рассеяния звука морской поверхностью весьма важно знать ее некоторые статистические характеристики. В первую очередь к ним относятся: величина среднеквадратичного отклонения h от средней плоскости; среднеквадратичный угол наклона δ ; среднеквадратичное значение радиуса кривизны q ; пространственные ρ и временные τ интервалы корреляции неровностей. Все эти величины могут быть вычислены, если известен спектр морского волнения.

Разные участки спектра вносят различные по величине вклады в перечисленные параметры морской поверхности. Роль того или иного участка спектра зависит от рода акустических задач и от условий опытов. Во многих случаях наиболее существенной в этом смысле является низкочастотная часть спектра волнения. Она в значительной мере определяет свойства сигналов, отраженных в зеркальном направлении и рассеянных вблизи этого направления (см. § 27, 28). Верхняя граница $\Omega_{\max}$ этой наиболее существенной низкочастотной части спектра зависит от многих причин, в частности, от скорости ветра, частоты акустических колебаний и пр. Низкочастотная часть спектра развитого морского волнения удовлетворительным образом описывается спектром Неймана—Пирсона, и мы воспользуемся выражением (24.1) для вычисления параметров морской поверхности.

Возвышение ζ точек поверхности над ее средней плоскостью является величиной случайной, и распределение этой величины приближенно подчинено нормальному закону при $\langle \zeta \rangle = 0$. Среднеквадратичная величина возвышения $h = \sqrt{\langle \zeta^2 \rangle}$ может быть определена как

$$h = \left[\int_0^{\Omega_{\max}} G(\Omega) d\Omega \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (24.7)$$

Эта формула становится очевидной, если вспомнить, что $G(\Omega) d\Omega$ представляет собой квадрат амплитуды волновых компонент с частотами от Ω до $\Omega + d\Omega$. Результаты расчета по (24.7) зависимости h от $F_{\max}$ ($F_{\max} = \Omega_{\max}/2\pi$) показаны на рис. 24.2 при

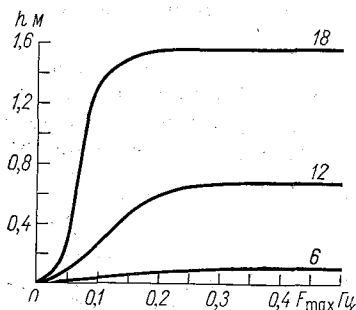


Рис. 24.2. Зависимость средне-квадратичного возвышения поверхности от граничной частоты интегрирования $F_{\max} = \Omega_{\max}/2\pi$ [см. (24.7)].

Параметр кривых — скорость ветра, м/с.

трех значениях скорости ветра: 6, 12, 18 м/с. Максимальное значение граничной частоты интегрирования выбрано при расчете равным 1 Гц — на более высоких частотах спектр Неймана—Пирсона заметно отличается от экспериментальных спектров.

Как и следовало ожидать, величина h быстро приходит к насыщению, $h = h_{\max}$, которое соответствует достаточно малым значениям $F_{\max} = 0,2$ — $0,3$ Гц. При увеличении скорости ветра величина $h_{\max}$ растет весьма значительно и изменяется примерно от 0,1 до 1,5 м при усилении ветра от 6 до 18 м/с.

Угол наклона поверхности также является величиной случайной, с распределением, близким к нормальному закону. В этом приближении среднеквадратичное значение наклона волн при изотропном волнении может быть вычислено как

$$\delta = \frac{1}{g} \left[\int_0^{\Omega_{\max}} \Omega^4 G(\Omega) d\Omega \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (24.8)$$

Результаты расчета по этой формуле приведены на рис. 24.3. Среднеквадратичное значение угла наклона поверхности, так же как и величина h , увеличивается и при усилении ветра, и при увеличении граничной частоты интегрирования $F_{\max}$. С ростом $F_{\max}$ скорость возрастания δ понижается, но при частоте 1 Гц эта величина еще не достигает полного насыщения. Величина δ при $F_{\max} = 0,7$ Гц ($\lambda \approx 120$ м) растет от 2 до $5,5^\circ$ при усилении ветра от 6 до 18 м/с.

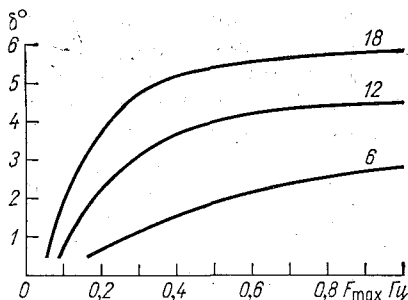


Рис. 24.3. Зависимость среднеквадратичного угла наклона поверхности от граничной частоты интегрирования $F_{\max} = \Omega_{\max}/2\pi$ [см. (24.8)].

Параметр кривых — скорость ветра, м/с.

Кривизна поверхности, величина, обратная радиусу кривизны q , также является величиной случайной для морской поверхности. Она может быть следующим образом вычислена, исходя из спектра волнения и интервала частот, в пределах которого учи-

тываются компоненты волнения, формирующие поверхность моря:

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{g^2} \left[\int_0^{\Omega_{\max}} \Omega^8 G(\Omega) d\Omega \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (24.9)$$

Зависимость $1/q$ от $F_{\max}$ приведена на рис. 24.4. Ее характер существенно отличается от кривых рис. 24.2 и 24.3: величина $1/q$ мало зависит от скорости ветра, а в ее зависимости от $F_{\max}$ не наблюдается никакой тенденции к насыщению. Радиусы кривизны

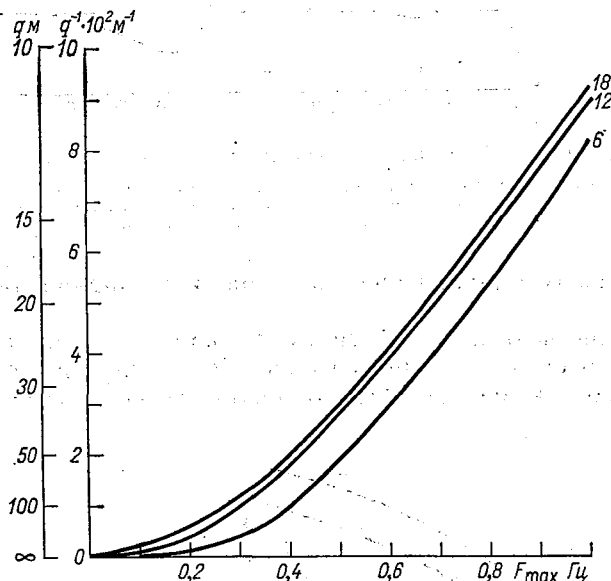


Рис. 24.4. Зависимость средневладратичных значений кривизны (q^{-1}) и радиуса кривизны (q) поверхности от граничной частоты интегрирования $F_{\max} = \Omega_{\max}/2\pi$ [см. (24.9)].

Параметр кривых — скорость ветра, м/с.

поверхности, сформированной наиболее низкочастотными компонентами волнения (0,1 Гц и ниже) составляют сотни метров. Величина q падает до 10—12 м при увеличении $F_{\max}$ до 1 Гц.

Весьма существенными характеристиками формы поверхности являются временные и пространственные функции корреляции возвышений поверхности. Функция временной корреляции возвышений ζ в одной точке поверхности может быть записана в виде

$$B(\tau) = \langle \zeta(t) \zeta(t + \tau) \rangle. \quad (24.10)$$

Знак $\langle \rangle$ означает усреднение по многим реализациям поверхности, τ — временной сдвиг относительно момента t . Аналогично может

быть записана и пространственная функция корреляции при аргументах R и $R + \rho$. Вид функции пространственной корреляции в общем случае неизотропного волнения существенно зависит от

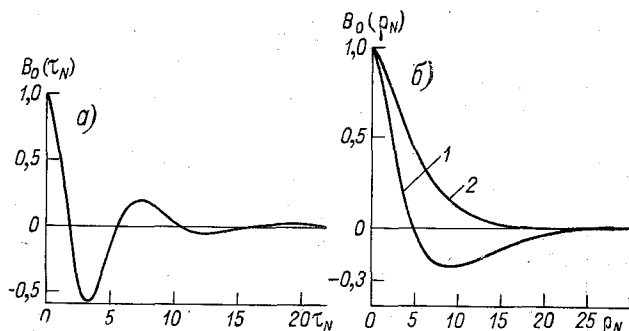


Рис. 24.5. Функции корреляции морского волнения.

a — временная корреляция, b — пространственная; 1 — корреляция по направлению действия ветра, 2 — в перпендикулярном направлении (Фортыон и др., [9]).

разницы между направлением вектора ρ и направлением движения волн.

Пространственные и временные функции корреляции морского волнения могут быть вычислены как Фурье-преобразование спектров морского волнения. Однако аналитическое вычисление соот-

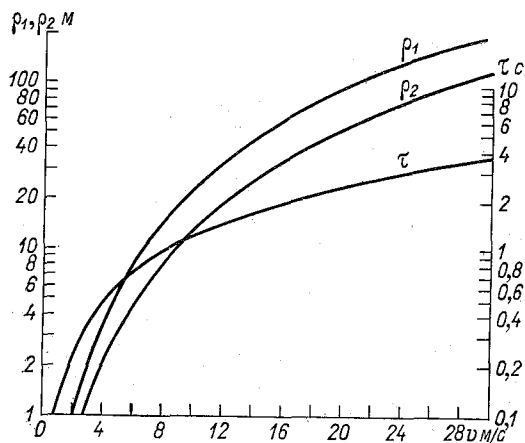


Рис. 24.6. Интервалы корреляции морского волнения в зависимости от скорости ветра.

τ — интервал временной корреляции; ρ_1 — интервал пространственной корреляции перпендикулярно направлению действия ветра; ρ_2 — то же вдоль направления ветра (по данным работы [9]).

ветствующих интегралов весьма затруднительно, и Фортыон и де Боер в 1971 г. провели численное интегрирование полученных формул. Расчет был сделан ими в предположении, что частотный спектр морского волнения определяется формулой Неймана—Пирсона (24.1), а угловое его распределение характеризуется множителем $\cos^2 \phi$ (см. 23.5).

Рассчитанные ими нормированные функции корреляции $B_0 = B/h^2$ приведены на рис. 24.5. Вдоль горизонтальной оси отложены величины нормированных аргументов — на графиках *a* задержка времени $\tau_N = g\tau/v$, а на графиках *б* нормированное расстояние $\rho_N = 2g\rho/v^2$. На рис. 24.6 приведены интервалы корреляции, соответствующие уменьшению функций B (рис. 24.5) в e раз. Интервалы пространственной корреляции в направлении действия ветра (ρ_2) при принятой модели морской поверхности заметно меньше, чем в перпендикулярном направлении (ρ_1). Сравнение рис. 24.6 и 24.1 показывает, что все интервалы корреляции — τ , ρ_1 и ρ_2 — существенно меньше периода T_0 и длины волны Λ_0 , соответствующих максимуму спектра морского волнения.

Для решения многих акустических задач наиболее важен начальный участок функции корреляции морского волнения, который чаще всего аппроксимируется гауссовой $[B_0(x) = \exp(-x^2/x_0^2)]$ или экспоненциальной $[B_0(x) = \exp(-x/x_0)]$ функциями.

§ 25. Когерентная и случайная компоненты переизлученного звукового поля

Морская поверхность является границей раздела, на которой плотность ρ и скорость звука c изменяются скачком. Этот скачок настолько велик, что вся энергия акустической волны, падающей снизу на поверхность, возвращается в воду. Морская поверхность является неровной, но на большом протяжении ее можно считать статистически однородной. Она находится в непрерывном движении; излучатель и приемник звука, связанные обычно с кораблями, также движутся относительно этой поверхности за счет качки, дрейфа и пр. В результате почти в любом акустическом опыте происходит смена многих реализаций поверхности.

Из-за дифракции волн на неровной границе характер первичной акустической волны изменяется, и поле, переизлучаемое неровной поверхностью, в общем случае состоит из двух компонент — регулярной и случайной. Регулярная компонента подчиняется законам геометрической оптики, соответствующим плоской границе раздела сред. Она формирует отраженную акустическую волну. Случайная компонента образует рассеянное акустическое поле, направления распространения которого в общем случае охватывают всю нижнюю полусферу. Если падающая волна имеет частоту f , то спектр рассеянного поля состоит из двух боковых полос, сдвиг и ширина которых связаны со спектром волнения. Если в течение опыта происходит многократная смена реализаций поверхности, то амплитуда и фаза в рассеянном поле изменяются также по случайному закону; значения фазы равномерно распределены от 0 до 2π , а распределение амплитуд подчиняется закону Релея (19.12). В акустической литературе принято называть регулярную компоненту переизлученного поля когерентной, а случайную — некогерентной.

Соотношение регулярной и случайной компонент переизлученного поля зависит от степени неровности поверхности моря. Количественной мерой этой неровности является возможная разность набега фаз вдоль разных лучей плоской волны, падающей на поверхность.

На рис. 25.1 изображена одна из неровностей поверхности, на которую падает плоская волна; угол скольжения лучей относительно средней плоскости поверхности равен χ . Рассмотрим два луча 1 и 2, падающие на вершину неровности и к ее подножью (луч 2 на рисунке для удобства расчетов смещен по горизонтали). Разность φ набега фаз по этим лучам равна

$$\varphi = 2\pi \frac{\Delta r}{\lambda} = k\Delta r, \quad (25.1)$$

где λ — длина акустической волны. Согласно рис. 25.1 $\Delta r = 2\zeta \sin \chi$. Величина ζ является случайной, а следовательно, слу-

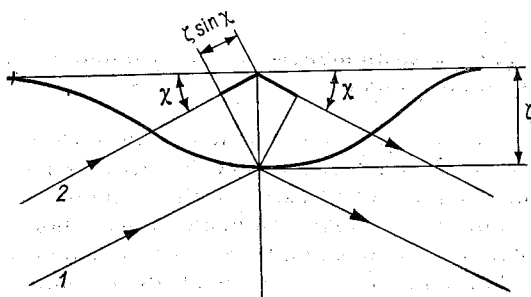


Рис. 25.1. К выводу формулы, определяющей параметр Релея.

чайными являются и определяемые ею значения Δr и φ . Перейдем от ζ и φ к их среднеквадратичным значениям h и Φ и на основании (25.1) напомним

$$\Phi = 2kh \sin \chi. \quad (25.2)$$

Величина Φ называется параметром Релея; она характеризует степень неровности поверхности условной величиной среднеквадратичной разности набега фаз вдоль лучей, падающих на поверхность. Термин «условная» принят нами ввиду того, что вся трактовка процесса, как отражения лучей в разных точках неровной поверхности, имеет условный характер и использована лишь для наглядности. Фактически имеющие место дифракционные явления значительно сложнее.

Если $\Phi \ll 1$, поверхность принято называть слабошероховатой; если $\Phi \gg 1$, поверхность является существенно неровной. Из (25.2) следует, что величина параметра Релея зависит не только от степени неровности поверхности, но и от частоты акустических колебаний k и от угла скольжения χ , под которым первичная волна падает относительно средней плоскости. Одна и та же поверхность ($h = \text{const}$) для колебаний одной (низкой) частоты может быть слабошероховатой, а для колебаний другой частоты (более

высокой) сильно неровной. То же относится и к углу, под которым падает акустическая волна на неровную поверхность. Чем круче это падение, тем больше при прочих равных условиях параметр Релея; при $\chi \rightarrow 0$ параметр Релея также стремится к нулю.

Величина параметра Релея определяет соотношение между когерентной (регулярной) и случайной компонентами в переизлученном поверхностью поле. Для регулярной части, которую можно рассматривать как волну, отраженную от средней плоскости неровной поверхности, можно ввести понятие коэффициента когерентного отражения $V_{\text{ког}} = p_{\text{ког}}/p_0$, где $p_{\text{ког}}$ и p_0 — амплитуды давления в падающей и отраженной волнах соответственно. В теории дифракции показывается, что при нормальном распределении возвышений поверхности

$$V_{\text{ког}}^2 = |V_0|^2 e^{-\Phi^2}. \quad (25.3)$$

Здесь V_0 — коэффициент отражения от плоской границы раздела тех же сред. При сферической первичной волне интенсивность когерентной компоненты определяется формулой, аналогичной (8.15)

$$I_{\text{ког}} = \frac{I_{\text{изл}} V_{\text{ког}}^2}{(R_1 + R)^2}. \quad (25.4)$$

Здесь R_1 — расстояние от точки зеркального отражения на средней плоскости поверхности до излучателя; R — то же до приемника; $I_{\text{изл}}$ — интенсивность исходной волны на единичном расстоянии от излучателя. Здесь и далее введены некоторые упрощения, не оказывающие влияния на суть рассматриваемых вопросов. Так, не учтены потери энергии, связанные с поглощением при распространении; в (25.4) опущен множитель r_0^2 , соответствующий единичному расстоянию до излучателя (см. § 8); не учтено влияние дифракции звука.

При малых Φ величина $e^{-\Phi^2}$ близка к 1, $V_{\text{ког}} \simeq |V_0|$, и практически вся переизлученная энергия сосредоточивается в отраженной волне. При $\Phi > 1$ величина $V_{\text{ког}}$ быстро падает при увеличении параметра Релея. Так, при $\Phi = 1$ $V_{\text{ког}}^2 \simeq 0,4 |V_0|^2$, при $\Phi = 2$ величина $V_{\text{ког}}^2$ падает до 2% от значения $|V_0|^2$, а при $\Phi = 3$ — примерно до $10^{-4} |V_0|^2$. Отсюда следует, что при $\Phi > 1,5 - 2$ почти вся энергия падающей волны переизлучается неровной поверхностью в виде рассеянной волны.

Для описания рассеянного поля полезно ввести некоторые количественные понятия, имеющие в основном феноменологический характер. При наших рассуждениях будем предполагать, что рассеянное поле формируется на участке поверхности, размеры которого много больше радиуса пространственной корреляции неровностей. Другими словами, в пределах рассеивающего участка поверхности должно находиться большое число неровностей, ответственных за рассеяние. При проведении экспериментов самое пристальное внимание должно быть обращено на выполнение этих

требований; акустические системы должны быть настолько удалены от поверхности, чтобы линейные размеры рассеивающего участка были много больше интервалов пространственной корреляции морского волнения.

Представим себе, что неровная поверхность облучается ненаправленным источником звука; рассеянное же поле регистрируется узконаправленным приемником, диаграмма которого «вырезает» на поверхности участок площадью S с линейными размерами L . Расстояние приемника от участка S равно $R \gg L$. Будем считать, что участок S достаточно велик и в его пределах находится большое число статистически независимых неровностей размером $l \ll L$. Каждую из них можно рассматривать как некоторый переизлучатель, как источник вторичных рассеянных сферических волн, имеющих случайные фазы и амплитуды. Суммарное рассеянное поле является суммой вторичных волн, рассеянных неровностями. Суммарная волна в любой, достаточно удаленной точке также сферична и расходит из участка S как из источника. Так как число неровностей в пределах рассеивающего участка велико, то любые значения фазы вторичных волн в точке приема равновероятны. При выполнении этих условий средняя интенсивность суммарного поля равна сумме интенсивностей всех приходящих в нее вторичных волн.

Найдем величину средней интенсивности I_p суммарного рассеянного поля в точке приема. Говоря о «средней интенсивности», будем понимать под этим термином величину, усредненную по многим реализациям одной и той же статистически однородной поверхности. Угол раствора диаграммы приемника выберем малым, и позже мы остановимся на количественной оценке этого требования.

Из простых физических соображений ясно, что интенсивность I_p прямо пропорциональна мощности, рассеиваемой участком поверхности, которая, в свою очередь, пропорциональна интенсивности I_0 падающей на него акустической волны. Поскольку рассеянное поле можно рассматривать как сферическую волну, исходящую из площадки S , то можно утверждать, что интенсивность I_p в точке приема обратно пропорциональна квадрату расстояния R . Эти простые соображения позволяют написать

$$I_p \sim \frac{I_0}{R^2} = \frac{I_{изл}}{R_1^2 R^2},$$

где R_1 — расстояние от точки излучения до участка S , а $I_{изл}$ — интенсивность исходной звуковой волны на единичном расстоянии от излучателя.

Несколько менее очевидна зависимость величины I_p от площади S . Попытаемся пояснить эту зависимость. Для каждой статистически однородной поверхности число неровностей, приходящихся на единицу площади, в среднем постоянно. В рассматриваемом нами случае число неровностей, создающих вторичные волны, пропорционально размеру площади S . Благодаря тому что

вторичные волны складываются по интенсивности, сила звука в суммарном рассеянном поле, вдали от рассеивающего участка, будет пропорциональна числу рассеивающих неровностей, т. е. площади участка $I_p \sim S$. В теории дифракции пропорциональность величин I_p и S доказывается строго.

Кроме того, интенсивность I_p в общем случае зависит как от угла падения первичной волны на поверхность, так и от направления рассеяния. Введем некоторые обозначения, поясняемые рис. 25.2. Прямоугольную систему координат xuz ориентируем таким образом, чтобы плоскость xu совпадала со средней плоскостью поверхности, а плоскость xz содержала направление падающей волны, идущей из точки O к рассеивающему участку. Угол скольжения лучей падающей волны относительно плоскости xu бу-

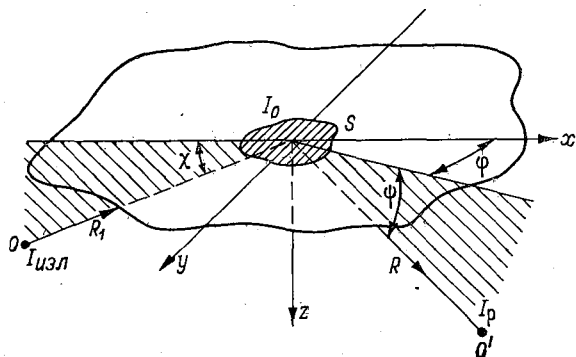


Рис. 25.2. Обозначения направлений падающей и рассеянной волн.

дем, как обычно, обозначать χ . Направление рассеянной волны будем характеризовать двумя углами: углом φ , характеризующим азимутальное отклонение рассеянного поля от плоскости xz , и углом ψ , отсчитываемым в вертикальной плоскости, содержащей направление рассеяния, направление от рассеивающего участка к точке O' .

На основании всего сказанного выше средняя интенсивность поля в точке O' , находящейся на расстоянии R от рассеивающего участка S , может быть записана как

$$I_p(\chi, \varphi, \psi) = m_s(\chi, \varphi, \psi) \frac{I_{изл} S}{R^2}, \quad (25.5)$$

где $m_s(\chi, \varphi, \psi)$ — коэффициент пропорциональности, называемый коэффициентом поверхностного рассеяния. Согласно (25.5), величина $m_s(\chi, \varphi, \psi)$ равна отношению средней мощности $\omega(\chi, \varphi, \psi) = I_p(\chi, \varphi, \psi) R^2$ рассеиваемой площадкой S в расчете на единицу телесного угла в направлении (φ, ψ) , к произведению $I_0 S$,

$$m_s(\chi, \varphi, \psi) = \frac{\omega(\chi, \varphi, \psi)}{I_0 S}. \quad (25.6)$$

Напомним, что $I_0 = I_{\text{изл}}/R_1^2$ — интенсивность звука в волне, падающей на неровную поверхность. Величина $m_s(\chi, \varphi, \psi)$ безразмерна и зависит как от направления падения первичной волны χ , так и от направления рассеяния φ, ψ .

Возвращаясь назад, теперь можно конкретизировать требование к диаграмме направленности приемника: она должна быть настолько узкой, чтобы изменение значений χ, φ и ψ в пределах участка S не приводило к заметному изменению величины коэффициента рассеяния. Это условие совместно с неравенством

$$R \gg L \gg l \quad (25.7)$$

обеспечивает положение приемника в дальней зоне рассеянного поля, для которой справедливы выводы теории дифракции, относящиеся к зоне Фраунгофера.

Коэффициент поверхностного рассеяния является некоторой усредненной характеристикой рассеивающих свойств поверхности. Его можно рассматривать как характеристику статистически однородной поверхности, пригодную для описания рассеивающих свойств любого ее участка.

Возвращаясь к (25.5), отметим одно важное обстоятельство: интенсивность I_p рассеянного поля обратно пропорциональна ($R_1^2 R^2$); однако, в (25.5) входит величина S , которая также может зависеть от величин R_1 и R , в частности, в том случае, когда размер рассеивающего участка определяется раствором диаграмм направленности акустических систем. Поэтому вид результирующей зависимости I_p от R_1 и R не очевиден. Что же касается интенсивности когерентной составляющей переизлученного поля $I_{\text{ког}}$, то она всегда обратно пропорциональна квадрату суммы этих расстояний: $I_{\text{ког}} \sim 1/(R_1 + R)^2$, см. (25.4). Это различие весьма важно и показывает, что величины интенсивностей двух компонент переизлученного неровной поверхностью поля могут изменяться по разным законам при удалении от рассеивающего участка. Это обстоятельство всегда надо иметь в виду при рассмотрении экспериментальных данных об отражении и рассеянии звука морской поверхностью.

Для количественного описания рассеяния звука поверхностью обратно в сторону точки излучения используют понятие коэффициента обратного поверхностного рассеяния $M_s = m_s(\chi, \varphi, \psi)$ при $\varphi = 0$ и $\psi = 180 - \chi$. Величина M_s определяется аналогично (25.6):

$$M_s = \frac{w'}{I_0 S}, \quad (25.8)$$

где w' — средняя мощность, рассеиваемая участком S в направлении к точке излучения и рассчитываемая на единицу телесного угла. Величина M_s зависит только от угла скольжения χ .

В некоторых работах вместо коэффициента обратного поверхностного рассеяния используют величину, называемую сечением обратного рассеяния участка поверхности:

$$\sigma = M_s S = \frac{w'}{I_0}. \quad (25.9)$$

Сечение рассеяния участка поверхности единичной площади, равное σ/S , называется удельным сечением поверхностного рассеяния; оно совпадает с величиной M_s . При экспериментальных измерениях величин m_s и M_s необходимо следить за тем, чтобы точка приема всегда находилась в дальней зоне рассеянного поля, а точка излучения на расстоянии $R_1 \gg L$.

§ 26. Об индикатрисах рассеяния звука поверхностью океана

Совокупность значений $m_s(\varphi, \psi)$, взятых при фиксированном направлении падающей первичной волны, т. е. при $\chi = \text{const}$, называется индикатрисой рассеяния поверхности. Форма индикатрисы и абсолютный уровень величин $m_s(\varphi, \psi)$ зависят от характера неровностей, от частоты акустического поля и от угла χ , под которым первичная волна падает на рассеивающую поверхность. Часто пользуются понятием нормированной индикатрисы $D_s(\varphi, \psi)$, максимум которой равен 1,

$$D_s(\varphi, \psi) = \frac{m_s(\varphi, \psi)}{[m_s(\varphi, \psi)]_{\max}}, \quad \chi = \text{const}. \quad (26.1)$$

Во многих случаях достаточно знать сечения индикатрисы в двух взаимно перпендикулярных плоскостях.

Количественное описание индикатрис поверхностного рассеяния является одним из самых сложных вопросов в теории дифракции звука на неровных поверхностях. Строгие решения найдены лишь для некоторых частных случаев, которыми отнюдь не исчерпывается многообразие реальных ситуаций в океане. Однако эти решения весьма полезны, так как позволяют хотя бы качественно предсказать и понять характер направленности рассеянного поля, а иногда дать и его количественную оценку.

Форма индикатрисы рассеяния существенным образом зависит от соотношения длины акустической волны λ (или волнового числа k) и радиуса корреляции ρ неровностей поверхности (см. § 24). При $k\rho \ll 1$ (случай так называемых мелкомасштабных неровностей) рассеяние звука происходит диффузно — рассеяние происходит практически по всем направлениям полусферы; индикатриса рассеяния имеет максимум, но он весьма широкий и расплывчатый и ориентирован нормально к поверхности, независимо от направления падающей волны (рис. 26.1 а). Если $k\rho \gg 1$ (крупномасштабные неровности) и при этом неровности имеют плавный характер и малые углы наклона $\delta \ll \chi$, индикатриса рассеяния имеет вид относительно узкого максимума, ориентированного в зеркальном направлении (рис. 26.1 б).

Более точно форма индикатрисы определена для некоторых предельных случаев. Первый из них—это слабошероховатые поверх-

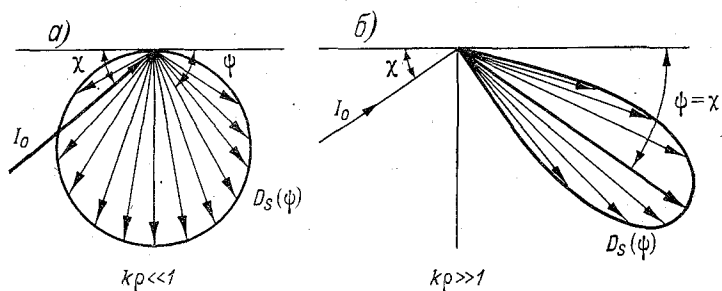


Рис. 26.1. Типичный вид индикатрис рассеяния неровной поверхностью.

$a - kr \ll 1$, $b - kr \gg 1$; в обоих случаях неровности плавные и пологие.

ности ($\Phi \ll 1$) с пологими неровностями $\delta \ll 1$. В этих условиях имеет место эффект пространственного резонанса поверхности и акустического поля. Суть этого эффекта поясняется рис. 26.2.

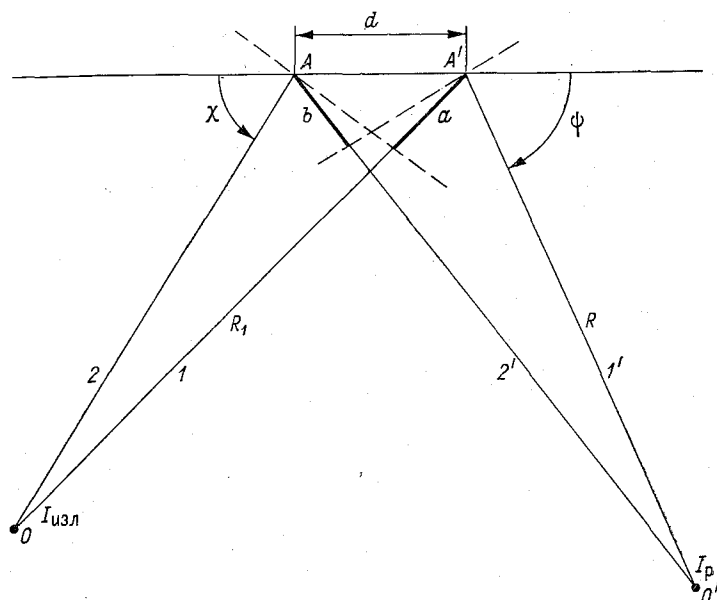


Рис. 26.2. К пояснению условий возникновения пространственного резонанса.

Для наглядности ограничимся плоским случаем, т. е. сечением поверхности вертикальной плоскостью, содержащей направления как падающей, так и рассеянной волн. Представим себе составляющую пространственного спектра неровной поверхности в виде

цепочки переизлучателей с расстоянием между ними, равным длине волны соответствующей компоненты спектра.

Рассмотрим два луча (1 и 2), падающие из точки O на поверхность на некотором расстоянии d друг от друга. Расстояние R_1 настолько больше отрезка d , что лучи можно считать почти параллельными и угол их скольжения одинаковым и равным χ . Пунктиром на рисунке показано направление волновых фронтов падающего и рассеянного полей вблизи поверхности. В точках A и A' происходит переизлучение (рассеяние) акустической волны, и по лучам $1'$ и $2'$ рассеянное поле попадает в удаленную точку приема O' . Разность ΔR расстояний, пробегаемых сигналом между точками O и O' по каждому из путей, равна разности двух жирных отрезков a и b , выделенных на лучах 1 и 2':

$$\Delta R = |a - b| = |d \cos \chi - d \cos \psi|.$$

Если ΔR равно длине акустической волны λ , колебания, приходящие в точку O' по обоим лучам, находятся в фазе и усиливают друг друга; если же $\Delta R = \lambda/2$, колебания приходят в противофазе и взаимопогашаются. Отсюда следует, что наиболее эффективно рассеивают те неровности, расстояние d между которыми обеспечивает выполнение условия $\Delta R = \lambda$; это условие называется условием пространственного резонанса. Расстояние d следует понимать как длину волны $\Lambda_{\text{рез}}$, наиболее эффективно рассеивающей компоненты пространственного спектра неровностей G^* (см. стр. 127). Используя написанное выше соотношение и принимая в нем $\Delta R = \lambda$ и $d = \Lambda_{\text{рез}}$, запишем условие пространственного резонанса в виде

$$\lambda = \Lambda_{\text{рез}} (\cos \chi - \cos \psi). \quad (26.2)$$

Переходя к волновому числу $\kappa_{\text{рез}} = 2\pi/\Lambda_{\text{рез}}$, получаем

$$\kappa_{\text{рез}} = k (\cos \chi - \cos \psi). \quad (26.3)$$

Это условие может быть обобщено и на трехмерный случай, однако простота и наглядность трактовки будут утрачены. В теории дифракции акустических волн на слабошероховатых изотропных поверхностях (в приближении метода малых возмущений) существование пространственного резонанса доказывается строго. Там же показано, что в этих условиях интенсивность рассеянного поля вдали от поверхности равна

$$I_p = \frac{4I_{\text{изл}}k^4S}{R_1^2R^2} \sin^2 \chi \sin^2 \psi G^*(\kappa_{\text{рез}}), \quad (26.4)$$

где S — площадь рассеивающего участка.

Сравнив (26.4) и (25.5), легко показать, что в рассматриваемом случае мелкомасштабных неровностей коэффициент поверхностного рассеяния

$$m_s(\chi, \psi) = 4k^4 \sin^2 \chi \sin^2 \psi G^*(\kappa_{\text{рез}}), \quad (26.5)$$

а коэффициент обратного рассеяния ($\psi = 180^\circ - \chi$, $\kappa_{\text{рез}} = 2k \cos \chi$) записывается как

$$M_s = 4k^4 \sin^4 \chi G^*(\kappa_{\text{рез}}). \quad (26.6)$$

Таким образом, для слабошероховатых поверхностей с небольшими неровностями интенсивность рассеянного поля в любом направлении может быть вычислена, если известен пространственный спектр неровностей. Такое рассеяние называется резонансным, или избирательным. Типичным примером водной поверхности, отвечающей рассмотренным условиям, является рябь на гладкой воде пруда или бассейна, вызванная небольшим ветром.

Другим хорошо изученным типом рассеивающей неровной поверхности являются поверхности с гладкими плавными крупномасштабными неровностями. Неровности должны быть настолько плавными, чтобы отражение звука в каждой точке поверхности можно было рассматривать как отражение от плоскости, касательной к поверхности в этой точке. Математически это условие сводится к требованиям:

$$\chi \gg \delta, \quad (26.7)$$

$$\sin \chi \cdot \sqrt[3]{kq} \gg 1^*. \quad (26.8)$$

Здесь χ и k , как обычно, угол скольжения падающей волны и волновое число акустического поля соответственно, δ — среднеквадратичное значение угла наклона элементов поверхности, q — радиус кривизны поверхности в любой ее точке. Величина параметра Релея может быть произвольной. Требование (26.7) указывает на отсутствие на поверхности затененных участков. Метод теоретического решения задачи дифракции на поверхности, удовлетворяющей условиям (26.7) и (26.8), в акустической литературе обычно называется методом касательной плоскости или, чаще всего, приближением Кирхгофа. Поле, рассеянное такой поверхностью, можно рассматривать как совокупность множества волн, зеркально отраженных различными участками неровной поверхности. Углы наклона всех участков поверхности, в частности, поверхности моря, невелики, и направления распространения каждой из «отраженных» волн мало отличаются от зеркального направления. В результате суммарное рассеянное поле оказывается сосредоточенным в относительно узком секторе вокруг направления зеркального отражения от средней плоскости.

Конечный вид получаемых формул, определяющих индикатрисы и уровни рассеяния, зависит от принятых предположений о форме поверхности — о виде функции корреляции неровностей, о харак-

* В некоторых работах это требование формулируется менее жестко, как $kq \sin \chi \gg 1$.

тере распределения возвышений над средней плоскостью, о степени пространственной изотропности неровностей и т. д.

Морской поверхности с гладкими волнами зыби наиболее близко соответствует двумерная поверхность с бесконечно длинными гребнями, имеющими случайный профиль. Если направление падающей волны перпендикулярно гребням, то форма сечения индикатрисы вертикальной плоскостью, перпендикулярной гребням, слабо зависит от угла скольжения χ и определяется в основном среднеквадратичным значением δ угла наклона неровностей. Полуширина индикатрисы, оцениваемая по уменьшению D_s в $e = 2,73$ раза, примерно равна $2\sqrt{2} \delta$. В перпендикулярной плоскости, также проходящей через линию зеркального отражения, ширина индикатрисы равна нулю.

Если неровности изотропны, т. е. величина их радиуса корреляции не зависит от направления, основная энергия рассеянного поля сосредоточена в узком конусе вокруг зеркального направления. Форма и ширина индикатрисы в вертикальной плоскости, содержащей направление зеркального отражения, почти не отличаются от случая длинных гребней. В перпендикулярной плоскости, также содержащей направление зеркального отражения, ширина индикатрисы существенно зависит от угла χ и примерно равна $2\sqrt{2} \delta \sin \chi$ (по уровню $1/e$). При нормальном падении акустической волны сечение индикатрисы имеет круговую форму; при уменьшении угла скольжения χ ширина индикатрисы в вертикальной плоскости остается почти без изменений, а в плоскости перпендикулярной уменьшается как $\sin \chi$.

Таким образом, при крупномасштабных неровностях, удовлетворяющих условиям (26.7) и (26.8) ширина индикатрисы не зависит ни от частоты акустических колебаний, ни от среднеквадратичной высоты неровностей, ни от их радиуса корреляции.

Реальную морскую поверхность, в отсутствие ветра, но при гладких и пологих волнах зыби приближенно можно рассматривать как поверхность с крупномасштабными пологими неровностями. Ее форма имеет промежуточный характер между изотропными поверхностями и поверхностями двумерными. Соответствующая ей индикатриса рассеяния имеет также промежуточный вид между описанными крайними случаями.

Решения, полученные в приближении Кирхгофа, справедливы до тех пор, пока отклонения от зеркального направления не слишком велики. Дать строгую количественную оценку этому «не слишком велики» пока не представляется возможным, и каждый применяющий формулы, полученные этим методом, решает этот вопрос по-своему. Однако при всех обстоятельствах надо иметь в виду, что результаты перестают быть справедливыми при значениях угла χ , сравнимых со средним углом наклона неровностей на поверхности. В некоторой мере это ограничение может быть ослаблено, если учесть затенение одних участков поверхности другими. Но здесь мы не будем касаться этого усложнения задачи.

В большинстве реальных ситуаций распространения звука в океане морская поверхность, строго говоря, не может быть представлена ни одной из описанных моделей. Она обладает слишком широким спектром неровностей, и разным участкам этого спектра могут соответствовать различные физические механизмы рассеяния звуковых волн. Несколько лучшим приближением к реальным условиям является так называемая двухмасштабная модель поверхности, представляющая собой мелкую рябь, наложенную на крупномасштабные пологие волны.

В направлениях, далеких от зеркального, поле рассеянное такой поверхностью, определяется, главным образом, мелкой рябью; из-за влияния крупных волн оно несколько (а иногда и значительно) отличается от случая, когда рябь наложена на плоскую поверхность. В зеркальном направлении и вблизи него превалирует влияние крупномасштабных неровностей, создающих относительно узкий максимум рассеянного поля; этот максимум также искажен сравнительно со случаем, когда крупномасштабные неровности лишены ряби.

Истинные индикатрисы акустического поля, рассеянного морской поверхностью, до настоящего времени не были достаточно надежно ни рассчитаны, ни измерены. Однако совокупность накопленных экспериментальных данных и сделанных теоретических расчетов позволяет качественно представить себе эту индикатрису при частотах в единицы кГц. Индикатриса акустического поля, рассеянного морской поверхностью, имеет относительно узкий максимум в направлении зеркального отражения; он сформирован низкочастотными компонентами волнения и его ширина, по-видимому, не превышает 20—30°, а во многих случаях оказывается заметно меньше. Максимум индикатрисы окружен слабым «ореолом», порожденным рассеянием на высокочастотных составляющих волнения. Кроме того, при небольших значениях параметра Релея часть акустической энергии переизлучается поверхностью в зеркальном направлении в виде регулярной волны. Таким образом, общее угловое распределение всего переизлученного поля может иметь весьма сложную «трехступенчатую» форму: широкий и слабый ореол, захватывающий всю полусферу; относительно узкий и сильно выступающий максимум рассеянного поля вокруг зеркального направления; совсем узкий пучок регулярной компоненты, идущий вдоль зеркального направления.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М., «Наука», 1972. 424 с.
2. Егоров Н. И. Физическая океанография. Л., Гидрометеиздат, 1974, гл. VII, с. 204—274.
3. Исакович М. А. Рассеяние волн от статистически шероховатой поверхности. — Труды АКИН, 1969, V, с. 152—251.
4. Зельдис В. И., Лейкин И. А., Розенберг А. Д., Рускевич В. Г. Исследование амплитудных характеристик звуковых сигналов, рассеянных

взволнованной водной поверхностью.— «Акустический журнал», 1973, т. 19, № 2, с. 170—177.

5. Лысанов Ю. П. Рассеяние звука неровными поверхностями.— В кн.: Акустика океана. М., «Наука», 1974, ч. 4, с. 231—330.
6. Пирсон В., Нейман Г., Джеймс Р. Развитие и прогноз ветровых волн.— В кн.: Ветровые волны. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит-ры, 1962, ч. 2, с. 253—288.
7. Филлипс О. М. Участок равновесия в спектре ветровых волн.— В кн.: Ветровые волны. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит-ры, 1962, ч. 1, с. 219—229.
8. Филлипс О. М. Динамика верхнего слоя океана. Пер. с англ. М., «Мир», 1969. 267 с.
9. Fortuin L., de Boer J. G. Spatial and temporal correlation of the sea surface. J. Acoust. Soc. Amer., v. 49, No 5 (pt. 2), 1971, p. 1677—1679.

ГЛАВА VIII

ОТРАЖЕНИЕ И РАССЕЯНИЕ ЗВУКА ПОВЕРХНОСТЬЮ ОКЕАНА

§ 27. Энергетические характеристики сигналов, зарегистрированных на зеркальном направлении

Представим себе приемную акустическую систему, установленную на выбранном направлении зеркального отражения от морской поверхности и ориентированную в сторону точки зеркального отражения. Для простоты будем предполагать, что излучатель звука является ненаправленным. Приемная система регистрирует сумму когерентной, отраженной компоненты переизлученного сигнала и некоторой части некогерентной, рассеянной компоненты.

Амплитуда или интенсивность когерентной компоненты могут быть рассчитаны по (25.4), если известна величина параметра Релея, определяющая коэффициент отражения $V_{\text{ког}}$ (25.3).

Сложнее вычислить интенсивность рассеянной компоненты. На приемник попадает только часть волны, рассеиваемой поверхностью. Эта часть тем меньше, чем уже диаграмма направленности приемной системы сравнительно с индикатрисой рассеяния. Интенсивность рассеянного поля I_p , зарегистрированная в точке приема, определяется интегралом от коэффициента поверхностного рассеяния, взятым либо по части индикатрисы, захватываемой приемником, либо, что нагляднее, по участку рассеивающей поверхности, «вырезаемому» приемной системой. Геометрические соотношения, соответствующие этому последнему представлению, поясняются рис. 27.1, где пунктиром указаны условные границы диаграммы направленности приемника, ограничивающей на рассеивающей поверхности участок S .

Каждому элементу dS этого участка соответствуют свои расстояния R_{1s} и R_s до точек излучения и приема; кроме того, каждому элементу площади S соответствуют свое значение угла падения первичной волны, свое направление рассеянной волны, идущей в точку приема, и, следовательно, свое значение коэффициента поверхностного рассеяния m_s . С учетом этих соображений

и формулы (25.5) можно записать интенсивность рассеянного поля в точке приема O' в виде

$$I_p = I_{\text{изл}} \int_S \frac{m_s dS}{R_{1s}^2 R_s^2}. \quad (27.1)$$

Интенсивность I суммарного поля, зарегистрированного в точке O' , равна сумме интенсивностей когерентной ($I_{\text{ког}}$) и рассеянной (I_p) компонент. В общем случае на основании (25.4) и (27.1) она может быть записана как

$$I = I_{\text{ког}} + I_p = I_{\text{изл}} \left[\frac{V_{\text{ког}}^2}{(R_1 + R)^2} + \int_S \frac{m_s dS}{R_{1s}^2 R_s^2} \right]. \quad (27.2)$$

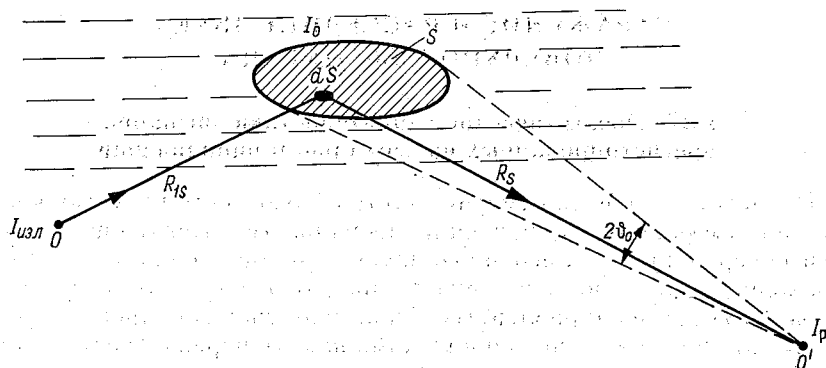


Рис. 27.1. К определению интенсивности рассеянного поля, регистрируемого на зеркальном направлении.

Легко видеть, что первый и второй члены, стоящие в скобках, по-разному зависят от условий опыта. Во-первых, когерентная компонента обратно пропорциональна $(R_1 + R)^2$, а зависимость от расстояния интенсивности рассеянного поля не очевидна, но ясно, что в общем случае она является более сложной. Во-вторых, первый член не зависит от раствора диаграммы направленности приемника, а второй тем меньше, чем меньшая доля рассеянного поля попадает на приемник, т. е. чем уже его диаграмма направленности, тем меньше площадь S . Таким образом, в общем случае при расчете суммарного поля, зарегистрированного на зеркальном направлении, нельзя пользоваться понятием, аналогичным коэффициенту отражения от плоской границы.

Аналитическое выражение индикатрисы рассеяния реальной морской поверхности пока неизвестно, и выполнить интегрирование в (27.1) расчетным путем невозможно. Однако для некоторых частных, но весьма распространенных в реальной ситуации случаев можно получить интересные и важные закономерности. Далее мы будем рассматривать условия, когда индикатриса рассеяния поверхностью имеет относительно узкий зеркально ориентирован-

ный максимум рассеяния, окруженный слабым ореолом. При изменении угла скольжения максимум индикатрисы поворачивается в соответствии с поворотом зеркального направления. Обозначим полуширину этого максимума ε_0 и будем считать ε_0 значительно меньше 1. Кроме того, будем считать, что первичное звуковое поле падает на поверхность не слишком полого и угол скольжения его лучей много больше полуширины индикатрисы, т. е. $\chi \gg \varepsilon_0$. Полураствор Φ_0 диаграммы направленности приемника выберем также не очень большим, $\Phi_0 < 1^*$. В этих условиях линейные размеры площади S рис. 27.1 всегда остаются много меньше расстояний до точек излучения и приема. Каждая из величин R_{1s} и R_s мало изменяется в пределах рассеивающего участка поверхности; эти величины в формуле (27.1) могут быть заменены расстояниями R_1 и R , отсчитываемыми по зеркальному лучу, и вынесены из-под знака интеграла. Тогда

$$I_p = -\frac{I_{\text{изл}}}{R_1^2 R^2} \int_S m_s dS. \quad (27.3)$$

Интеграл, входящий в (27.3), может быть заменен произведением $\overline{m_s} S$, где $\overline{m_s}$ — средняя величина индикатрисы рассеяния в пределах, охватываемых раствором диаграммы приемника. Это позволяет упростить выражение (27.3)

$$I_p = I_{\text{изл}} \frac{\overline{m_s} S}{R_1^2 R^2}. \quad (27.4)$$

Рассмотрим теперь соотношение между раствором диаграммы направленности приемника $2\Phi_0$ и шириной 2ε -того участка индикатрисы, в пределах которого суммируется рассеянное поле и который определяет значение $\overline{m_s}$.

На рис. 27.2 в точках O и O' расположены излучатель и приемник соответственно; луч $1-1'$ соответствует зеркальному отражению. Луч 2 падает несколько круче, его зеркальное направление соответствует лучу $2'$. Будем считать угол α настолько малым, что при переходе от луча 1 к лучу 2 форма максимума индикатрисы остается неизменной. Вдоль луча $1'$ на приемник попадает рассеянная волна, идущая вдоль зеркального направления; вдоль луча $2''$ — волна, соответствующая границе диаграммы направленности приемника; ее отклонение от зеркального направления (луч $2'$) равно углу ε . От любого из лучей, которые лежат между лучами 1 и 2 (на рисунке не изображены), в точку приема приходят рассеянные волны, отклонение которых от зеркального направления находится между нулевым углом и углом ε .

При сделанных предположениях отрезок l (см. рис. 27.2) следующим образом связан с расстояниями R_1 и R :

$$l \simeq \frac{\alpha R_1}{\sin \chi} \simeq \frac{\Phi_0 R}{\sin \chi}.$$

* В дальнейшем мы покажем, что это последнее ограничение не является существенным.

Отсюда следует, что $\alpha = \vartheta_0 R/R_1$; кроме того, из рис. 27.2 ясно, что $\varepsilon = \vartheta_0 + \alpha$. Окончательно искомая связь углов ε и ϑ_0 может быть записана как

$$\varepsilon = \vartheta_0 \left(1 + \frac{R}{R_1} \right). \quad (27.5)$$

Суммирование рассеянного поля в точке приема происходит в пределах углового участка индикатрисы $\pm \varepsilon$, большего, чем раcтвор диаграммы приемника $\pm \vartheta_0$. Соотношение между величинами ε и ϑ_0 зависит от расстояний R_1 и R точек излучения и приема от рассеивающего участка поверхности. При $R_1 = R$, $\varepsilon = 2\vartheta_0$, при $R_1 \ll R$, $\varepsilon \gg \vartheta_0$ и лишь при $R_1 \gg R$ эти углы примерно равны.

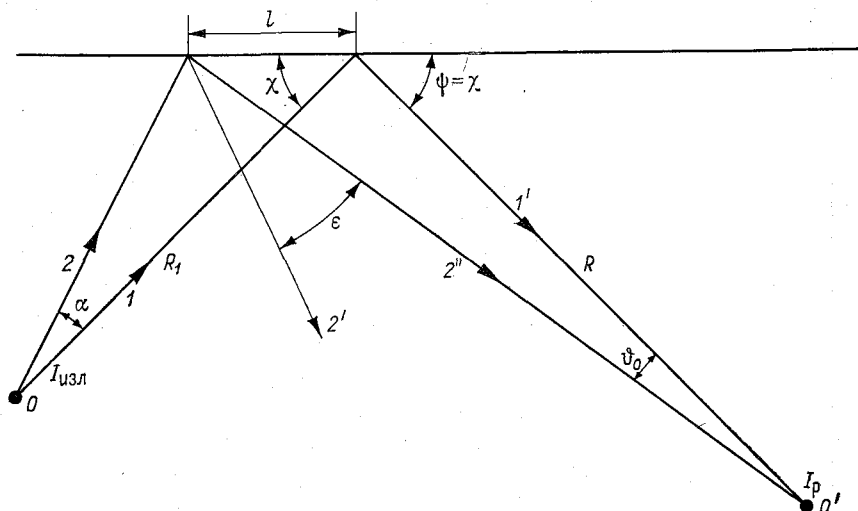


Рис. 27.2. Суммирование рассеянного поля в приемнике с полушириной диаграммы направленности ϑ_0 .

Вернемся к формуле (27.4) и посмотрим, как влияет соотношение между шириной индикатрисы рассеяния и раствором диаграммы направленности приемника на интенсивность рассеянного поля, зарегистрированную приемником. Для определенности будем считать, что $R = R_1$ и что, следовательно, $\varepsilon = 2\vartheta_0$; пользуясь формулой (27.5), нетрудно распространить полученные выводы и на более общий случай $R \neq R_1$.

Интенсивность рассеянного поля пропорциональна произведению $\overline{m_s} S$, причем при неизменной форме индикатрисы рассеяния каждый из сомножителей изменяется при изменении раствора диаграммы направленности приемника. При увеличении этого раствора площадь S всегда растет, а величина $\overline{m_s}$ падает.

Предположим вначале, что диаграмма направленности очень узка, $2\vartheta_0 \ll \varepsilon_0$. Это значит, что приемник захватывает лишь центральную часть максимума индикатрисы, в пределах которой ве-

величина m_s почти не изменяется и остается примерно равной $(m_s)_{\max}$. Интенсивность рассеянного поля I_p при увеличении раствора $2\theta_0$ увеличивается почти пропорционально площади S .

При дальнейшем расширении диаграммы направленности величина m_s , а следовательно, $\overline{m_s}$ начинает уменьшаться и возрастание I_p замедляется. Когда $2\theta_0$ становится равным ε_0 , приемником собирается вся звуковая энергия, рассеиваемая в пределах максимума индикатрисы. При дальнейшем увеличении раствора $2\theta_0$ произведение $\overline{m_s}S$ остается почти неизменным, так как рост площади S практически компенсируется уменьшением величины $\overline{m_s}$ (уровень рассеянного поля в ореоле много ниже уровня в максимуме индикатрисы).

Величина рассеивающей площади, соответствующая охвату всего максимума индикатрисы рассеяния, т. е. выполнению условия $2\theta_0 = \varepsilon_0$, называется эффективной, или основной, рассеивающей площадью. Мы будем обозначать ее S_0 . Независимо от того, равна ли ширина диаграммы приемника углу ε_0 или превышает его, некогерентная часть поля приходит к приемнику только с площади S_0 . Центральный участок диаграммы шириной $2\theta_0 = \varepsilon_0$ является действующей, или эффективной, диаграммой направленности. Низкий уровень рассеяния в ореоле индикатрисы и узость ее максимума оправдывают введенное условие малости угла θ_0 . Среднюю величину индикатрисы в пределах максимума, т. е. в пределах угла $2\varepsilon_0$, обозначим по аналогии $\overline{m_{s_0}}$.

Мы показали, что при $2\theta_0 < \varepsilon_0$ величина I_p в (27.4) зависит от ширины диаграммы направленности приемника и растет при расширении диаграммы вплоть до значения $2\theta_0 = \varepsilon_0$. При $2\theta_0 > \varepsilon_0$ эта зависимость практически исчезает, или, во всяком случае, сильно ослабевает; в этих условиях интенсивность рассеянного поля, зарегистрированная приемником, остается неизменной и примерно равной

$$I_p = I_{\text{изл}} \frac{\overline{m_{s_0}} S_0}{R_1^2 R^2}. \quad (27.6)$$

При принятых ограничениях (узость максимума индикатрисы и относительно крутое падение лучей первичного поля) можно вычислить величину эффективно рассеивающей площади S_0 . Она оказывается равной

$$S_0 = \frac{R_1^2 R^2}{(R_1 + R)^2} \frac{\pi \varepsilon_0^2}{\sin \chi} \cdot *$$

Подставляя это выражение в (27.6), получаем

$$I_p = \frac{I_{\text{изл}}}{(R_1 + R)^2} \cdot \frac{\pi \varepsilon_0^2 \overline{m_{s_0}}}{\sin \chi}, \quad (27.7)$$

* Это выражение можно получить из простых геометрических соображений; однако вывод его слишком громоздок, чтобы приводить его здесь. Его можно найти в [1], с. 365—366.

что позволяет записать интенсивность суммарного поля в приемнике (см. (27.2)) как

$$I = \frac{I_{\text{изл}}}{(R_1 + R)^2} \left(V_{\text{кор}}^2 + \frac{\pi \varepsilon_0^2 \overline{m}_{s_n}}{\sin \chi} \right). \quad (27.8)$$

Таким образом, при узких индикатрисах рассеяния

$$\varepsilon_0 \ll 1, \quad \varepsilon_0 \leq \vartheta_0 \left(1 + \frac{R}{R_1} \right), \quad (27.9)$$

и при достаточно крутом падении первичной волны на поверхность

$$\chi \gg \varepsilon_0 \quad (27.10)$$

интенсивности обеих компонент переизлученного неровной поверхностью поля одинаковым образом ведут себя при изменении условий опыта: они обратно пропорциональны $(R_1 + R)^2$ и не зависят от раствора диаграммы направленности приемника.

Это позволяет рассматривать выражение, стоящее в скобках числителя (27.8), как некоторый эффективный коэффициент отражения, описывающий суммарную интенсивность поля, переизлученного неровной границей и зарегистрированного приемником, находящимся на зеркальном направлении:

$$V_{\text{эфф}}^2 = V_{\text{кор}}^2 + \frac{\pi \varepsilon_0^2 \overline{m}_{s_0}}{\sin \chi} \quad (27.11)$$

и

$$I = \frac{I_{\text{изл}} V_{\text{эфф}}^2}{(R_1 + R)^2}. \quad (27.12)$$

Легко видеть, что формула (27.12) по своей структуре аналогична формуле (25.4), описывающей отражение когерентной части поля от неровной границы, и формуле (8.15), относящейся к отражению звука от плоской границы раздела сред. Она позволяет, пользуясь результатами измерений, рассчитать величину эффективного коэффициента отражения так же, как рассчитывается в аналогичной ситуации коэффициент отражения от плоской границы. Однако в расчетной формуле постоянная амплитуда отраженного сигнала должна быть заменена среднеквадратичным значением амплитуды P суммарного поля, регистрируемого приемником,

$$V_{\text{эфф}} = \frac{r_0}{R_1 + R} \frac{\sqrt{\langle P^2 \rangle}}{p_0}, \quad (27.13)$$

здесь p_0 — амплитуда давления в излученной волне на расстоянии r_0 от источника звука; R_1 и R — расстояния точки «зеркального отражения» от излучателя и приемника соответственно.

Введение понятия эффективного коэффициента отражения весьма удобно для решения многих практических задач гидроакустики глубокого океана, в которых не требуется разделения когерентной и рассеянной компонент переизлученного поверхностью

звукового поля. Возможность использования во многих океанических ситуациях понятия эффективного коэффициента отражения в какой-то мере оправдывает термин «отраженный сигнал» применительно к сигналу, зарегистрированному на зеркальном направлении. Однако надо помнить, что эта терминология и соответствующая интерпретация экспериментальных данных допустимы только в том случае, если выполняются условия (27.9) и (27.10). В реальных ситуациях далеко не всегда легко проверить степень выполнения этих требований.

Приведем некоторые экспериментальные данные, подтверждающие развитые выше представления о формировании звуковых сигналов, регистрируемых реальными приемными системами, расположенными на направлении зеркального отражения. Измерения выполнялись в открытом океане; излучались прямоугольные импульсные посылки с частотами заполнения 1, 2, 4 и 8 кГц при скорости ветра до 10 м/с и углах скольжения $\chi \approx 10-70^\circ$. Полураствор диаграмм направленности был равен 30° на самой низкой частоте 1 кГц; на более высоких частотах угловые растворы были пропорционально меньше.

Было установлено, что при отражении от поверхности при скорости ветра $v \geq 4$ м/с переизлучаемое поверхностью поле в значительной мере случайно: коэффициент вариации сигнала, зарегистрированного приемником, был близок к 50%, хотя и варьировался от опыта к опыту. Сопоставление формы фронта импульсной посылки на приемнике с формой фронта излученного сигнала показало, что вблизи зеркального направлений звуковое поле переизлучалось в пределах довольно узкого максимума. Его ширина не превышала $2\varepsilon_0 = 0,3$ рад., а, возможно, была даже значительно меньше.

Экспериментальные данные позволили оценить: 1) отношение величин энергии, переизлучавшихся поверхностью океана в пределах зеркального ориентированного максимума (E_0), и в остальной части полусферы, в ореоле индикатрисы рассеяния (E_1); 2) отношение средних величин коэффициента поверхностного рассеяния (уровня индикатрисы) в пределах максимума ($\overline{m}_{s_0}$) и ореола ($\overline{m}_{s_1}$). *. Полученные данные приведены в табл. 27.1.

Приведенные цифры подтверждают существование узкого, сильно выступающего максимума рассеянного поля, ориентированного вдоль зеркального направления, и возможность использования величины $V_{эфф}$ для расчета переизлученного поля.

На рис. 27.3 приведены значения $V_{эфф}$, вычисленные по экспериментальным данным и усредненные по нескольким опытам в интервале угла χ от 10 до 30° . Экспериментальные точки нанесены в зависимости от скорости ветра. Для наглядности на графиках проведены плавные кривые, приближенно соответствующие закономерным изменениям $V_{эфф}$. В интервале частот от 1 до 4 кГц величина

* При последнем расчете исключалась энергия когерентной компоненты исходя из величины коэффициента вариации.

ТАБЛИЦА 27.1

Экспериментальные данные по переизлучению звука поверхностью океана

Характеристики переизлученного поля	Частота, кГц			
	1 — 4		8	
	скорость ветра, м/с			
	4	10	4	10
E_0/E_1	4,3	1,4	1,1	0,33
$\overline{m}_{s_0}/\overline{m}_{s_1}$	≥ 500	≥ 150	≥ 700	≥ 210

$V_{эфф}$ мало зависит от частоты, и все точки нанесены на один график. Величины $V_{эфф}$, соответствующие частоте 8 кГц, значительно

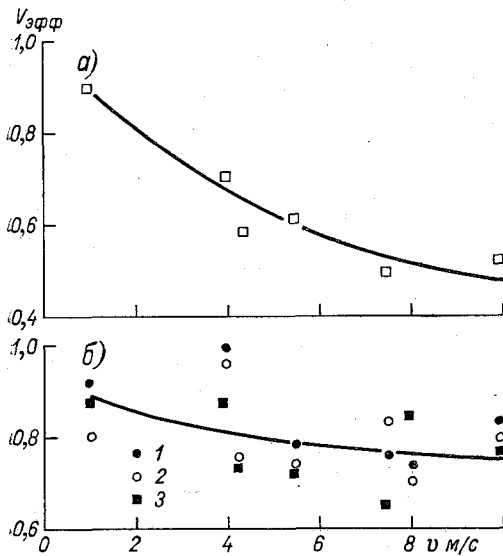


Рис. 27.3. Зависимость эффективного коэффициента отражения от скорости ветра,

а — частота звука 8 кГц; б — частота звука 1 кГц — 1, 2 кГц — 2, 4 кГц — 3 (Андреева и др. [2]).

сильнее зависят от скорости ветра, и они приведены на отдельном графике. Скорость ветра не определяет однозначно состояния морской поверхности, что, несомненно, является одной из причин большого разброса точек на рис. 27.3. Приведенные экспериментальные данные не следует рассматривать как точную оценку величин $V_{эфф}$ при разных погодных условиях; они просто помогают понять ряд особенностей процесса переизлучения звука поверхностью океана.

Несмотря на большой разброс экспериментальных точек, отчетливо видна тенденция к уменьшению эффективного коэффициента отражения при усилении ветра. При скорости ветра около

10 м/с величина $V_{\text{эфф}}$ падает примерно до 0,75 на частотах 1—4 кГц и до 0,5 при 8 кГц; в отсутствие ветра и зыби эта величина, естественно, должна быть равна единице.

§ 28. Статистические характеристики сигналов, зарегистрированных на зеркальном направлении

Рассматривавшиеся выше характеристики переизлученного поля — индикатриса и коэффициент поверхностного рассеяния, эффективный коэффициент отражения и пр. — являются величинами, определяющими свойства переизлученного поля после усреднения по многим реализациям поверхности. В реальных условиях смена реализаций происходит автоматически: морская поверхность находится в непрерывном движении, и, кроме того, в большинстве случаев акустические системы движутся относительно поверхности вместе с несущими их судами. При длительном непрерывном излучении или при многократном повторении импульсных посылок амплитуда сигнала, зарегистрированного приемником, непрерывно флуктуирует. Остановимся немного на статистических характеристиках акустических сигналов, зарегистрированных на зеркальном направлении.

Распределение амплитуд давления рассеянного поверхностью поля подчиняется закону Релея (19.12), и глубина флуктуаций амплитуд характеризуется коэффициентом вариации, равным 52%. Если же приемная система расположена на направлении зеркального отражения и одновременно захватывает когерентную и часть рассеянной компонент переизлученного поля, амплитуды суммарного сигнала распределены согласно обобщенному закону (19.13). Величина коэффициента вариации в этом случае будет зависеть как от параметра Релея, характеризующего неровную поверхность, так и от отношения раствора диаграммы направленности и ширины индикатрисы; коэффициент вариации растет при увеличении любой из этих величин, до тех пор пока это увеличение сопровождается ростом доли рассеянного поля в зарегистрированном сигнале.

Кроме глубины флуктуаций амплитуд сигналов, зарегистрированных на зеркальном направлении, большое значение для многих практических вопросов имеет и спектр этих флуктуаций. Теоретические и экспериментальные исследования показывают, что этот спектр существенно зависит от спектра волнения, от величины параметра Релея Φ и от движения акустических систем. Теоретическое рассмотрение этого вопроса применительно к морской поверхности можно вести в предположении, что рассеивающие неровности являются плавными, пологими и крупномасштабными; высокочастотные компоненты волнения мало влияют на акустическое поле вблизи зеркального направления.

При неподвижно закрепленных (например, на дне) акустических системах и при $\Phi \ll 1$ спектр флуктуаций амплитуды сигналов примерно повторяет низкочастотную часть спектра морского волнения. В характерных океанических условиях частота его

максимума близка к 0,1 Гц. При больших значениях параметра Φ спектр флуктуаций становится существенно шире спектра морского волнения; характерная частота флуктуаций (число переходов сигнала через 0 в течение 1 с при одном знаке производной) также повышается сравнительно с условиями $\Phi \ll 1$.

Движение акустических систем, например, дрейф или ход несущего их судна, увеличивает характерную частоту флуктуаций сигнала и сдвигает весь спектр в сторону более высоких частот. Частота флуктуаций растет при увеличении скорости движения судна, что показано как теоретически, так и экспериментально.

При переизлучении акустического сигнала взволнованной морской поверхностью происходит расширение его спектра. Если на поверхность падает непрерывный синусоидальный сигнал, то в сиг-

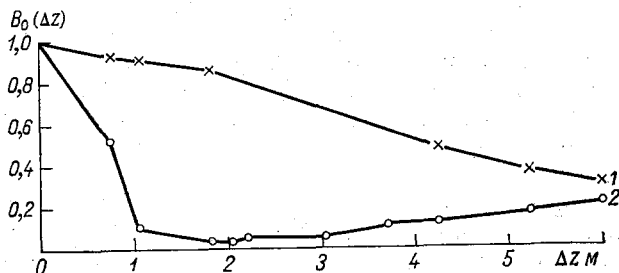


Рис. 28.1. Типичная функция корреляции амплитуд сигналов, зарегистрированных двумя приемниками, разнесенными по вертикали.

1 — 1 кГц, 2 — 3,5 кГц (Неклюдов и др. [4]).

нале, зарегистрированном на зеркальном направлении, кроме основной частоты появятся две боковые полосы, определяемые спектром флуктуаций. Сигнал на основной частоте соответствует регулярной компоненте, а сигналы в боковых полосах — рассеянному полю. При $\Phi \gg 1$ основная частота в спектре переизлученного поля практически отсутствует, так как регулярная компонента падает почти до нуля.

Рассмотрим вопрос о коррелированности сигналов, принимаемых на различные приемники. Типичный вид экспериментальных функций пространственной корреляции акустических сигналов приведен на рис. 28.1. Здесь Δz — величина разнесения гидрофонов по глубине в плоскости, содержащей зеркальное направление. Измерения выполнялись в открытом океане при глубине излучателя 150 м и средней глубине приемников 75 м. Горизонтальное разнесение точек излучения и приема было близко к 1 км. Погодные условия характеризовались скоростью ветра 5,8 м/с и волнением 3 балла. Интервал пространственной корреляции процесса составлял около 1 м при частоте 3,5 кГц и ~5 м при 1 кГц.

Аналитическое вычисление функций пространственной корреляции амплитуд звуковых сигналов, отраженных морской поверхно-

стью, наталкивается на значительные математические трудности. Для оценки интервалов пространственной корреляции часто используют путь не слишком строгий, но дающий величины, удовлетворительно совпадающие с опытными данными.

В основу оценок интервалов корреляции сигналов, распространяющихся вблизи зеркального направления, положено естественное предположение о связи степени коррелированности сигналов с различием характера фазовых соотношений в совокупностях элементарных рассеянных волн, приходящих в две разные точки пространства. Сигналы будут полностью коррелированы, если разности фаз между элементарными рассеянными волнами, формирующими суммарное рассеянное поле в одной из точек пространства, совпадают с разностями фаз между элементарными волнами в другой точке пространства. Если же эти разности фаз в двух точках различаются, но эти различия незначительны и всегда остаются существенно меньше 2π , сигналы в этих точках будут частично коррелированы. Если различия в разностях фаз равны и более 2π , сигналы можно считать полностью некоррелированными.

Различия в набеге фаз элементарных рассеянных волн, приходящих в разные точки пространства, зависят от величины и направления разнесения точек приема и от ширины индикатрисы рассеяния. При очень узкой индикатрисе все элементарные волны приходят практически с одного направления и разности в набегах фаз между ними почти не будут изменяться при переходе от одной точки пространства к другой. Чем больше различия в угле подхода элементарных волн к точке приема, т. е. чем шире индикатриса рассеяния, тем больше при прочих равных условиях могут быть различия в набеге фаз элементарных волн, приходящих в две разные точки пространства.

В качестве критерия для определения интервала пространственной корреляции сигналов принято условие, при котором различие в разностях набега фаз вдоль крайних лучей индикатрисы равно 2π . Ниже мы приведем формулы, с помощью которых можно оценить интервалы корреляции в случае крупномасштабных изотропных неровностей при $\Phi \gg 1^*$. Предполагается, что такая поверхность формирует относительно узкую индикатрису с максимумом, ориентированным в зеркальном направлении.

Обозначим ρ интервал корреляции поверхности (см. § 24). Интервалы ρ_x и ρ_y пространственной корреляции сигналов звукового поля по двум горизонтальным направлениям x и y равны между собой: первое лежит в плоскости, содержащей падающий и зеркальный луч, второе — перпендикулярно этой плоскости (см. рис. 25.2):

$$\rho_x = \rho_y = \frac{\rho}{\Phi} \left(1 + \frac{R}{R_1} \right). \quad (28.1)$$

* Вывод формул (28.1) — (28.3) приведен в работе [1], с. 349—353.

Интервалы корреляции тем больше, чем меньше параметр Φ (чем ближе неровная поверхность к плоской границе) и чем больше отношение R/R_1 — отношение расстояний рассеивающего участка до точки приема (R) и до точки излучения (R_1). С ростом R/R_1 уменьшается расстояние между точками зеркального отражения лучей, идущих к двум разнесенным приемникам, т. е. уменьшается пространственное разнесение соответствующих рассеивающих участков.

Интервал корреляции ρ_z в вертикальном направлении зависит, кроме того, от угла скольжения χ зеркального луча у поверхности

$$\rho_z = \frac{\rho}{\Phi} \left(1 + \frac{R}{R_1} \right) \operatorname{tg} \chi. \quad (28.2)$$

При малых углах скольжения ($\chi < \pi/4$) $\rho_z < \rho_x = \rho_y$; при больших значениях χ , наоборот, интервал корреляции в вертикальном направлении оказывается больше, чем в горизонтальном.

Наибольшую величину имеет интервал пространственной корреляции звуковых сигналов в направлении вдоль зеркально отраженного луча. Величина этого интервала

$$\rho_0 = \pi k \left[\sin \chi \cdot \frac{\rho}{\Phi} \left(1 + \frac{R}{R_1} \right) \right]^2, \quad (28.3)$$

k — волновое число звукового поля.

Экспериментальные данные, полученные в океане, находятся в хорошем, во всяком случае, в хорошем качественном соответствии с приведенными количественными оценками. При существовании узкого зеркально ориентированного максимума индикатрисы рассеяния экспериментально регистрируемые величины интервалов корреляции растут как при повышении параметра Релея (увеличении частоты звука), так и при изменении геометрии эксперимента, приводящей к росту отношения R/R_1 .

§ 29. Рассеяние звука обратно в сторону излучателя

Экспериментальное изучение обратного рассеяния звуковых волн поверхностью открытого океана наталкивается на некоторые специфические трудности. Поверхностный слой воды в океане является существенно неоднородным из-за воздушных пузырьков, скоплений рыб, планктона и пр. Эти неоднородности могут весьма интенсивно рассеивать проходящие через них звуковые поля. При любой постановке опыта невозможно полностью отделить поле, рассеянное неровностями границы раздела воды и воздуха, от поля, рассеянного в приповерхностном слое, толщина которого может оказаться сравнимой и с длиной посылки, и с длиной акустической волны. Кроме того, при очень пологом падении лучей в слое пузырьков могут возникнуть трудно учитываемые поглощение и рефракционные искажения, которые ослабят сигнал и изменят угол выхода звуковой волны к поверхности. Эти обстоятельства

являются одной из причин, затрудняющих сравнение экспериментальных результатов, получаемых в океане, с теорией рассеяния звука на неровных поверхностях. Другая причина этих затруднений связана с неадекватностью рассмотренных в теории дифракции математических моделей неровных поверхностей и реальной поверхности океана. Кроме того, необходимо отметить и недостаточность имеющихся сведений об истинной форме морской поверхности.

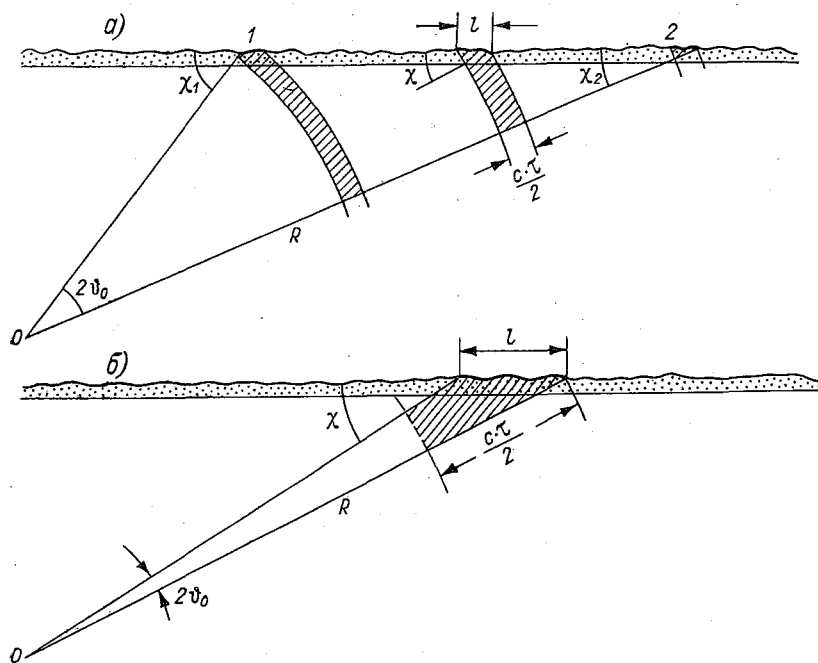


Рис. 29.1. Область формирования поверхностей реверберации.

a — широкая диаграмма направленности, короткая посылка; *б* — узкая диаграмма направленности, длинная посылка.

На рис. 29.1 показано два типичных случая выделения рассеивающего участка поверхности при регистрации сигналов поверхностной реверберации. Рис. 29.1 *a* иллюстрирует случай широкой диаграммы направленности и малой длины посылки. В этих условиях рассеивающий участок на поверхности (выделен жирной линией) постепенно, по мере удаления зондирующей посылки от источника, смещается от положения 1 до положения 2; угол скольжения лучей у поверхности изменяется от χ_1 до χ_2 . Длина этого участка равна $l = c\tau / (2 \cos \chi)$ (τ — длина посылки). Рис. 29.1 *б* относится к случаю узкой диаграммы направленности и длинной посылки. Положение рассеивающего участка неизменно, так же как и угол выхода лучей к поверхности. Длина l определяется разворотом диаграммы направленности и равна $l = 2\theta_0 R / \sin \chi$.

В случаях, изображенных на рис. 29.1, посылка, находящаяся на достаточно большом расстоянии от источника, захватывает две группы рассеивателей — участок морской поверхности и часть прилегающего к нему слоя воды с объемными неоднородностями. Толщина этого слоя и интенсивность рассеяния в нем звуковых волн в открытом океане изменяются в течение суток. Днем рассеивающий приповерхностный слой образован главным образом скоплением приповерхностных воздушных пузырьков; ночью к поверхности воды поднимаются основные звукорассеивающие слои. Вследствие этого как толщина приповерхностного рассеивающего слоя, так и создаваемый им суммарный эффект ночью более значительны, чем днем. Мы будем рассматривать условия опытов, при которых рассеивающий слой полностью пересекается посылкой и вырезаемый в слое рассеивающий объем равен $\sim S\Delta z$ (S — площадь рассеивающего участка поверхности, Δz — толщина слоя).

Общую мощность, рассеиваемую в пределах полуширины посылки, можно рассматривать как сумму двух компонент: w_1 — мощности, рассеиваемой на объемных неоднородностях, и w_2 — мощности, рассеиваемой собственно неровностями поверхности.

Обозначим силу слоя [см. (22.3)] приповерхностных объемных рассеивателей M_1 . Это позволит записать мощность w_1 в виде

$$w_1 = \frac{I_{\text{изл}} M_1 S}{R^2}, \quad (29.1)$$

где $I_{\text{изл}}$ — сила звука на единичном расстоянии от излучателя, R — расстояние от рассеивающего участка поверхности до излучателя, а S — площадь рассеивающего участка поверхности. При вычислении мощности w_2 будем считать, что точка излучения-приема находится в дальней зоне рассеянного поля (см. § 25, с. 138).

Учитывая эти ограничения и определение (25.8) коэффициента M_s обратного поверхностного рассеяния, можно написать выражение для мощности w_2 , рассеиваемой участком S поверхности в виде

$$w_2 = \frac{I_{\text{изл}} M_s S}{R^2}. \quad (29.2)$$

Величины w_1 и w_2 , как правило, в опытах не разделяются, и практически может быть зарегистрировано давление, определяемое лишь суммарной мощностью w , рассеиваемой в пределах полуширины посылки. Она будет равна [см. (29.1) и (29.2)]

$$w = w_1 + w_2 = \frac{I_{\text{изл}} S}{R^2} (M_1 + M_s).$$

Интенсивность звукового поля, рассеянного поверхностью и приповерхностным слоем в обратном направлении и зарегистрированного в точке излучения-приема, равна

$$I_p = \frac{w}{R^2} = \frac{I_{\text{изл}} S}{R^4} (M_1 + M_s).$$

Учитывая практическую неразделимость вкладов в рассеянное поле поверхности и приповерхностного слоя, полезно ввести понятие эффективного коэффициента обратного приповерхностного рассеяния

$$M_{\text{эфф}} = M_1 + M_s, \quad (29.3)$$

что позволит записать интенсивность рассеянного поля в точке излучения-приема как

$$I_p = \frac{I_{\text{изл}} S}{R^4} M_{\text{эфф}}. \quad (29.4)$$

Соотношение между величинами M_1 и M_s зависит от частоты акустического поля, угла скольжения лучей у поверхности и эффективности слоя объемных рассеивателей.

В светлое время суток, когда звукорассеивающие слои держатся на больших глубинах, в объемном рассеянии доминируют приповерхностные воздушные пузырьки. В относительно тихую погоду, когда на поверхности моря нет пенных гребней, концентрация пузырьков в приповерхностном слое мала и $M_{\text{эфф}} \approx M_s$. При больших скоростях ветра и малых углах скольжения возможны условия, когда начинает доминировать рассеяние звука на воздушных пузырьках.

Иначе обстоит дело в темные часы суток в открытом океане. К поверхности поднимаются звукорассеивающие слои, и величина M_1 резко возрастает. В этих условиях роль объемного рассеяния может стать заметной уже при $\chi = 20-30^\circ$, особенно на частотах 3—5 кГц, соответствующих резонансу в звукорассеивающих слоях (см. § 22). В ночное время величина M_1 в биологически богатых районах океана может быть одного порядка или даже больше величин M_s при углах скольжения до $15-20^\circ$. В этих условиях использование понятия эффективного коэффициента обратного рассеяния является особенно удобным, так как во многих случаях имеет место неравенство $M_1 \geq M_s$.

Многообразие факторов, влияющих на уровни обратного приповерхностного рассеяния, и ограниченность океанических условий, для которых могут быть использованы результаты теории, пока не дают возможности надежно прогнозировать эти акустические эффекты расчетным путем. По-видимому, наиболее перспективным является использование имеющихся экспериментальных данных. Ниже мы приведем результаты некоторых экспериментальных измерений коэффициента обратного поверхностного рассеяния.

Классическая картина зависимости величины $M_{\text{эфф}}$ от угла скольжения приведена на рис. 29.2 (Гаррисон и др. [5]); измерения выполнялись на частоте 60 кГц. При малых углах скольжения коэффициент обратного поверхностного рассеяния падает, и это падение связано, по-видимому, главным образом с уменьшением звуковой энергии, падающей на единицу площади поверхности и с эффектами затенения одних участков поверхности другими. При средних значениях угла скольжения величина $M_{\text{эфф}}$ почти не

изменяется при изменении угла χ , и здесь преобладает диффузное рассеяние небольшими неровностями поверхности; в этой области

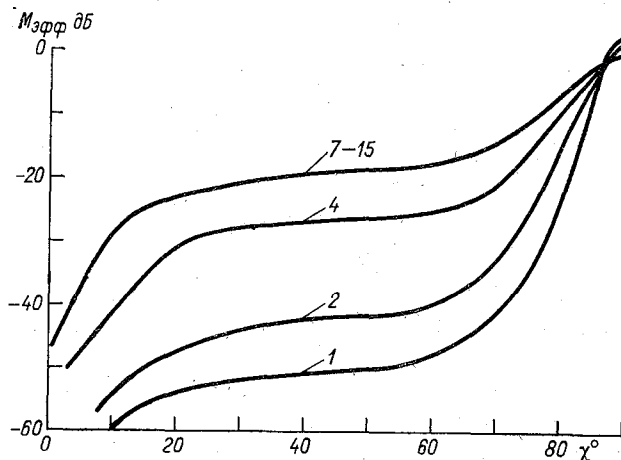


Рис. 29.2. Зависимость коэффициента обратного рассеяния от угла скольжения.

Параметр кривых — скорость ветра, м/с (Гаррисон и др. [5]).

углов скольжения большую роль играет механизм избирательного рассеяния (см. § 26, стр. 141), искаженный, однако, присутствием более крупномасштабных компонент спектра морского волнения.

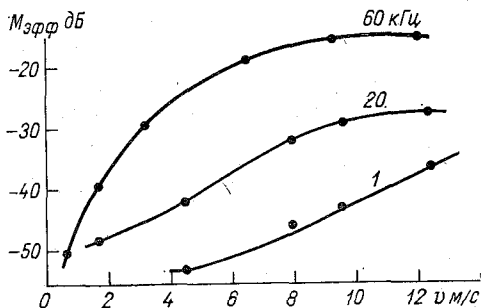


Рис. 29.3. Зависимость коэффициента обратного рассеяния от скорости ветра.

Угол скольжения $\chi = 20^\circ$. 0 дБ соответствует $M_{эфф} = 1$. (1 и 20 кГц — Андреева и др. [2], 60 кГц — Гаррисон и др. [5].)

При крутом падении лучей на поверхность океана ($\chi \approx 70^\circ$) начинается резкое увеличение величины $M_{эфф}$ по мере приближения угла χ к 90° , т. е. к условиям рассеяния в зеркальном направлении. Доминирующую роль здесь играют, несомненно, крупномасштабные неровности поверхности, создающие совокупность «бликов» вблизи зеркального направления. Поле в зеркальном направлении некогерентно, так как для акустических колебаний с частотой 60 кГц ($\lambda \approx 2,5$ см) поверхность

моря является существенно неровной ($\Phi \gg 1$). Максимум рассеяния растет с уменьшением скорости ветра, а уровень рассеяния при скользящих углах падает. Это является естественным следствием уменьшения «диффузности», всенаправленности рассеяния по

мере того как поверхность становится все более гладкой. В пределе, при почти ровной водной поверхности, вся энергия отражалась бы в зеркальном направлении, а уровень рассеяния в других направлениях был бы ничтожно мал.

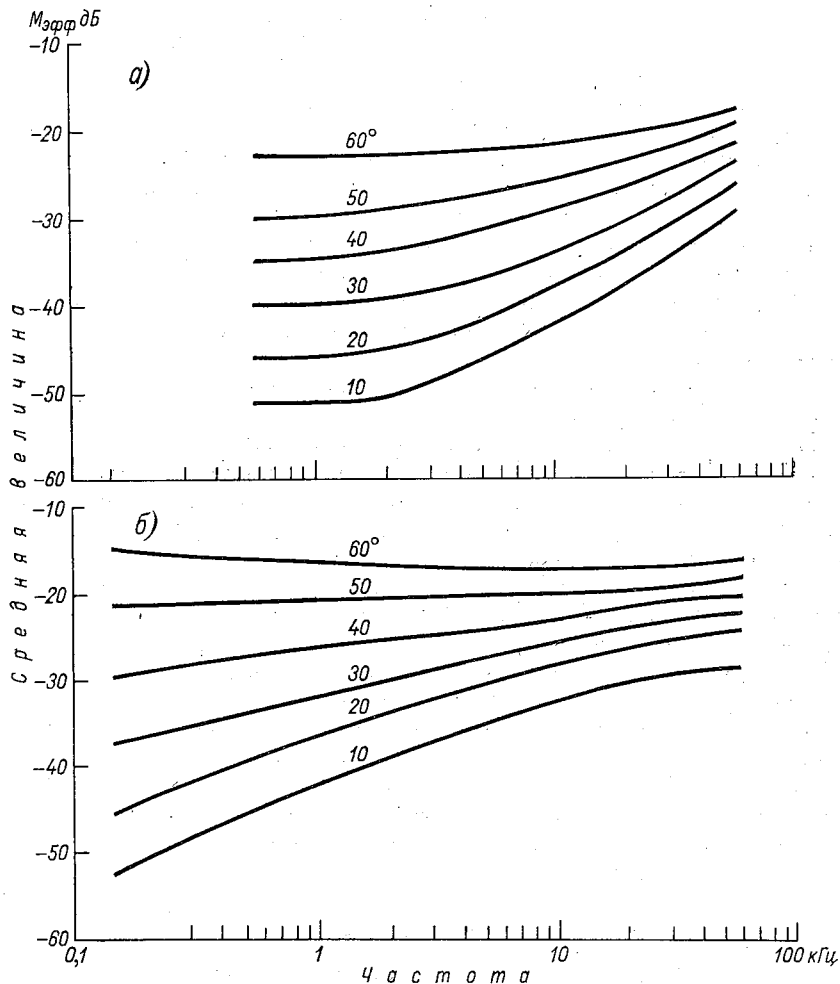


Рис. 29.4. Усредненные величины коэффициента обратного поверхностного рассеяния.

0 дБ соответствует $M_{эфф} = 1$ (Андреева [1]). а — скорость ветра 6–8 м/с, б — 10–15 м/с.

На рис. 29.3 приведены величины $M_{эфф}$ в зависимости от скорости ветра при частотах акустического поля 1, 20 и 60 кГц. При частоте 1 кГц величина $M_{эфф}$ растет с усилением ветра вплоть до 12–15 м/с, не обнаруживая тенденции к насыщению. Это свидетельствует о большой роли в формировании рассеянного назад

сигнала низкочастотных компонент морского волнения, компонент, лежащих слева от максимума спектра волнения или находящихся вблизи него и непрерывно возрастающих при усилении ветра (см. § 24).

На частоте 20 кГц кривая $M_{эфф}$ насыщается при скорости ветра около 10 м/с; на частоте 60 кГц — при 7–8 м/с. Дальнейшее усиление ветра не ведет к увеличению интенсивности обратного рассеяния. Это можно рассматривать как свидетельство того, что основную роль в формировании акустического поля в этом случае играют более высокочастотные спектральные составляющие, которые при усилении ветра попадают в равновесную часть спектра.

На рис. 29.4 приведены кривые $M_{эфф}(f)$, полученные в результате усреднения экспериментальных данных, опубликованных разными авторами. Параметром кривых является угол скольжения. В ходе обработки и усреднения опытных данных был практически исключен вклад в рассеянное поле звукорассеивающих слоев, но вклад слоя приповерхностных воздушных пузырьков остался включенным в величину $M_{эфф}$.

На всех частотах и при всех условиях коэффициент обратного рассеяния увеличивался с увеличением крутизны падения лучей на поверхность океана. Характер этой зависимости с несомненностью свидетельствует о малости роли объемного рассеяния низких частот при углах скольжения больше 10° . На высоких частотах при увеличении угла χ величина $M_{эфф}$ возрастает значительно меньше, чем на низких, что может быть признаком увеличения роли объемного рассеяния.

При крутом падении лучей на поверхность величины $M_{эфф}$ относительно велики и практически не зависят от частоты; это свидетельство большой роли крупномасштабных неровностей в формировании рассеянного поля. При скользких углах ($\chi = 10^\circ$) обратное рассеяние заметно увеличивается с ростом частоты; по-видимому, несмотря на искажения, вносимые крупномасштабными неровностями, существенную роль играет избирательное, резонансное рассеяние.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андреева И. Б., Чупров С. Д. Отражение и рассеяние звука взволнованной поверхностью океана. — В кн.: Акустика океана. М., «Наука», 1974, ч. 5, с. 331–394.
2. Андреева И. Б., Галыбин Н. Н., Копыл Е. А. Экспериментальные исследования отражения и рассеяния звука поверхностью океана. — «Морское приборостроение». Сер. Акустика, 1972, т. 2, с. 14–24.
3. Житковский Ю. Ю. Свойства звуковых сигналов, отраженных поверхностью океана. — «ДАН СССР», 1969, т. 188, № 2, с. 334–337.
4. Неключдов В. И., Чупров С. Д. Пространственная и частотная корреляция флуктуаций амплитуды звуковых сигналов, отраженных от поверхности океана. — «Акустический журнал», 1973, т. 19, № 3, с. 393–400.
5. Garrison G. R., Murphy S. R., Potter D. S. Measurement of the back-scattering of underwater sound from the sea surface. J. Acoust. Soc. Amer., 1960, v. 32, No 1, p. 104–111.

ОТРАЖЕНИЕ И РАССЕЯНИЕ ЗВУКА ДНОМ ОКЕАНА

§ 30. Некоторые сведения о геологическом строении дна

Поверхность дна океана является границей раздела двух акустически разных сред — воды и грунта, воды и геологических пород, находящихся на поверхности дна. Акустические процессы, происходящие при падении звуковой волны на эту границу, весьма сложны и часто не поддаются количественному описанию. Во-первых, неровности поверхности дна во многих случаях оказывают большое влияние на переизлучение звука, а рельеф дна океана весьма разнообразен и изучен к настоящему времени только в общих чертах. Во-вторых, часть звуковой энергии проникает в толщу дна, где может рассеиваться объемными неоднородностями и отражаться внутренними границами, разделяющими осадки с разными физическими свойствами, или осадки и коренные породы; сведения о количественных характеристиках внутренней структуры дна являются еще более скудными, чем сведения о его рельефе.

В этом параграфе мы постараемся привести некоторые сведения о рельефе дна и структуре его поверхностных слоев, существенные для понимания процессов отражения и рассеяния звука дном океана.

Введем несколько терминов, которыми мы будем пользоваться при описании рельефа дна. Генеральным рельефом будем называть формы рельефа, горизонтальная протяженность которых составляет сотни метров и более. Такие формы четко регистрируются современными эхолотами глубоководного промера дна. Для регистрации более мелких неровностей эхолоты, работающие вблизи поверхности глубокого океана, непригодны — их разрешающая способность по горизонтали недостаточна. Микрорельефом будем называть неровности, горизонтальная протяженность которых лежит в пределах от нескольких см до $1 \div 2$ м. Формы микрорельефа изучаются методом подводной стереофотосъемки. Мезорельефом называются формы рельефа, промежуточные по своим размерам между формами генерального рельефа и микрорельефа. Некоторые сведения о мезорельефе дна могут быть получены с помощью глубоководных гидролокаторов бокового обзора и некоторых методов косвенных акустических измерений. К настоящему времени наиболее полно изучен генеральный рельеф дна, который и положен в основу всех современных карт рельефа дна океана. Наиболее скудные сведения имеются о мезорельефе, хотя ни у кого не вызывает сомнения существование на дне океана неровностей таких масштабов.

Как и во всей книге, в этом параграфе мы ограничимся рассмотрением дна глубокого океана и не будем останавливаться на особенностях строения шельфов и материкового склона. На дне глубокого океана может быть выделено несколько геоморфологических

зон, различающихся геологической историей, строением и рельефом: материковое подножие, глубоководные равнины, зоны холмистого рельефа и срединноокеанические хребты.

Материковые подножия примыкают к материковому склону, которым оканчивается шельф. Глубина дна в зоне материковых подножий весьма значительна и при удалении от берега постепенно приближается к типичным глубинам открытого океана. Площадь материковых подножий значительно превышает площадь шельфа. Для глубинной структуры материковых подножий характерны существование опущенных блоков материковой земной коры, лавовые покровы и вулканический рельеф. Всю зону материковых подножий грубо можно разделить на два типа. Первому типу соответствует мощный слой терригенных осадков, принесенных с шельфа суспензионными потоками и оползнями и похоронившими под собой сложный рельеф коренных пород. Второй тип материковых подножий встречается вблизи берегов с ограниченным материковым стоком. Первичный рельеф здесь не полностью прикрыт слоем осадков и верхние части его гор и хребтов поднимаются над ровной поверхностью осадочного слоя.

Мощность осадочной толщи на материковом подножии первого типа может достигать 5÷10 км. Осадочная толща существенно неоднородна, в ней перемежаются слои и линзы различных осадочных пород — от гравия до тонких глин, накопившиеся за длинную геологическую историю. Мощности слоев осадков с различными физическими свойствами имеют широкий сплошной спектр — от единиц см до сотен м. Горизонтальные размеры обособленных линз варьируются от нескольких метров до многих километров. Под осадочной толщей во многих местах захоронен сложный расчлененный первичный рельеф. На рис. 30.1 приведены эхограммы, характерные для материкового подножия первого типа; на них видна слоистость осадочной толщи и поднятия коренных пород.

Поверхность осадков на материковом подножии в значительной мере выровнена. Поверхность дна в среднем наклонена в сторону открытого океана, и угол ее наклона постепенно уменьшается от 2—3° около материкового склона до нескольких минут при переходе к ложу океана. Основной фон микрорельефа образуют формы, созданные суспензионными потоками и донной фауной.

Для материковых подножий второго типа характерны горы и хребты вулканического происхождения, верхние части которых значительно возвышаются над выровненным осадочным слоем, по-прежнему покрывающим основную площадь материкового подножия. Мощность осадочного слоя составляет сотни метров, а в ряде случаев достигает единиц километров. Осадки в основном имеют биогенное происхождение — это опустившиеся на дно останки планктонных организмов, некогда живших у поверхности и в глубинах океана. Осадочная толща значительно более однородна, чем при терригенных осадках, ее внутренняя стратификация более упорядоченна, слои в большинстве случаев почти горизонтальны, и их мощности остаются неизменными на большом

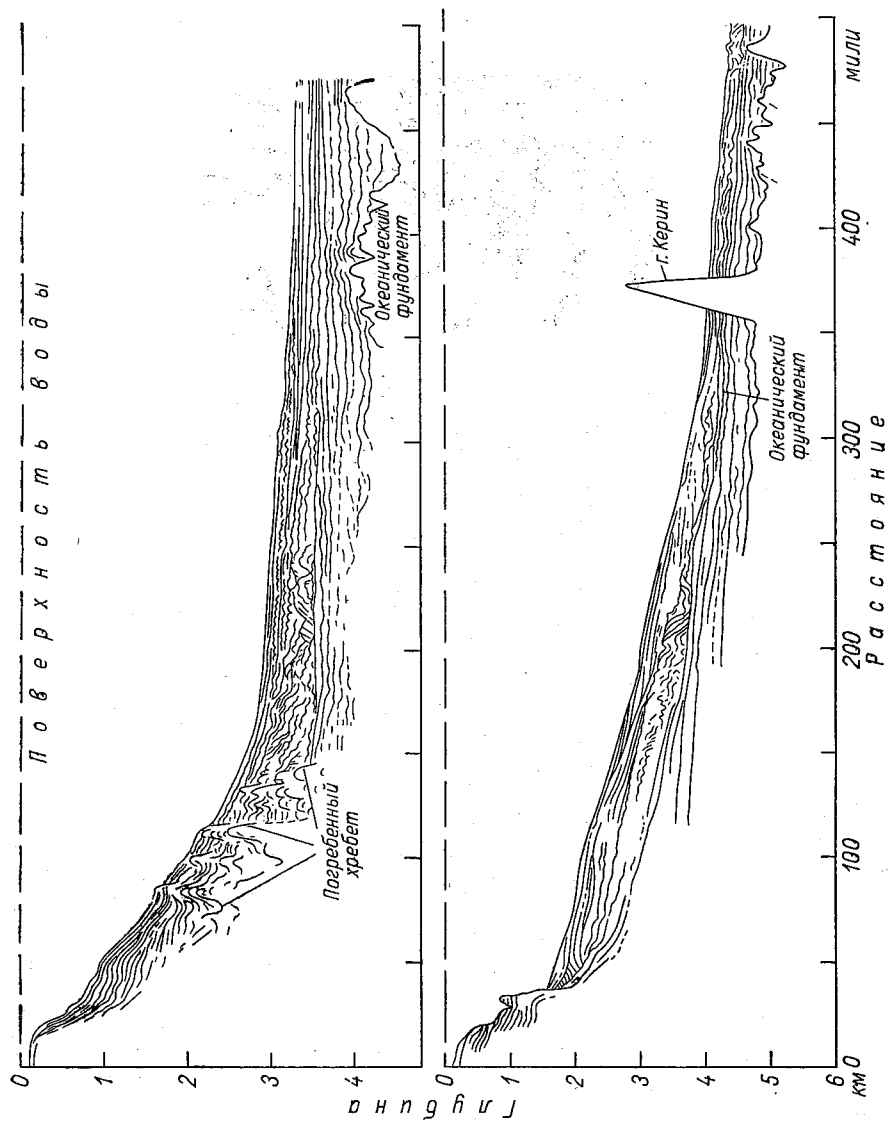


Рис. 30.1. Реконструированные эхограммы материкового подножия у атлантических берегов Северной Америки (Ильин [5]).

протяжении. Горы, возвышающиеся над материковым подножием второго типа, чаще всего имеют вулканическое происхождение. Многие из них выходят на поверхность, образуя группы островов (Канарские, острова Зеленого мыса и др.). Плотность слагающих их пород колеблется от $2,6 \cdot 10^3$ до $2,8 \cdot 10^3$ кг/м³, а скорость звука в них лежит в пределах 4,5—5,5 м/с. Крутизна склонов генерального рельефа подводных гор может достигать 10—20°. Типичный пример генерального рельефа и внутренней структуры дна в зоне

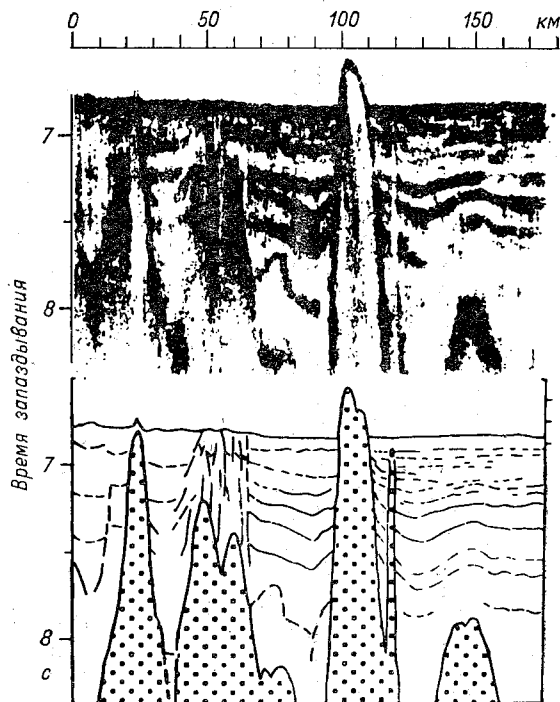


Рис. 30.2. Эхограмма и реконструированный по ней разрез строения дна материкового подножия у берегов западной Африки (Ильин [5]).

подобного типа приведен на рис. 30.2. Толща осадков пронизана диапировыми структурами, сильно возвышающимися над верхним горизонтом осадков. Осадки на склонах выступающих на дне вулканических образований скапливаются лишь в углублениях, карманах; крутые скалистые склоны остаются практически обнаженными. Их микрорельеф изрезан и сформирован потоками застывшей лавы, местами слегка припорошенной осадками.

Со стороны открытого океана материковое подножие переходит в глубоководные, или, как иногда их называют, абиссальные равнины. Это другая геоморфологическая зона, захватывающая обширные участки дна с выровненным рельефом. Глубина дна

абиссальных равнин в разных районах океана лежит в пределах от 2—3 до 5—6 км. Средний наклон неровностей генерального рельефа, как правило, не превышает $\delta = 2-4'$, а их характерные высоты составляют 10—20 см. В ряде мест на абиссальных равнинах выступают пологие холмы протяженностью 1—2 мили с углами наклона, не превышающими $1-2^\circ$. Под слоем осадков на абиссальных равнинах погребен первичный рельеф базальтового слоя земной коры; еще ниже лежит верхняя мантия земли. В области глубоководных равнин мощность слоя базальтов не превышает 5—8 км, что соответствует минимальной мощности земной коры на нашей планете.

Поверхность плоской части абиссальных равнин покрыта тонкодисперсными осадками терригенного происхождения с явно выраженной внутренней стратификацией; характерная мощность всего слоя осадков составляет 1—2 км. Купола холмов покрыты относительно тонким (сотни м) слоем еще более четко стратифицированных осадков, опускавшихся постепенно из поверхностных слоев воды. Осадки на абиссальных равнинах имеют малую плотность ($1,2 \cdot 10^3 - 1,4 \cdot 10^3$ кг/м³) и их верхний слой характеризуется высокой влажностью и пористостью выше 50—70%. Вследствие этого скорость звука в верхнем слое осадков абиссальных равнин во многих районах оказывается на 2—4% меньше, чем скорость звука в придонных слоях воды. Толщина слоя пониженной скорости звука очень мала и, как правило, не превышает 1 м. Осадки абиссальных равнин имеют текучую или скрыто-текучую консистенцию. Для внутренней структуры характерна вертикальная неоднородность — в толще осадочных пород перемежаются слои разной мощности с разными физическими свойствами. Случайные вариации плотности и скорости звука в них обычно не превышают нескольких процентов. Данные, полученные при глубоководном бурении, свидетельствуют, что вплоть до глубин 200—300 м в осадочной толще нет устойчивых вертикальных градиентов этих параметров.

Микрорельеф абиссальных равнин обусловлен в основном следами жизнедеятельности донных организмов, которые создают бугорки и отверстия в грунте, оставляют следы своего перемещения и пр. На рис. 30.3 приведен один из примеров такого микрорельефа. Бугорки и холмики, созданные донными жителями, имеют конусовидную форму с углами наклона сторон конуса до $60-70^\circ$ и с высотами от единиц до десятков см. Мезорельеф абиссальных равнин мало изучен, но результаты отдельных наблюдений и косвенных оценок свидетельствуют, что в области равнин существуют неровности горизонтальной протяженностью порядка единиц, десятков и сотен метров и что средние углы их наклона составляют $1-3^\circ$.

Для открытой части всех океанов характерно существование на дне горных цепей — срединноокеанических хребтов. Эта система поднятий планетарного масштаба, соизмеримая по площади с общей площадью материков Земли и прослеживающаяся во всех океанах — Тихом, Атлантическом и Индийском.

Мощность земной коры под срединноокеаническими хребтами достигает 30 км и более, что примерно равно мощности коры под материками. Верхний ее слой 2÷3 км образован вулканическими породами и характеризуется скоростью распространения звука несколько более 5 км/с и плотностью около $2,6 \cdot 10^3$ — $2,8 \cdot 10^3$ кг/м³. Этот слой покрыт донными отложениями, мощность которых

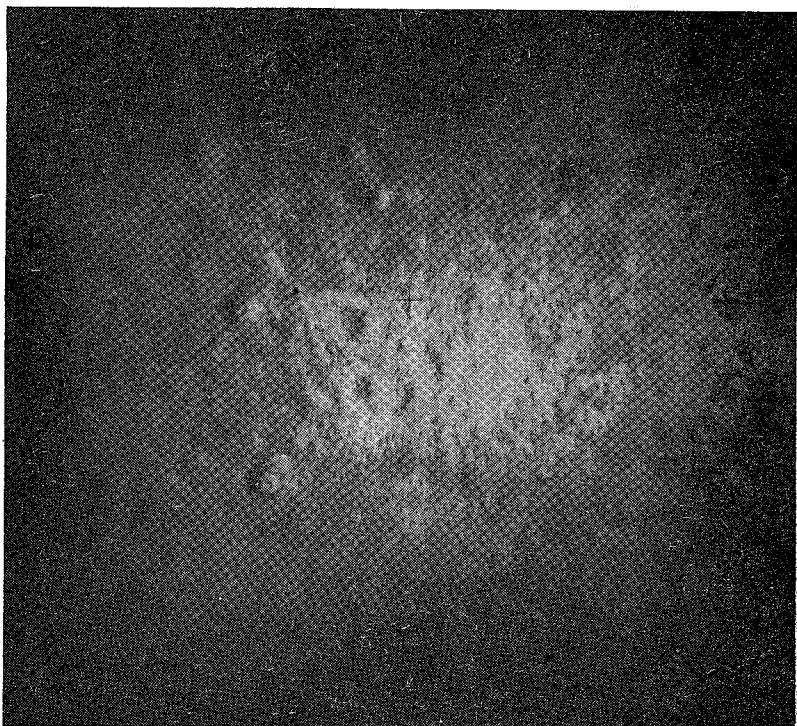


Рис. 30.3. Следы жизнедеятельности донных организмов на дне Аравийской котловины Индийского океана.

Размер кадра 4,2×5,3 м (Богоров и др. [2]).

весьма неравномерна. Она может достигать сотен метров во впадинах, карманах и на флангах хребтов; на относительно пологих участках вершин и склонов также существует осадочный покров, но его мощность, как правило, не превышает десятков метров; характерные для гребней хребтов крутые склоны и сбросы вообще лишены осадочного покрова. Ширина хребтов различна и изменяется вдоль каждого из них. Типичные значения лежат в пределах от 200÷300 до 1500 миль. Средний батиметрический уровень хребтов колеблется от сотен до тысяч метров. Вершины некоторых хребтов выступают над поверхностью воды, образуя острова (на-

пример, Азорские острова в системе Срединно-Атлантического хребта).

В областях гребней срединноокеанических хребтов расчлененность дна, изрезанность рельефа достигает максимальной интенсивности. На рис. 30.4 приведен характерный профиль генерального рельефа, а на рис. 30.5 — фотография, отражающая микро-рельеф, типичный для гребня хребта. Углы наклона генерального рельефа вблизи гребня нередко составляют десятки градусов. Микро- и мезорельеф гребней хребтов определяется выходами коренных пород в виде подушечных вулканических лав. Мезорельеф гребней срединноокеанических хребтов особенно сильно изрезан. Наклон скал во многих расщелинах, на уступах и сбросах характеризуется многими десятками градусов, а иногда становится, по-видимому, даже отрицательным. На флангах хребта преобла-

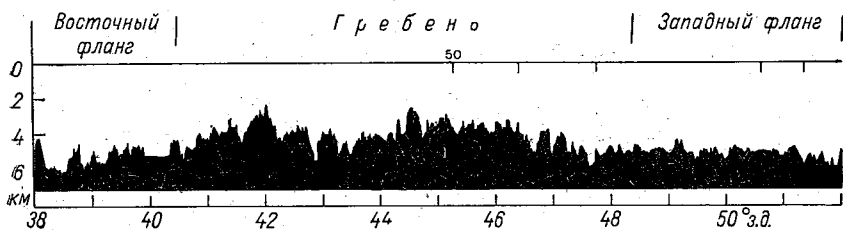


Рис. 30.4. Генеральный рельеф поперечного разреза Срединно-Атлантического хребта по параллели 23° ю. ш. [7].

дает илистая поверхность с формами биогенного и оползневого происхождения. Мощность осадков может достигать здесь десятков и сотен метров. Средний наклон генерального рельефа в области флангов хребта падает до $1 \div 2^\circ$.

Между абиссальными равнинами и срединноокеаническими хребтами простирается геоморфологическая зона промежуточного типа — зона холмистого рельефа. Для нее характерны средние углы наклона форм генерального рельефа около $1 \div 2^\circ$ и характерные вертикальные размеры порядка сотен метров. Генеральный рельеф дна в значительной мере повторяет рельеф погребенных осадками коренных пород — базальтов. Толщина слоя осадков в зонах холмистого рельефа невелика и редко превышает 50 м. Слой осадков стратифицирован, границы внутренних слоев по форме повторяют поверхность дна. Характер осадков — полигенный. Для больших площадей холмистых зон характерны «красные» глубоководные глины.

Микро-рельеф дна зон холмистого рельефа определяется широким развитием железомарганцевых конкреций и процессами жизнедеятельности донной фауны. Железомарганцевые конкреции — это образования довольно правильной шаровидной формы, возникшие в результате химико-биологического осаждения железа, марганца и других химических элементов. Размеры конкреций находятся в пределах от $1 \div 2$ до $15 \div 20$ см; часть конкреций

захоронена в осадочной толще. На рис. 30.6 приведена фотография участка дна, покрытого железо-марганцевыми конкрециями.

Кроме описанных характерных форм генерального рельефа разных геоморфологических зон необходимо отметить существование в открытом океане аazonальных морфоструктур. Наиболее крупными из них являются глубоководные океанические поднятия.

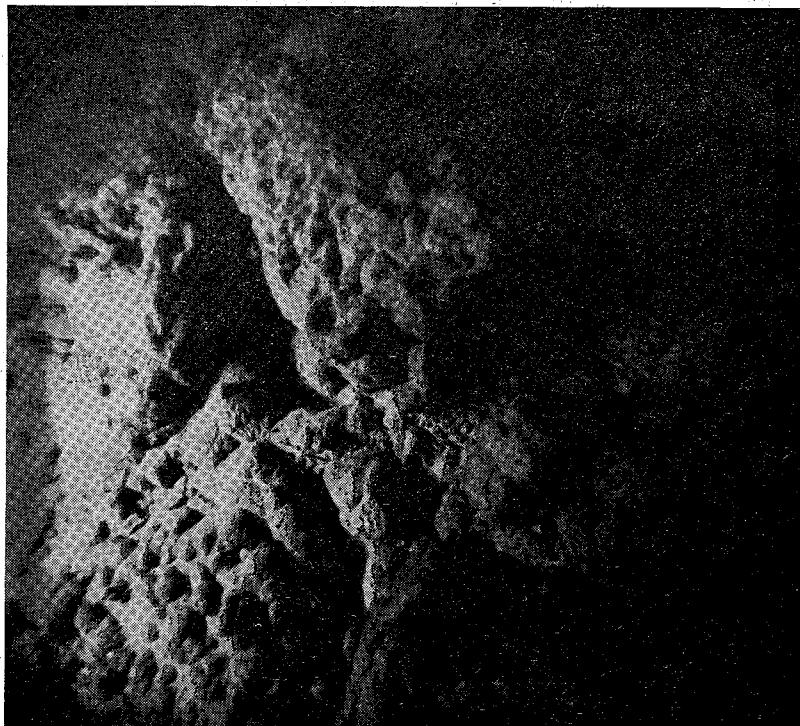


Рис. 30.5. Характерный вид микрорельефа гребня Аравийско-Индийского хребта.

Размер кадра 4,1×4,8 м (Богоров и др. [2]).

Рельеф ряда океанических поднятий обусловлен либо сбросами и разломами земной коры, либо обширными пологими «вздутиями» океанической земной коры с поднимающимися вулканами почти правильной конической формы. В некоторых областях вулканы занимают большую часть площади и рельеф таких поднятий существенно изрезан. Микрорельеф склонов вулканов изрезан и почти не выровнен осадками. Ровные участки дна между вулканическими конусами покрыты слоем осадков, соответствующим геоморфологической зоне, в которой находится океаническое поднятие.

Некоторые особенности микрорельефа дна глубокого океана также не связаны с разделением на геоморфологические зоны. Дно в северных и южных (особенно в северных) районах океана покрыто обломками скал и камней, принесенных сюда плавучими льдами и айсбергами, оторвавшимися от скалистых берегов в полярных областях. Большое число каменного обломочного материала захоронено в осадках, скопившихся за геологически долгое

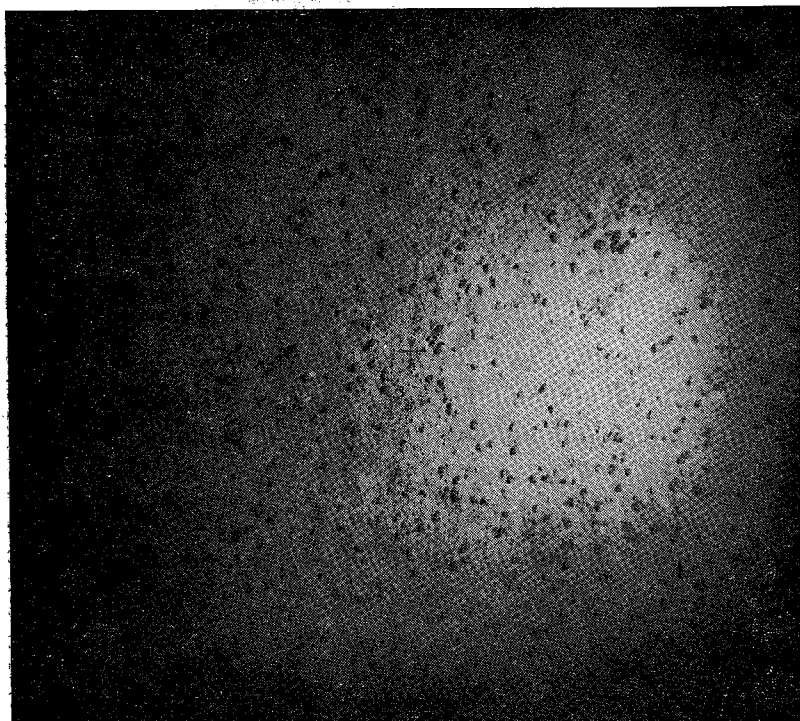


Рис. 30.6. Участок дна, покрытый железо-марганцевыми конкрециями.

Размер кадра 3,7×3,7 м (Богоров и др. [1]).

время. Размеры этих обломков разнообразны — от 1÷2 см до десятков метров. Границы ледового разноса в разные геологические эпохи были различны, и в настоящее время обломки скал и камней обнаруживаются в северном полушарии от 30° с. ш. и выше, а в южном — южнее 20÷25° ю. ш.

Хотя мы и отмечали, что железо-марганцевые конкреции в основном распространены в зонах холмистого рельефа, иногда их скопления наблюдаются в других геоморфологических зонах. Районы распространения конкреций к настоящему времени разведаны неполностью, но уже ясно, что ими покрыто дно многих глубоководных районов как абиссальных равнин, так и зон

холмистого рельефа. В настоящее время начата промышленная добыча этого ценного сырья.

Этот краткий обзор был написан с целью показать, насколько дно океана далеко от плоской границы раздела двух однородных сред и как сложны могут быть задачи понимания и описания процессов переизлучения звуковых волн нижней границей океана, как условно и расплывчато само представление о поверхности дна как о границе раздела двух сред. Географическое расположение различных геоморфологических зон и азональных морфоструктур читатель может найти в специальной литературе по морской геологии. Некоторые основные работы в этой области указаны в перечне литературы в конце главы. Там же приведены работы, посвященные географическому распространению осадков разных типов, их физическим свойствам и микрорельефу дна океана.

§ 31. Общие свойства акустических сигналов, переизлученных дном океана

Сведения, приведенные в § 30, показывают, что физические процессы, преобразующие звуковое поле, падающее на дно океана, могут быть весьма разнообразны. Во-первых, верхняя граница дна, если она достаточно ровная и четко выраженная, переизлучает часть энергии в виде когерентной отраженной волны; во-вторых, случайные по своему характеру неровности и неоднородности этой границы создают рассеянную волну, распространяющуюся в пределах верхней полусферы со случайной фазой и амплитудой; в-третьих, звуковая энергия, проникая в толщу дна, претерпевает отражение и рассеяние на границах слоев осадков и других пород, лежащих ниже поверхности; в-четвертых, звуковые волны рассеиваются на хаотично расположенных (неоднородностях толщи (небольшие линзы осадков с особыми физическими свойствами, захороненные камни и пр.).

При этом надо иметь в виду, что только часть звуковой энергии, отраженной и рассеянной в толще пород дна, возвращается обратно в воду; ее значительная часть поглощается в этих породах. Суммарная энергия в акустических волнах, переизлучаемая дном обратно в воду, всегда меньше энергии первичной волны, падающей на дно.

Несмотря на разнообразие физических процессов, формирующих акустическое поле, переизлучаемое дном океана обратно в воду, его можно разделить на две компоненты, отличающиеся как по своим свойствам, так и по направлениям распространения: 1) первая из них образована когерентно отраженными волнами, распространяющимися примерно в направлении зеркального отражения относительно средней плоскости поверхности дна; 2) вторая — рассеянными волнами, распространяющимися в общем случае в пределах всей верхней полусферы.

В реальных условиях приемно-излучающие акустические системы всегда движутся относительно дна — они либо перемеща-

ются вместе с дрейфующим или идущим своим ходом судном, либо качаются и движутся вместе с приборами, подвешенными к поплавку и тросу с закрепленным на дне якорем. В результате звуковой пучок, падающий на дно, все время несколько смещается. До тех пор пока озвучиваемый им участок остается в пределах статистически однородной области дна, суммарная когерентная компонента переизлученного поля остается неизменной и подчиняется законам геометрической акустики (см. § 25). Она распространяется в направлении зеркального отражения относительно средней плоскости поверхности дна, имеет постоянную амплитуду и фазу, и для ее описания может быть использовано понятие коэффициента отражения.

Иначе дело обстоит с рассеянной компонентой переизлученного поля. Как бы ни были незначительны смещения озвученного пятна, они нарушают фазовые соотношения между элементарными волнами, рассеянными отдельными неровностями и неоднородностями дна, и приводят к флуктуациям фазы и амплитуды суммарной рассеянной волны. Из-за движения акустических систем происходит непрерывная смена реализаций рассеивающей среды. Смена реализаций вызывает беспорядочные изменения фазы и амплитуды рассеянного поля, его флуктуации. Несмотря на неподвижность дна, рассеиваемое им поле оказывается полем, подверженным случайным изменениям. Оно может быть описано лишь статистическими методами.

Одной из важнейших характеристик рассеянного поля является его индикатриса — среднее по многим реализациям угловое распределение рассеиваемой дном мощности акустического поля. Пользуясь феноменологическим подходом и не вникая в механизм рассеяния звука дном, можно определить индикатрису донного рассеяния аналогично индикатрисе рассеяния поверхностью океана (см. § 26). Введем коэффициент донного рассеяния m_b . Величина m_b определяется аналогично коэффициенту поверхностного рассеяния (25.6)

$$m_b(\chi, \varphi, \psi) = \frac{\omega(\chi, \varphi, \psi)}{I_0 S}. \quad (31.1)$$

Напомним, что χ , φ и ψ — углы, определяющие направление падающей и рассеянной волн (см. рис. 25.2); $\omega(\chi, \varphi, \psi)$ — мощность случайной компоненты поля, переизлучаемого с участка поверхности S в направлении (φ, ψ) в расчете на единицу телесного угла (мощность ω следует понимать как среднюю мощность по многим реализациям среды); I_0 — интенсивность первичной звуковой волны, падающей на поверхность дна под углом χ . Суммарность величин $m_b(\varphi, \psi)$, взятая при $\chi = \text{const}$, дает индикатрису рассеяния звука дном океана. Частным случаем коэффициента донного рассеяния является коэффициент обратного рассеяния $M_b = m_b(\chi)$ при $\psi = 180 - \chi$ и $\varphi = 0$ (см. определение (25.8) коэффициента обратного поверхностного рассеяния). Использование понятий коэффициента и индикатрисы рассеяния допустимо лишь в тех

случаях, когда размеры L участка дна, формирующего рассеянное поле, характерные размеры l находящихся на нем неоднородностей и неровностей и расстояние R от этого участка до излучателя и приемника удовлетворяют условию $R \gg L \gg l$ (25.7). Основную роль в формировании рассеянных звуковых полей с частотами от сотен Гц до 10—15 кГц играют неровности и неоднородности, размеры которых соответствуют микро- и мезорельефу, т. е. лежат в пределах от единиц см до десятков м. Условие (25.7) выполняется, если акустические системы находятся у поверхности глубокого океана. Если же акустические системы движутся вблизи дна, или если работа ведется в мелком море, то размер озвученного пятна на дне может оказаться недостаточным, а, следовательно, будут неприменимы и статистические методы описания рассеянного поля.

Несмотря на многочисленность акустических опытов в открытом океане, не было сделано прямых измерений индикатрис рассеяния звука дном. Такие измерения технически весьма затруднительны, и пока мы располагаем лишь косвенными сведениями о форме индикатрис рассеяния, формируемых дном океана. Они получены, исходя из изменения формы (расширения или «затягивания») прямоугольных импульсов, отраженных дном океана; из общих теоретических соображений об особенностях доминирующих механизмов рассеяния при данной структуре дна; из экспериментальных данных об угловых и частотных зависимостях как амплитуд сигналов, регистрируемых на зеркальном направлении, так и величин коэффициента обратного рассеяния.

Индикатриса и коэффициент обратного рассеяния являются характеристиками, описывающими средние по многим реализациям среды свойства рассеянного поля. Не менее важным свойством переизлученных сигналов является и характер распределений их амплитуд и фаз при многократной смене реализаций. Предполагая статистическую однородность среды, можно утверждать, что амплитуда рассеянного поля (в том числе и поля, рассеянного в обратном направлении), распределена по закону Релея (19.12), а фаза его равновероятна в пределах от 0 до 2π . Если в приемной системе суммируются сопоставимые по величинам когерентная и случайная компоненты, распределение амплитуд суммарного сигнала должно соответствовать обобщенному закону Релея (19.13). Доля энергии рассеянной компоненты, которая попадает в приемник, зависит от формы индикатрисы рассеяния, а также от углового раствора и ориентации диаграмм направленности приемной и излучающей акустических систем.

Перечисленные свойства переизлучаемого дном звукового поля — амплитуда когерентной компоненты, форма и уровень индикатрисы рассеяния, флуктуации сигнала и пр. — зависят в основном от трех факторов. Первым из них являются особенности геологического строения дна, вторым — частота акустического поля, третьим — угол, под которым звуковые лучи падают на поверхность дна. Два последних фактора оценить легко — они определяются условиями эксперимента.

Что касается особенностей строения дна — его рельефа, стратифицированности осадочной толщи, характеристик ее случайных неоднородностей и пр. — сведений здесь явно недостаточно для количественных оценок. Для описания рельефа дна не существует ничего похожего на спектральную теорию морского волнения. Нет надежных количественных сведений о стратификации слоев осадков: неизвестно вертикальное распределение акустически различных слоев с мощностями порядка единиц см, единиц м и часто даже десятков м; нет достоверных данных о перепадах плотности и скорости звука на их границах; нет сведений о характере микро- и мезонеровностей их границ. Нет количественных данных о неоднородностях, захороненных в осадочной толще: о спектре размеров этих неоднородностей, об изменении их концентрации как по глубине, так и от одного района океана к другому. Этот перечень можно было бы продолжить, но специалистам он хорошо известен; а для общего представления о состоянии проблемы его более чем достаточно.

Отсутствие этих данных снижает надежность теоретического решения задачи об акустическом поле, переизлучаемом дном океана. Во многих случаях решающее слово еще принадлежит натурным акустическим экспериментам. Однако теория рассеяния часто дает возможность хотя бы качественно интерпретировать полученные экспериментальные результаты, определить наиболее вероятный физический механизм (или механизмы), сформировавший зарегистрированные сигналы и пр. Результаты такого анализа имеют важное практическое значение; во многих случаях они позволяют оценить репрезентативность полученных акустических данных и помогают очертить границы их допустимого распространения на другие районы океана. Кроме того, теоретический анализ экспериментальных данных может открыть пути решения обратных задач — определения характеристик дна по свойствам переизлученного им акустического поля.

Экспериментально установлено, что характер переизлучаемого дном акустического поля, его уровень, индикатрисы, угловые и частотные зависимости существенно различны в зонах с разным характером генерального рельефа. Эта связь в значительной мере является опосредствованной — для зон с разной степенью расчлененности генерального рельефа характерно различие и более мелких форм геологического строения дна, играющих основную роль при воздействии на акустическую волну, падающую на дно. Разным формам генерального рельефа соответствуют различные типы мезо- и микрорельефа, разные мощности осадочных слоев, разные внутренние структуры донных осадков и пр. (см. § 30).

К настоящему времени удалось провести лишь весьма грубое разделение свойств акустических сигналов, отраженных и рассеянных дном океана, в соответствии с тремя существенно разными формами генерального рельефа, к которым относятся районы ровного дна, покрытые мощным слоем осадков; районы с сильно расчлененным скалистым рельефом, где осадки скапливаются лишь на

отдельных небольших участках — во впадинах, карманах и пр.; районы холмистого рельефа с относительно тонким слоем четко стратифицированных осадков и с большими участками, покрытыми железо-марганцевыми конкрециями. В следующих параграфах мы попытаемся хотя бы в общих чертах описать и объяснить особенности акустических сигналов, отраженных и рассеянных дном в районах океана, соответствующих этим трем типам генерального рельефа.

§ 32. Ровное дно, покрытое осадками

Во многих глубоководных районах Мирового океана проводились опыты, целью которых было изучение акустических сигналов, отраженных дном. Большая часть таких опытов велась с одного корабля, на котором устанавливались как излучающая, так и приемная акустические системы. Во всех опытах при частотах акустических колебаний в сотни Гц и выше наблюдались флуктуации амплитуд отраженных сигналов. Это свидетельствует о том, что в переизлученном поле всегда была случайная компонента. В районах глубокого океана с ровным дном, покрытым толстым слоем осадков (абиссальные равнины, участки дна в зоне материковых подножий и пр.) амплитуды P зарегистрированных сигналов, как правило, были распределены по закону, не сильно отличавшемуся от обобщенного закона Релея (19.13). В зоне абиссальных равнин величина коэффициента вариации (19.15), вычисленная по опытным данным, варьировалась примерно от 15 до 35% при частоте акустического поля 2 кГц и от 30 до 47% при 10 кГц. Согласно графику рис. 19.4, эти цифры соответствуют величинам отношения амплитуд случайной и когерентной компонент в зарегистрированном сигнале 0,2—0,6 при 2 кГц и 0,5—1,1 при 10 кГц. Приведенные цифры относятся к нормальному падению звука на дно.

Частота наблюдавшихся флуктуаций амплитуды переизлученного поля зависела от условий опыта и росла при увеличении как скорости перемещения акустических систем, так и частоты акустических колебаний. Обе эти зависимости физически понятны: увеличение скорости движения акустических систем ведет к увеличению скорости перемещения озвученного пятна по дну океана, т. е. к убыстрению смен реализаций рассеивающего участка дна; рост частоты приводит к увеличению фазовых набегов при тех же относительных смещениях рассеивателей и акустических систем.

Индикатриса рассеяния звука в районах с ровным дном имеет, по-видимому, сложную форму, напоминающую форму индикатрисы рассеяния звука поверхностью океана (см. § 26). Вдоль направления зеркального отражения вытянут узкий лепесток, максимум индикатрисы; в остальных направлениях уровень рассеянного поля резко падает, и оно образует лишь слабый ореол вокруг главного лепестка. Узкий максимум индикатрисы формируется плавными пологими неровностями, горизонтальные размеры которых много больше, чем длина акустической волны. Неровности, участ-

вующие в формировании максимума индикатрисы донного рассеяния, могут лежать как на поверхности дна, так и на границах слоев осадочных пород, захороненных в толще дна. Детали формы индикатрисы не изучены, но есть основания считать, что ширина максимума над участками ровного дна не превышает $8-10^\circ$. Это свидетельствует о том, что он сформирован неровностями, средние углы наклона которых составляют $1-1,5^\circ$. Такими неровностями в рассматриваемых районах могут быть неровности микро- и мезорельефа; как указывалось в § 30, углы наклона генерального рельефа на абиссальных равнинах не превышают нескольких минут. Ореол индикатрисы по своему уровню значительно ниже максимума и создается рассеянием на мелких неровностях дна и на неоднородностях его толщи. Имеющихся экспериментальных данных пока недостаточно, чтобы разделить эти два механизма и решить, есть ли среди них доминирующий и если есть, то который из двух.

Существование в индикатрисе рассеяния узкого зеркально ориентированного максимума дает возможность использовать для оценки сигнала, регистрируемого на зеркальном направлении, понятие эффективного коэффициента отражения [§ 27, (27.11)]. Это позволяет называть акустический сигнал, зарегистрированный на зеркальном направлении над ровными участками дна глубокого океана отраженным сигналом; при этом предполагается, что диаграммы направленности акустических систем охватывают весь угловой раствор максимума индикатрисы рассеяния, т. е. что выполняется условие (27.9).

Амплитуды отраженных сигналов многократно регистрировались в натуральных условиях абиссальных равнин разных океанов и ровных участков дна материковых подножий. Эти опыты позволили вычислить величину эффективного коэффициента отражения $V_{\text{эфф}}$ по значениям амплитуд зарегистрированных сигналов, величине излучаемой мощности и по расстоянию, разделявшему точки излучения, зеркального отражения и приема. Величина $V_{\text{эфф}}$ вычисляется из экспериментальных данных так же, как и модуль $|V|$ коэффициента отражения от плоской границы раздела сред [см. (27.13)].

На рис. 32.1 приведены экспериментально полученные значения величин $V_{\text{эфф}}$ на одной из абиссальных равнин Атлантического океана. Для наглядности точки, соответствующие одной частоте, соединены ломаной линией. Несмотря на относительно большой разброс точек, на обеих кривых отчетливо видно возрастание при малых углах скольжения. Возрастание начинается довольно резко вблизи угла $\chi = 10-15^\circ$, что соответствует углу полного внутреннего отражения (§ 8, с. 41) около $\theta_0 = 75-80^\circ$. Согласно (8.4) такое значение θ_0 определяет коэффициент преломления на границе двух сред, равный $n = 0,96-0,98$; это значит, что различие величин средней скорости звука в осадочном слое, формирующем отраженный сигнал, и скорости звука в воде у дна не превышает нескольких процентов.

На рис. 32.2 приведена зависимость эффективного коэффициента отражения от частоты, полученная также в районе с ровным дном океана, покрытым толстым слоем стратифицированных осадков. Эксперимент проводился при нормальном падении звуковой волны на дно. Здесь необходимо отметить два весьма важных отличия полученных закономерностей от тех, которые предсказываются формулами § 8, описывающими классическое отражение звука плоской границей раздела двух однородных сред. Во-первых, величина $V_{эфф}$ резко уменьшается при росте частоты, в то время как § 8 предсказывает независимость коэффициента отражения от

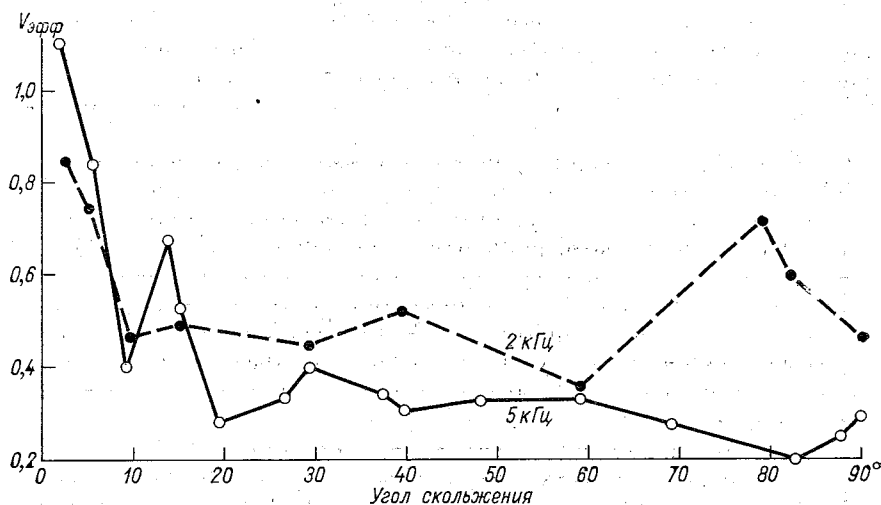


Рис. 32.1. Зависимости величин эффективного коэффициента отражения от угла скольжения.

Ровное дно глубокого океана (Воловов [4]).

частоты звука; во-вторых, $V_{эфф}$ на низких частотах значительно выше величин, даваемых формулой (8.7). Действительно, при типичных для осадочной толщи значениях $n=c/c_1=0,97$ и $m=\rho_1/\rho \approx 1,4$, получаем $|V| \leq 0,23$. Из графика рис. 32.2 следует, что при $f \leq 10$ кГц $V_{эфф} > 0,4$. Наиболее вероятной причиной этих особенностей является стратифицированность осадочной толщи. От поверхности дна отражается лишь малая часть энергии падающей волны, а проникающее в глубь осадков акустическое поле частично отражается там от границ слоев, погребенных в толще дна. Чем ниже частота, тем меньше поглощение звуковых волн в толще дна (см. § 7, рис. 7.4), тем глубже проникают они и тем больше число отражающих границ, которые они пересекут. Отраженные этими погребенными границами звуковые волны еще раз пробегают верхний слой осадков и возвращаются в воду, где суммируются с волной, отраженной от поверхности дна. Этот про-

цесс дополнительно осложняется многократными отражениями от границ слоев — волны звука, распространяющиеся в толще осадков, претерпевают отражения от внутренних границ как при распространении вниз, так и при распространении обратно вверх. При значительном числе внутренних отражений, что, по-видимому, имеет место в районах с ровным дном, можно ожидать, что фазы отдельных звуковых волн, отраженных разными границами разное число раз, случайны по величине. Поэтому эти волны в воде в среднем усиливают друг друга, и их сложение происходит по закону, близкому к энергетическому (см. стр. 102). В результате амплитуда P регистрируемого сигнала оказывается в среднем выше, чем амплитуда сигнала, отраженного собственно поверхностью дна.

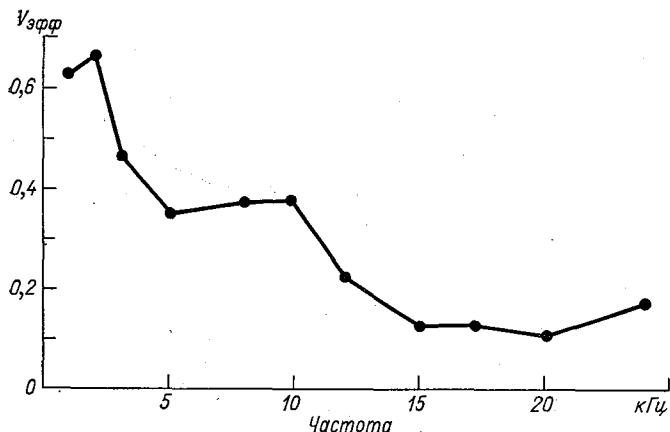


Рис. 32.2. Зависимость эффективного коэффициента отражения от частоты.

Нормальное падение. Ровное дно глубокого океана (Воловов [4]).

На рис. 32.3 приведены две зависимости от угла скольжения коэффициента обратного рассеяния звука ровным дном глубокого океана. Кривые различаются частотой акустических колебаний: нижняя соответствует 1 кГц, верхняя 10 кГц. Величина коэффициента M_b в области больших углов скольжения резко падает при небольшом отклонении от нормального падения звука на дно. При дальнейшем уменьшении угла скольжения величина коэффициента M_b уменьшается значительно более медленно. Различие абсолютных значений коэффициента M_b при изменении частоты на средних значениях угла χ достигает 20 дБ и делается несущественным вблизи нормального падения звуковых волн. Эта особенность рассеяния звука ровным дном глубокого океана хорошо заметна на частотных зависимостях коэффициента обратного рассеяния, две из которых приведены на рис. 32.4. При крутом падении ($\chi = 80^\circ$) величина M_b практически не зависит от частоты.

При более пологом падении ($\chi=40^\circ$) появляется заметная зависимость интенсивности обратного рассеяния от частоты.

Независимость от частоты абсолютных величин коэффициента M_b вблизи нормального падения косвенно указывает на независимость от частоты и уровня индикатрисы рассеяния в ее максимуме; существенная зависимость от частоты величин M_b при малых углах скольжения говорит о сильной частотной зависимости ореола индикатрисы.

Такие особенности индикатрисы и угловых и частотных зависимостей коэффициента обратного рассеяния типичны для неровных

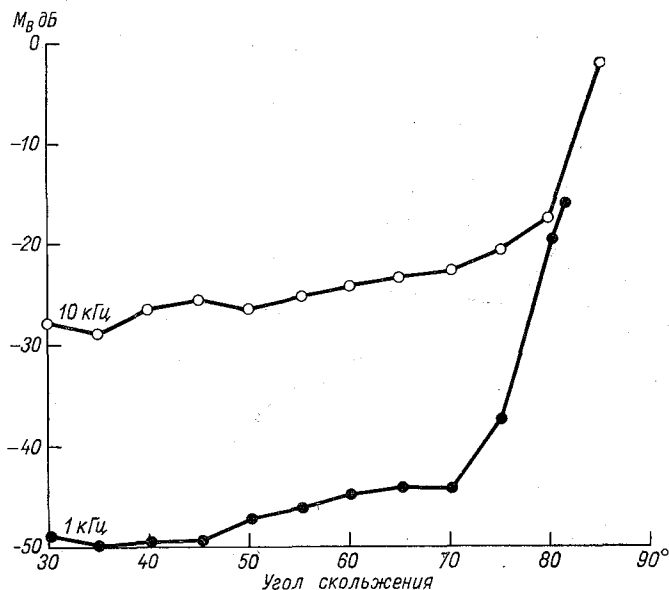


Рис. 32.3. Зависимости коэффициента обратного рассеяния от угла скольжения.

Ровное дно глубокого океана (Житковский [4]).

поверхностей с широким спектром неровностей и внешне похожи на характеристики рассеяния морской поверхности (см. § 26, 27, 29). Это внешнее сходство закономерностей, получаемых экспериментально и следующих из теории рассеяния звука статистически неровными поверхностями, уже давно порождает соблазн отождествления дна океана с некоторой неровной границей, рассеивающей акустические волны. Однако геологическое строение дна равнинных районов океана не позволяет пренебрегать ролью внутренних, погребенных осадками, неровных границ раздела и случайных объемных неоднородностей толщи грунта.

Частотная зависимость эффективного коэффициента отражения (рис. 33.2) прямо свидетельствует о том, что вблизи зеркального направления существенную роль играют внутренние границы оса-

дочной толщи. Вдали же от зеркального направления могут существовать два механизма формирования обратно рассеянного поля. Во-первых, рассеивателями могут быть мелкомасштабные неровности как границы раздела воды и грунта, так и границ раздела внутренних слоев. Во-вторых, причиной возникновения рассеянного поля вдали от зеркального направления могут быть мелкомасштабные объемные неоднородности верхних слоев осадков. Оба вида рассеивателей — и мелкомасштабные неровности границ и малые по сравнению с длиной акустической волны объемные неоднородности, захороненные в сильно поглощающей среде — определяют

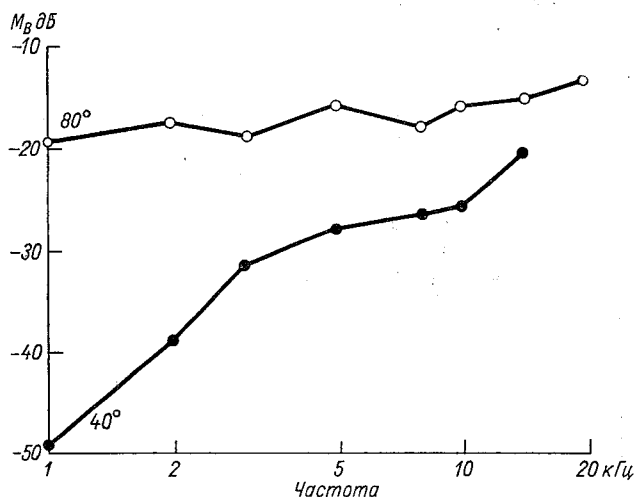


Рис. 32.4. Зависимости коэффициента обратного рассеяния от частоты.

Ровное дно глубокого океана. Параметр кривых — угол скольжения (Житковский [4]).

частотные и угловые зависимости обратного рассеяния, сходные как между собой, так и с получаемыми экспериментальными данными. Вопрос пока остается открытым.

Если описывать переизлучение звука осадочной толщей равнинных районов океана как рассеяние на некоторой неровной поверхности, то следует помнить, что параметры такой поверхности должны, видимо, зависеть от частоты или, точнее, от глубины проникновения звуковых волн в толщу дна, так что эту поверхность следует рассматривать как некоторую эффективную поверхность. Ее отождествление с поверхностью дна требует специального рассмотрения и доказательств. Внешнее сходство некоторых экспериментальных и теоретических закономерностей может быть лишь с большой осторожностью использовано для решения обратных задач определения строения дна по свойствам переизлученного им акустического сигнала.

§ 33. Подводные хребты и холмы

В начале 60-х годов, когда только начинались исследования отражения и рассеяния звука дном глубокого океана, Ю. Ю. Житковским был проведен весьма интересный опыт. На ходу судна, пересекавшего Атлантический океан, примерно через каждую милю регистрировались амплитуды сигналов, отраженных дном океана. В качестве приемно-излучающей системы использовался эхолот

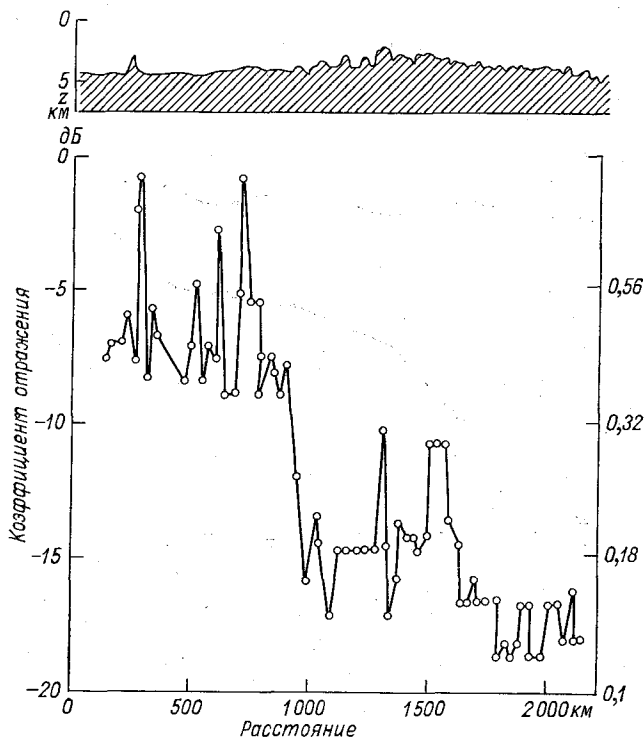


Рис. 33.1. Типичное изменение коэффициента отражения звука при переходе от районов с ровным дном к району с сильно расчлененным рельефом.

Частота 10 кГц, нормальное падение (Воловов и др. [3]).

промера глубин, с приставкой, позволявшей регистрировать амплитуды излученных и отраженных сигналов. Эхолот работал на частоте около 10 кГц при ширине диаграммы направленности приблизительно 40° . По зарегистрированным амплитудам P и формуле (27.13) определялась некоторая величина, которую формально можно было назвать коэффициентом отражения.

На рис. 33.1 приведены значения этой величины, усредненные по 14—15 последовательным посылкам. В верхней части рисунка показан профиль генерального рельефа дна вдоль трассы измерений. Обращает на себя внимание резкое уменьшение средних

величин отраженных сигналов при переходе от зон ровного дна к зоне срединноокеанического хребта; средняя величина «коэффициента отражения» падает примерно с 0,5 до $0,2 \div 0,15$. Это уменьшение казалось тем более удивительным, что модуль коэффициента отражения $|V|$ [см. (8.7)], вычисленный по значениям плотности и скорости звука в воде и в поверхностных породах дна, возрастал при переходе от равнин, покрытых тонкодисперсными осадками, к скалистым склонам хребта. Позднее аналогичные результаты неоднократно наблюдались в сходных океанических ситуациях.

Объяснение этим фактам следует искать в особенностях геологического строения дна в разных геоморфологических зонах и в специфике физических механизмов, формирующих переизлученное дном акустическое поле. При этом следует иметь в виду, что увеличение степени расчлененности генерального рельефа, как правило, сопровождается и увеличением расчлененности рельефа мезо- и микромасштабов. Кроме того, чем мелкомасштабнее формы рельефа, тем больше их средние углы наклона.

Тщательное изучение статистических свойств переизлученных дном сигналов с частотами в единицы кГц и выше показало, что в районах океана с сильно расчлененным генеральным рельефом дна почти исчезает когерентная компонента поля, а распределение его амплитуд в большинстве случаев мало отличается от распределения Релея (19.12). Величины коэффициента вариации амплитуд (19.15) на частотах 1 кГц и выше как при нормальном падении, так и при средних значениях угла скольжения в большинстве случаев близки к 50%. Частота флуктуаций амплитуд акустических сигналов при прочих равных условиях (частота излучения и скорость движения приемно-излучающих систем) в районах над подводными хребтами существенно выше, чем над абиссальными равнинами.

Все это свидетельствует о том, что в зоне гористого дна очень велика расчлененность (и вертикальная и горизонтальная) тех форм рельефа, которые ответственны за формирование переизлученного дном акустического поля. При частотах от сотен герц и выше это должны быть формы мезо- и микрорельефа дна. Прямых измерений форм мезорельефа еще очень мало, но фотографии микрорельефа на гребнях срединноокеанических хребтов (см. рис. 30.5) подтверждают предположение о сильной изрезанности поверхности дна.

Средние значения величин, формально отождествляемых с коэффициентом отражения (см. пояснения к рис. 33.1), в районах горных хребтов лежат, как правило, в пределах от 0,05 до 0,1, т. е. значительно ниже величин $V_{\text{эфф}}$ над абиссальными равнинами с их мягкими илистыми осадками. Эти величины сильно, но беспорядочно изменяются при изменении угла скольжения лучей первичного поля относительно горизонтальной плоскости. Отчетливой и закономерной зависимости этих величин от частоты также не наблюдалось.

Зависимости коэффициента обратного рассеяния дном от угла скольжения и частоты также существенно различны в районах гористого и ровного дна. В зонах подводных хребтов коэффициент обратного рассеяния звука дном M_b очень слабо зависит от угла

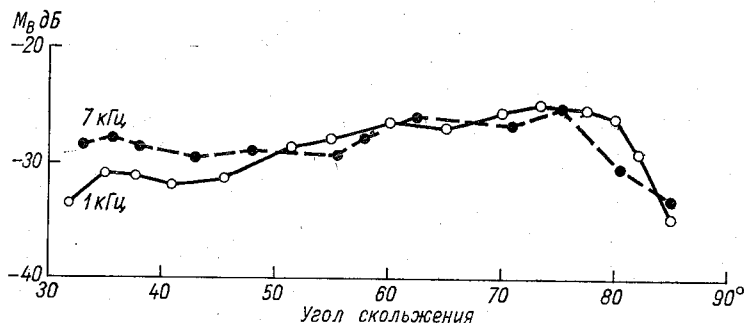


Рис. 33.2. Зависимость коэффициента обратного рассеяния от угла скольжения.

Сильно изрезанное дно глубокого океана (Житковский [4]).

скольжения лучей первичного поля относительно горизонтальной плоскости (рис. 33.2). Это можно рассматривать как одно из свидетельств ненаправленности (или слабой направленности) индикатрисы рассеяния. Опыты показали, что коэффициент обратного рассеяния в таких районах не зависит также и от частоты акусти-

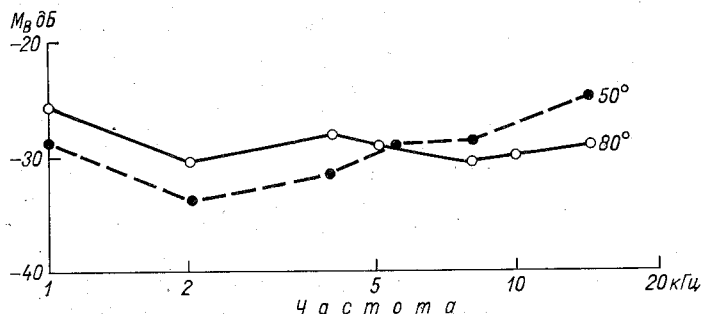


Рис. 33.3. Зависимость коэффициента обратного рассеяния от частоты.

Сильно изрезанное дно глубокого океана. Параметр кривых — угол скольжения (Житковский [4]).

ческого поля (рис. 33.3). Эта независимость сохраняется при изменении угла скольжения от 50 до 80° (ср. с рис. 32.4, относящимся к абиссальным равнинам). Все это показывает, что доминирующим механизмом формирования рассеянного поля является рассеяние неровностями, линейные размеры которых существенно больше длины акустической волны, а средние углы наклона достигают десятков градусов.

В зонах холмистого рельефа характеристики переизлученного акустического поля заметно отличаются от характеристик, типичных как для абиссальных равнин, так и для зон хребтов. В переизлученном поле в направлении зеркального отражения появляется заметная когерентная компонента; коэффициент вариации амплитуд сигналов с частотами в единицы кГц, отраженных при нормальном падении, оказывается в среднем несколько меньше 50%. Средняя величина коэффициента отражения, вычисленная по формуле (27.13), составляет $0,1 \div 0,3$; она несколько меньше, чем над ровным дном, но выше, чем над горными хребтами. В ряде случаев проявляется более или менее закономерное изменение измеренного коэффициента отражения при уменьшении угла скольжения и изменении частоты. Однако в большинстве случаев эти закономерности значительно менее отчетливы, чем в районах с ровным дном.

Зависимость от угла скольжения и частоты коэффициента обратного рассеяния в зонах холмистого рельефа также имеет промежуточный вид между зависимостями, характерными для абиссальных равнин и подводных горных хребтов. Однако на участках холмистого рельефа, покрытых железо-марганцевыми конкрециями, угловые и частотные зависимости коэффициента обратного рассеяния приближаются к зависимостям, характерным для сильного расчленения генерального рельефа дна океана. Это подтверждает большую роль форм микрорельефа в формировании звукового поля, переизлучаемого дном в направлениях, далеких от направления зеркального отражения.

Несмотря на отсутствие прямых измерений, имеющиеся опытные данные позволяют оценить характер изменения индикатрисы рассеяния звука при переходе из одной геоморфологической провинции в другую.

Над ровным дном абиссальных равнин индикатриса рассеянного дном поля имеет узкий зеркально ориентированный максимум, который поворачивается при изменении направления зеркального отражения. Акустическое поле, рассеянное в пределах этого максимума, суммируется с когерентно отраженной компонентой переизлученного поля. Максимум индикатрисы окружен слабым ореолом, создаваемым акустическими волнами, рассеиваемыми в направлениях, далеких от зеркального в пределах всей верхней полусферы.

В районах, где генеральный рельеф является более расчлененным, например в зонах холмистого рельефа, увеличивается доля энергии, переизлучаемая дном в виде рассеянной компоненты, а максимумы индикатрисы рассеяния заметно расширяются. Эти изменения характера переизлученного поля тем более значительны, чем более расчленен генеральный рельеф дна и чем резче выражены на нем неровности и неоднородности меньших масштабов. В области гребней срединноокеанических хребтов степень изрезанности рельефа дна всех масштабов достигает своего максимума. Там преобладают выходы застывшей лавы причудливых форм (см.,

например, рис. 30.5). Индикатриса рассеяния звука достигает максимальной ширины. Ее вид, по-видимому, мало зависит от угла падения первичного поля и от его частоты.

Такие представления об индикатрисах рассеяния звука в разных геоморфологических зонах дна океана удовлетворительно объясняют большую часть имеющихся экспериментальных данных по рассеянию и отражению звука дном океана.

В частности, становится понятным резкое уменьшение «коэффициента отражения» над гористыми районами дна, описанное в начале этого параграфа. При движении судна над абиссальной равниной почти вся переизлучавшаяся дном энергия была сосредоточена в пределах узкого углового сектора и полностью попала на приемник. После перехода в область сильно расчлененного рельефа исчезла когерентно отраженная компонента и резко увеличилась ширина основного максимума индикатрисы рассеяния. В результате лишь малая доля переизлученной дном энергии достигала приемника, а остальная часть уходила в стороны и не захватывалась приемной системой. Резкое увеличение ширины индикатрисы и исчезновение в ней узкого зеркально направленного максимума, кроме того, объясняют и исчезновение максимума в зависимости $M_b(\chi)$ при больших значениях угла χ (ср. рис. 32.3 — ровное дно и рис. 33.2 — гористый рельеф).

Развитые выше качественные представления о зависимости формы индикатрисы рассеяния звука от рельефа и внутреннего строения дна получили к настоящему времени широкое признание. Однако разные авторы расходятся в количественных оценках ширины и формы индикатрисы рассеяния дном при разном геологическом строении. Такие расхождения при современном уровне знаний естественны и неизбежны. Одним из источников таких расхождений могут быть различия оценок ширины индикатрисы разными косвенными акустическими методами, из которых ни один не сопоставлялся с результатами прямых измерений индикатрисы рассеяния. Другим источником таких расхождений может быть неоднородность геологической структуры дна в пределах одной геоморфологической зоны. На абиссальных равнинах существуют отдельные холмы со значительно изрезанным рельефом; в горных цепях встречаются цирки и долины протяженностью в несколько десятков миль, заполненные строго стратифицированными осадками, имеющими ровную горизонтальную поверхность. Некоторые участки холмистых зон покрыты железо-марганцевыми конкрециями, а в осадках приполярных равнин захоронено большое количество скальных обломков ледового разноса. Так как большая часть акустических опытов не сопровождалась подробными геологическими работами, эти особенности океанского дна могли затемнять и искажать картину связи переизлученных акустических сигналов и характеристик дна.

Надежное определение физических процессов, формирующих переизлученное дном поле, количественные оценки основных характеристик этого поля могут быть сделаны только после получения

большого числа новых экспериментальных данных. К ним, в первую очередь, относятся сведения об индикатрисах рассеяния звука дном; о мезо- и микроструктуре поверхности дна и его приповерхностной толщии.

В заключение следует отметить одно обстоятельство, имеющее важное практическое значение. Использование понятия «коэффициент отражения» в точном смысле этого слова (см. § 8) допустимо лишь при плоской границе раздела двух однородных сред; только в этом случае давление в переизлученной акустической волне определяется разницей величин скорости звука и плотности в сопредельных средах. Величина эффективного коэффициента отражения (см. § 27) может являться объективной характеристикой свойств переизлучающей границы (или области) раздела двух сред и в том случае, когда эта граница существенно неровная, а примыкающая к ней среда неоднородна; однако при этом индикатриса рассеяния должна иметь достаточно узкий максимум, вытянутый вдоль направления зеркального отражения.

Дно в любой геоморфологической провинции глубокого океана не является для акустических волн плоской границей раздела однородных сред. Низкочастотные колебания проникают в толщу дна, где на них воздействуют неоднородности этой толщии; высокочастотные колебания рассеиваются неровностями поверхности дна. Таким образом, расчет переизлученного дном поля по коэффициенту отражения, рассчитанному согласно формулам § 8, в глубоком океане не может дать надежных результатов.

Использование в таких расчетах эффективного коэффициента отражения допустимо лишь в тех случаях, когда известно, что индикатриса рассеяния имеет узкий максимум, ориентированный в зеркальном направлении, и что полуширина этого максимума уже раствора диаграмм акустических систем [условия (27.9)]. Над абиссальными равнинами и над ровными участками дна глубокого океана это условие, как правило, выполняется. Интенсивность переизлученного поля может рассчитываться по формуле (27.12) с дополнительным учетом затухания звука в воде и, если нужно, рефракции лучей. В зонах холмистого и горного рельефа индикатриса рассеяния звука дном расширяется, и выполнение условий (27.9) становится все более проблематичным. Амплитуда «отраженного» дном акустического сигнала может быть различной при разных растворах диаграммы направленности акустических систем: при узких диаграммах зарегистрированная амплитуда может быть меньше, чем при широких. В этих условиях для расчета средней интенсивности переизлученного дном поля нельзя применять ни величину $|V|$, ни коэффициент $V_{\text{эфф}}$.

Надежные расчеты интенсивности акустического поля, переизлученного дном, в этой ситуации могут быть сделаны только по формуле (27.2), т. е. путем интегрирования участка индикатрисы рассеяния в пределах диаграмм направленности приемной и излучающей систем; угловой раствор этих диаграмм и расстояния до рассеивающего участка дна определяют в (27.2) площадь интегри-

рования *S*. Отсутствие надежных сведений об индикатрисах рассеяния, к сожалению, не позволяет делать такие расчеты. В основу численных оценок уровня переизлученного поля обычно кладутся экспериментальные данные, аналогичные приведенным на рис. 33.1. Из сказанного ясно, что величина полученного таким способом «коэффициента отражения» может и не быть объективной характеристикой дна океана.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Богоров Г. В., Воловов В. И., Ильин А. В. Микрорельеф дна Атлантического океана. — В сб.: Условия седиментации в Атлантическом океане. М., «Наука», 1971, с. 247—270.
2. Богоров Г. В., Ильин А. В., Индиченко И. Г. Применение стереофотограмметрического метода при изучении микрорельефа дна Индийского океана. — «Геоморфология», 1971, № 1, с. 89—102.
3. Воловов В. И., Житковский Ю. Ю. Об измерении коэффициента отражения звука от дна океана. — «Океанология», 1966, т. VI, вып. 6, с. 1086—1088.
4. Воловов В. И., Житковский Ю. Ю. Отражение и рассеяние звука дном океана. — В кн.: Акустика океана. М., «Наука», 1974, ч. 6, с. 395—490.
5. Ильин А. В. Основные черты геоморфологии дна Атлантического океана. — «Океанологические исследования», 1971, т. 21, с. 107—246.
6. Канаев В. Ф. Рельеф рифтовой зоны Индийского океана и ее место в общей системе рельефа дна океана. — В сб.: Исследования по проблеме рифтовых зон Мирового океана. М., «Наука», 1972, т. 1, с. 35—61.
7. Профили рельефа дна Атлантического океана. 2-й рейс НИС «Петр Лебедев». М., Изд-во АН СССР, 1965. 84 с.
8. Удинцев Г. Б. Геоморфология и тектоника дна Тихого океана. М., «Наука», 1972. 394 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Введение	5
Часть I. Акустические волны и некоторые свойства океанической среды ..	8
Глава I. Основные физические понятия	—
§ 1. Природа акустических волн и их возбуждение	12
§ 2. Распространение звука в однородных и неоднородных средах ..	16
§ 3. Количественные понятия и единицы измерения	20
Список литературы	20
Глава II. Скорость и поглощение звука в океане	—
§ 4. Горизонтальная слоистость океанической среды	—
§ 5. Скорость звука в океане	24
§ 6. О природе затухания акустической энергии	30
§ 7. Количественные характеристики коэффициента затухания ..	33
Список литературы	39
Часть II. Распространение звука в слоисто-неоднородной среде	40
Глава III. Отражение, преломление и рефракция звука	—
✓ § 8. Преломление и отражение звука на плоской границе раздела сред ..	—
✓ § 9. Основной закон рефракции звука	47
§ 10. Траектории луча в рефракгирующей среде	50
§ 11. Лучевые трубки и фокусировка лучей	55
Список литературы	58
Глава IV. Распространение звука в слоисто-неоднородной океанической среде ..	—
§ 12. Условия отрицательной рефракции	—
§ 13. Лучевая картина в приповерхностном звуковом канале	63
§ 14. Время распространения сигналов в приповерхностном канале ..	67
§ 15. Распространение звука в подводном звуковом канале	71
§ 16. Зоны конвергенции в условиях подводного звукового канала ..	78
§ 17. Дальнее распространение звука	84
Список литературы	90
Часть III. Влияние случайных неоднородностей среды	91
Глава V. Рассеяние звука на температурных неоднородностях водной среды ..	—
§ 18. Флуктуации показателя преломления в водах океана	—
§ 19. Распространение звука в среде с флуктуациями показателя преломления ..	97
Список литературы	106
Глава VI. Звукорассеивающие слои	—
§ 20. Дискретные рассеиватели звука и объемная реверберация	—
§ 21. Акустические свойства дискретных рассеивателей	110
§ 22. Акустические характеристики звукорассеивающих слоев	115
Список литературы	121

Глава VII. Сведения о форме морской поверхности и об особенностях переизлученного звукового поля	121
§ 23. Формирование волн на морской поверхности и способ их описания	—
§ 24. Спектры морского волнения	127
§ 25. Когерентная и случайная компоненты переизлученного звукового поля	133
§ 26. Об индикатрисах рассеяния звука поверхностью океана	139
Список литературы	144
Глава VIII. Отражение и рассеяние звука поверхностью океана	145
§ 27. Энергетические характеристики сигналов, зарегистрированных на зеркальном направлении	—
§ 28. Статистические характеристики сигналов, зарегистрированных на зеркальном направлении	153
§ 29. Рассеяние звука обратно в сторону излучателя	156
Список литературы	162
Глава IX. Отражение и рассеяние звука дном океана	163
§ 30. Некоторые сведения о геологическом строении дна	—
§ 31. Общие свойства акустических сигналов, переизлученных дном океана	172
§ 32. Ровное дно, покрытое осадками	176
§ 33. Подводные хребты и холмы	182
Список литературы	188

Андреева Ирина Борисовна

**ФИЗИЧЕСКИЕ
ОСНОВЫ
РАСПРОСТРАНЕНИЯ
ЗВУКА
В ОКЕАНЕ**

Редактор Ю. П. Бреховских

Художник В. В. Костырев

Техн. редактор Г. В. Иекова

Корректор В. И. Гинцбург

Сдано в набор 8/XII 1974 г. Подписано к печати 1/IV 1975 г.
М-17107. Формат 60×90¹/₁₆, бум. тип. № 1. Печ. л. 12. Уч.-изд.
л. 12,75. Тираж 1500 экз. Индекс ОЛ-370. Заказ № 603.

Цена 1 р. 52 к.

Гидрометеиздат, Ленинград, 199053, 2-я линия, д. 23.

Ленинградская типография № 8 Союзполиграфпрома
при Государственном комитете Совета Министров СССР
по делам издательств, полиграфии и книжной торговли.
190000, Ленинград, Прачечный пер., 6.

ВНИМАНИЮ ЧИТАТЕЛЕЙ!

Вышла из печати

«Океанографическая энциклопедия». Пер. с англ.

Цена бр. 33 к.

Энциклопедия содержит более 200 статей, где приводятся современные сведения о Мировом океане: его гидрологии, геологии, гидробиологии, гидрохимии, минеральных и энергетических ресурсах и т. д., рассматриваются водные массы, течения, приливы, волны, колебания уровня, морские льды, оптика моря и гидроакустика, взаимодействие океана и атмосферы, дается описание океанов, морей, крупных заливов и проливов. Большое внимание уделяется вопросам геологии дна океанов и морей.

Энциклопедия рассчитана не только на специалистов океанологов, гидрохимиков, гидробиологов, геологов моря, студентов гидрометеорологических вузов и географических факультетов университетов, но и всех, интересующихся природой Мирового океана.

Книга поступила в магазины местных книготоргов, имеющие отделы научно-технической литературы, а также в специализированный магазин Гидрометеиздата: 197101, Ленинград, Большой пр., д. 57, магазин № 15 Ленкниги.

ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ