АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1997, том 43, № 2, с. 203–210

УДК 534.21

ДАЛЬНЕЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗВУКА В АРКТИЧЕСКОМ БАССЕЙНЕ

© 1997 г. Ф. И. Кряжев, В. М. Кудряшов

Акустический институт имени Н.Н. Андреева
117036 Москва, ул. Шверника, 4

Поступила в редакцию 16.05.96 г.

Рассматривается распространение акустического сигнала на горизонтально-нерегулярной трассе в Арктическом бассейне. Проводится сравнение формы модельного импульсного сигнала с полученным в ходе эксперимента по акустическому мониторингу в Арктическом бассейне. Расчет проводился по программе, основанной на методе связанных мод. Программа достаточно адекватно учитывает параметры гидроакустического волновода, влияющие на амплитудно-временную структуру сигнала, что позволило получить удовлетворительное совпадение расчета и эксперимента. Рассматривается влияние гидрологических факторов на структуру звукового поля, а также на характеристики отдельных мод, что позволит определить тренд изменения температуры атлантических вод, проникающих в Арктический бассейн, а также изменение температуры верхнего водного слоя.

Интерес к распространению звука на длинных трансарктических трассах возник в связи с проблемой мониторинга климата планеты. У. Манк и А. Форбес [1] предложили использовать Мировой океан как глобальный термометр, т.е. следить за изменениями средней температуры океана путем измерения времени распространения акустических сигналов на длинных океанских трассах, поскольку имеется хорошо изученная связь скорости звука в воде и ее температуры. В проекте П. Михалевского и др. [2] в качестве опорной акватории предложено использовать Арктический бассейн, поскольку в Арктике эффекты глобального потепления климата проявляются в большей степени вследствие особенности структуры водных масс и наличия ледяного покрова, играющего роль как теплового экрана, так и индикатора теплового режима воды.

В глубоководных районах Арктики можно выделить три основных водных слоя: приледный слой, промежуточный слой и глубоководный слой. Температурный режим глубоководного слоя очень стабилен, скорость звука в нем растет с глубиной, имея градиент, близкий к гидростатическому. Промежуточный слой формируется теплыми атлантическими водами, проникающими через проливы у Шпицбергена. Удаляясь на восток, эти воды растекаются, так что верхняя их граница опускается с глубины в 200–250 м до 400–450 м. Нижняя граница атлантических вод при этом остается примерно на уровне 750–800 м. Скорость звука в пределах атлантического слоя мало меняется по глубине. Верхний водный слой образует приледный гидроакустический волновод, температурный и соленостный режим которого сильно зависит от состояния ледового покрова, скорость звука растет с глубиной и имеет средний градиент примерно в 5–6 раз больший, чем гидростатический.

Такой характер распространения скорости звука в воде приводит к положительной рефракции звуковых волн, в силу чего дальнее от излучателя звуковое поле формируется исключительно волнами, отраженными от ледяного покрова. Поглощение и рассеяние звука ледяным покровом является основным фактором, определяющим затухание звукового поля при увеличении дистанции на частотах звука до сотни Гц. Трансарктические стационарные трассы, используемые в эксперименте по мониторингу климата, имеют длину в тысячи км. Чтобы обеспечить обнаружение сигнала в арктическом волноводе, возбуждаемого источником звука разумной (в техническом и экологическом смысле) мощности, необходимо использовать сигналы, несущие частоты которых не превышают 30 Гц для трасс длиной порядка 1000 км и 20 Гц для трасс длиной порядка 2500 км.

На частоте 20 Гц первая водная нормальная волна практически полностью сконцентрирована в приледном слое и ее время хода определяется распределением скорости звука в приледном канале. Области концентрации нормальных волн высших номеров включают слой атлантических вод, причем наиболее чувствительна к скоростному (а значит и температурному) режиму атлантических вод вторая водная мода. 1-й нормальной волной на частоте 20 Гц является волна, обусловленная изгибными колебаниями ледяного покрова. Эта волна быстро затухает с ростом дистанции и экспоненциально убывает по амплитуде с увеличением глубины, вследствие чего сама по

себе на больших дистанциях заметного вклада в звуковое полне не вносит. Однако [3] она вносит решающий вклад в затухание водных волн, вследствие рассеяния этих волн на ледяном покрове в изгибную волну.

При импульсном излучении сигнала или в результате корреляционной обработки шумового сигнала, или М-последовательности на больших дистанциях моды первых номеров разделяются по времени прихода. Выделение этих мод позволяет контролировать их время прихода и относительное изменение их фаз. Изменение этих параметров зависит от изменения скорости звука в воде и, следовательно, позволяет оценить изменчивость температурного режима водных масс. Описанию эксперимента по дальнему распространению звука на трансарктической трассе посвящена работа [4], мы остановимся на некоторых аспектах математического моделирования сигналов, прошедших трансарктическую трассу.

Ледяной покров состоит из участков относительно ровного льда, окаймленных грядами торосов. При расчетах звукового поля мы первыми использовали модель плавающего льда. Это обстоятельство имеет принципиальное значение при модельном выявлении зависимости временной структуры сигнала от изменчивости локальной средней толщины ледового покрова. Теоретически было доказано, что обычное изменение толщины плавающего ледяного покрова на частотах до десятков Гц практически не влияет на фазовые и групповые скорости нормальных волн. У плавающего льда глубина погружения средней границы лед–вода относительно уровня свободной воды равна μh, где μ – плотность льда относительно плотности воды, а h – средняя толщина льда. В результате изменение фазы коэффициента отражения волны от этой поверхности относительно уровня свободной воды пропорционально $2\mu h k_z$, где k_z – вертикальная компонента волнового вектора волны. При этом сам коэффициент отражения от ледяного слоя согласно выражению для импеданса тонких льдов приобретает приращение фазы той же величины, но противоположного знака. В результате оказывается, что состояние ледового покрова мало влияет на время распространения сигнала, а определяющим фактором становится распределение скорости звука в воде, т.е. изменение временной структуры сигнала напрямую связано с изменением температуры воды и почти исключается влияние ледового покрова на время прихода составляющих сигнала. Средняя толщина, параметры неровностей и материала льда, наряду с вертикальным профилем скорости звука в воде и в грунте, определяют коэффициенты затухания нормальных волн, а следовательно и их амплитуды в месте наблюдения, результирующую форму сигнала. Анализируя соотношение амплитуд отдельных мод, можно сделать определенные заключения об интегральном состоянии ледового покрова и, опосредованно, о тепловом режиме Арктики вдоль трассы распространения звука.

Для описания неровностей ледового покрова мы использовали двухмасштабную модель [3, 5]. Функцию плотности вероятности смещений границы лед–вода относительно нулевого уровня (уровня свободной воды) мы представляем суммой двух компонент, одна из которых соответствует относительно ровным ледовым полям, другая – торосам. Параметры компонент извлекаются из гистограмм, получаемых эхопрофилированием ледяного покрова. Параметры нормированной функции корреляции неровностей обоих типов льда извлекаем из имеющихся экспериментальных данных. Вертикальные профили скорости звука в воде, их пространственные модификации при модельных расчетах звукового поля берутся из имеющегося банка данных.

Сама программа расчета звукового поля представляет собой модифицированный вариант программ, использованных при выполнении работ [6, 7]. В основе ее лежит метод связанных нормальных волн, основанный на разложении звукового поля по локальным собственным функциям волновода (модам) и учитывающий взаимное преобразование нормальных волн при прохождении горизонтально-неоднородных участков волновода.

Введем декартову систему координат x, y, z; ось z направлена вниз и начало оси ($z = 0$) совмещено с уровнем свободной воды. При излучении сигнала с частотным спектром $G(\omega)$ звуковое давление в точке с координатами x, y, z в момент времени t представим в виде

$$p(x, y, z, t) = 2\mathrm{Re} \times \\ \times \int_0^\infty G(\omega) P(x, y, z, \omega) \exp(-i\omega t) d\omega. \quad (1)$$

Если излучается импульс с "прямоугольным" спектром, то

$$G(\omega) = \begin{cases} 1/\Delta\omega, & |\omega - \omega_0| \le \Delta\omega/2 \\ 0, & |\omega - \omega_0| > \Delta\omega/2 \end{cases},$$

где $\omega = 2\pi f$, f – частота звука, ω_0 – центральная круговая частота сигнала.

В эксперименте был использован непрерывный сигнал частоты ω_0, модулированный по фазе М-последовательностью. Каждый период М-последовательности состоит из М импульсов длительности T. В процессе обработки принятого сигнала вычисляется корреляционная функция между сигналом и модулирующей М-последовательностью, в результате чего определялась импульсная переходная функция волновода в полосе частот $1/T$, т.е. мы приходим к выражению

(1), где спектральная функция $G(\omega)$ пропорциональна величине

$$\sin^2[(\omega-\omega_0)T/2]/[(\omega-\omega_0)T]^2.$$

$P(x, y, z, \omega)$ есть решение уравнения Гельмгольца, удовлетворяющее условиям на границах водного слоя [5, 6, 7]. В нерегулярном в горизонтальной плоскости волноводе это решение принципиально трехмерное, так как горизонтальная изменчивость параметров среды порождает горизонтальную рефракцию звуковых волн. Поэтому реализация алгоритма, типа описанного в работе [6], требует увеличения на порядок объема операций ЭВМ по сравнению с "двумерной" задачей. Алгоритм работы [6] опирается на идею горизонтальных лучей и вертикальных мод [8]. За исключением особого случая, когда горизонтальная изменчивость среды происходит вдоль одной из декартовых координат, учет горизонтальной рефракции горизонтальных лучей нормальных волн сам по себе является сложной задачей как с точки зрения реализации алгоритма, так и при составлении матриц кода входных данных. Во многих случаях, когда трасса распространения звука мало отклоняется от генерального направления вектора градиента изменения параметров среды или пространственный масштаб этих изменений велик по сравнению с фазовой длиной волны моды (отношение фазовой скорости моды к частоте звука), горизонтальная рефракция выражена слабо и можно пользоваться методом вертикальных сечений звукового поля. Суть метода состоит в том, что горизонтальная изменчивость среды учитывается в схеме расчета только вдоль прямолинейной трассы, соединяющей источник звука и точку наблюдения. Тогда схема расчета сводится к "двумерной". Очевидно, что изменения среды различны вдоль трасс, выходящих из излучателя под разными азимутальными углами. Сшивание по азимутальному углу звуковых полей при достаточно плотной угловой сетке позволяет получить пространственную модель звукового поля, близкую к той, которая с самого начала включала в себя горизонтальную рефракцию. Полагаем, что трасса проложена вдоль оси x. В этом случае представляем $P(x, 0, z, \omega)$ в виде разложения по локальным собственным функциям $\Phi_m(z, x; \omega)$ волновода, соответствующим локальным продольным волновым числам $\zeta_m(x; \omega)$, где m – номер моды. Для регулярного (статистически среднего) звукового поля полагаем

$$P(x, 0, z; \omega) = \sum_{m\geq 1} \frac{C_m(x; \omega)}{\sqrt{\zeta_m x}} \Phi_m(z, x; \omega), \qquad (2)$$

если $|\zeta_m x| \gg 1$. Вертикальные изменения параметров среды определяют число и структуру локальных собственных функций Φ_m [3, 5] используемых при расчете. Горизонтальные изменения параметров среды приводят к обмену звуковой энергией между членами суммы (2). Эти изменения среды действуют на множитель $C_m(x; \omega)$.

При моделировании трасса распространения звука разбивается на секции (домены), в пределах которых глубина волновода и свойства среды не изменяются или имеет место линейная изменчивость профиля дна и скорости звука в воде. Параметры ледового покрова и грунта в пределах домена не изменяются, а каждый домен, в свою очередь, разбивается на субдомены путем замены гладкой функции, описывающей изменчивость параметров волновода, на ступенчатую, причем в пределах субдомена свойства среды не изменяются. В этом случае статистически регулярное (когерентное) звуковое поле в пределах субдомена представляется суммой обычных (независимых) нормальных волн плоскослоистого волновода. Геометрические размеры субдомена, как и расстояние между узлами сетки при численном расчете, автоматически выбираются программой такими, чтобы возможные изменения параметров среды на границах субдоменов не вносили существенных отклонений от предполагаемого "гладкого" решения. На границах субдоменов решения в виде суперпозиции мод сшивается условием непрерывности результирующего звукового давления и продольной компоненты колебательной скорости по поперечному сечению волновода. Расчет звукового поля контролируется условием непрерывности результирующего потока звуковой энергии через поперечное сечение волновода. Последняя операция необходима, чтобы нивелировать ошибки, связанные с неточностями, возникающими при вычислении коэффициентов преобразования мод, и вынужденном ограничении числа используемых нормальных волн. Дело в том, что в плоскослоистом волноводе каждая из нормальных волн является точным решением однородного волнового уравнения и граничных условий волновода. В горизонтально-нерегулярном волноводе, если задача не решается методом разделения переменных в декартовой системе координат, решением является вся совокупность нормальных волн, чем и обусловлена их "связь" и взаимное преобразование при распространении. Если в плоскослоистом волноводе можно при расчете звукового поля исключить без существенных погрешностей волны, быстрозатухающие с дистанцией или слабовозбуждаемые источником звука, то в горизонтально-нерегулярном волноводе возможна локальная накачка звуковой энергии в волны, которые изначально отсутствовали или несли мало энергии. Отток энергии в быстрозатухающие волны может заметно повлиять на затухание и фазу мод, формирующих звуковое поле в месте наблюдения.

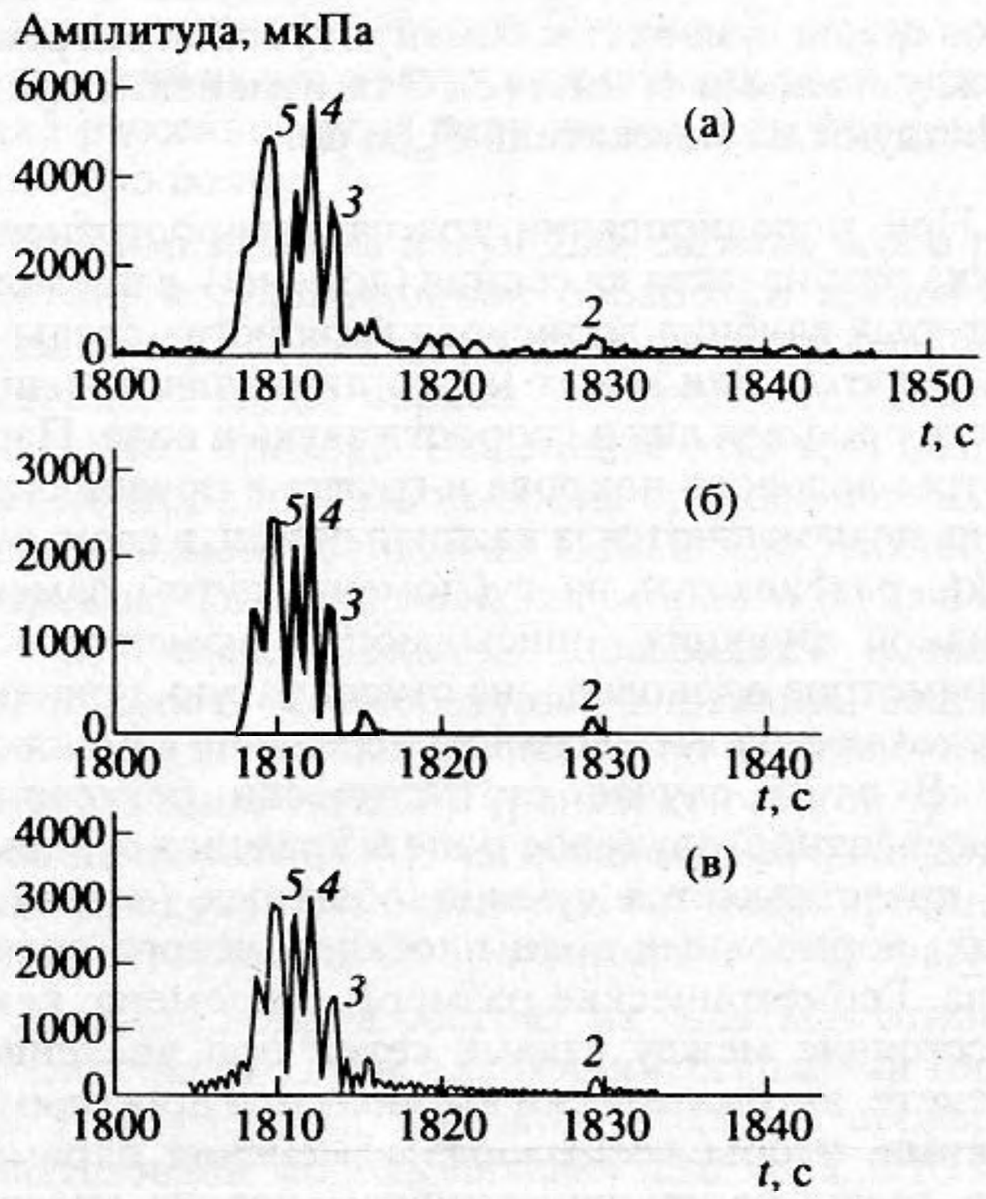

Рис. 1. Форма сигнала на конце трансарктической трассы. Расстояние 2637 км. Горизонты излучения и приема 60 м. Средняя частота 19.6 Гц. а – эксперимент, в – расчет для М-последовательности, с – расчет для сигнала с прямоугольным спектром. По оси ординат отложена амплитуда сигнала в мкПа, по оси абсцисс – время хода в секундах.

Следовательно, исключение из расчета часто нормальных волн может существенно повлиять на конечный результат. Коррекция звукового поля по результирующему потоку энергии позволяет частично скомпенсировать последствия отсечки части нормальных волн.

В пределах субдомена $C_m(x, \omega)$ меняется пропорционально множителю $\exp[i\zeta_m(x, \omega)x]$. Вблизи источника звука значение C_m находим по тем же правилам, что в плоскослоистом волноводе. На границе субдомена $x = x_j$ сшивание решений осуществляется по формулам [6, 7]

$$C_m(x_j + 0) = \sum_{n \geq 1} C_n(x_j - 0) D_{n,m}, \tag{3}$$

где знак плюс соответствует полю после ступеньки, а знак минус – до ступеньки (противоположные стороны одной плоскости вертикального сечения). Коэффициент преобразования мод $D_{n,m}$ находим по формуле

$$D_{n,m} = \frac{\zeta_m(x_j + 0) + \zeta_n(x_j - 0)}{2\sqrt{\zeta_m(x_j + 0)\zeta_n(x_j - 0)}} \times \tag{4}$$
$$\times \{\Phi_m(z, x_j + 0)\Phi_n(z, x_j - 0)\}.$$

Символ {...} в (4) означает скалярное произведение собственных функций. В пределах субдомена эти функции ортонормированные, поэтому

$$\{\Phi_m \Phi_n\} = \begin{cases} 1, & m = n \\ 0, & m \neq n \end{cases}.$$

Собственные функции каждого домена слабо связаны с собственными функциями соседних доменов, и их скалярное произведение является величиной много меньшей единицы в силу малости размеров субдомена.

В выражении (3) рассеянием назад пренебрегаем, т.к. оно имеет порядок $(\zeta_m - \zeta_n)^2/(\zeta_m + \zeta_n)^2$. Для поглощающего звук грунта, скорость звука в котором того же порядка, как и в воде, у распространяющихся мод $\zeta_m \approx \zeta_n \gg |\zeta_m - \zeta_n|$, а моды с $\zeta_{m,n} \approx 0$ исключаются из рассмотрения как "уходящие" из

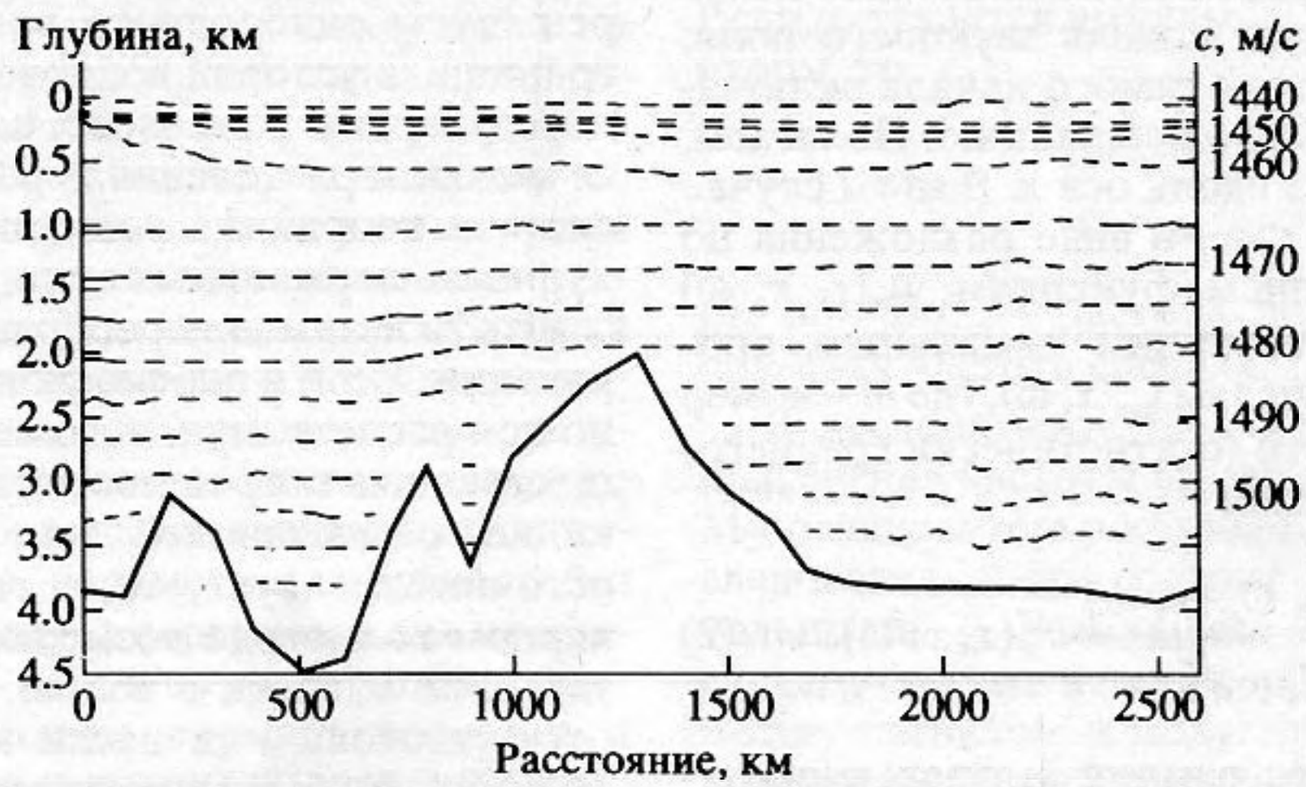

Рис. 2. Профиль дна и изолинии скорости звука c, м/с на трассе.

волновода. Из условия непрерывности потока звуковой энергии следует, что

$$\sum_{m\geq 1}|C_m(x_j+0)|^2=\sum_{n\geq 1}|C_n(x_j-0)|^2. \qquad (5)$$

Выражение (5) используем для коррекции звукового поля по потоку энергии.

Совместными усилиями американских и российских ученых был разработан международный проект Arctic ATOC, исследования по которому начались в 1993 г. В эксперименте 1994 г. были зарегистрированы сигналы на трансарктической трассе длиной 2637 км. Трасса проходила от российской базы Turpan, расположенной в районе Шпицбергена, до американской базы SIMI. На российской ледовой базе излучались два типа сигнала: тональный и модулированный по фазе на $\pm\pi/4$ периодическими М-последовательностями различной длины [4]. На приемной (американской) базе сигнал демодулировался, фильтровался в полосе 3 Гц, корректировался по доплеровскому сдвигу (обусловленному относительным смещением льдин на концах трассы), затем осуществлялась свертка сигнала с модулирующей М-последовательностью. В результате получался импульсным отклик волновода, обеспечивающий достаточно высокое отношение сигнал/помеха. Структура принятого сигнала изображена на рис. 1а. На рис. 1 по оси абсцисс отложено абсолютное время прихода сигнала для 2637 км трассы. По оси ординат на рис. 1а отложена амплитуда сигнала в мкПа. Профиль рельефа дна вдоль трассы представлен на рис. 2. Трасса начиналась и кончалась на глубоководных участках. Примерно в середине трассы располагался хребет Ломоносова, вносивший существенную корректировку в форму сигнала по сравнению с аналогичной трассой, имеющей постоянную глубину волновода. Используя имеющиеся данные о параметрах волновода на концах трассы и вдоль нее, был проведен модельный расчет формы сигнала для использованной М-последовательности и прямоугольного спектра излученного импульса той же ширины по частоте. Средняя частота сигнала 19.6 Гц.

Результат расчета приведен на рис. 1, где случай (в) соответствует М-последовательности, а случай (с) – импульсу. Из рис. 1 видно, что совпадение расчетной и экспериментальной формы сигнала удовлетворительное и более адекватное, чем на рис. 1, представленном в работе [4]. Цифры на рис. 1 означают номера мод, соответствующие приходящим разделяющимся по времени модам. Цифра *2* соответствует первой водной моде, распространяющейся в приледном канале. У нее наименьшая средняя групповая скорость, поэтому она приходит позже всех. Цифра *3* соответствует второй водной моде, наиболее сильно реагирующей на температуру атлантических вод.

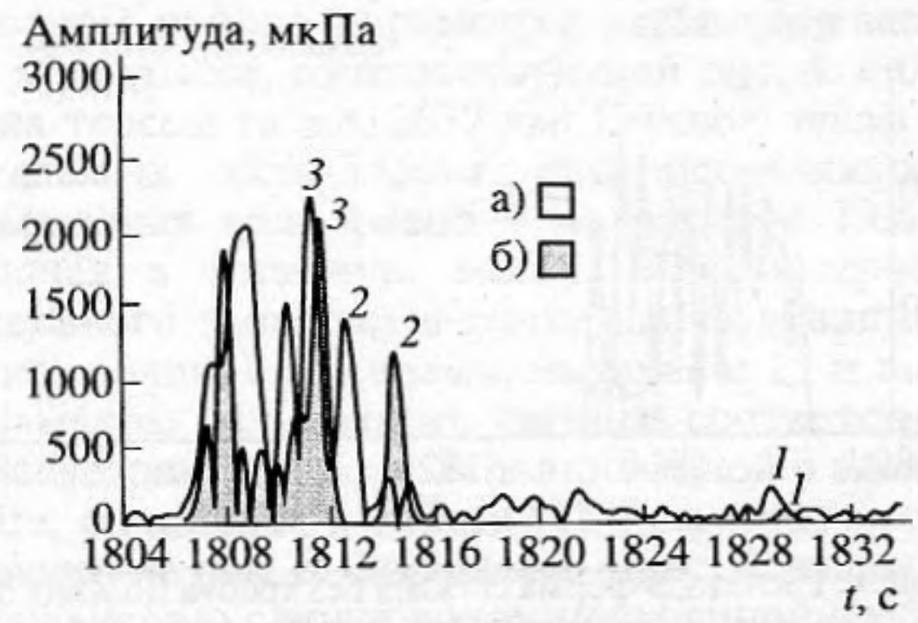

Рис. 3. Зависимость амплитуды сигнала от времени распространения. а – эксперимент, б – расчет по американской программе (тонировано).

Импульс, соответствующий 2-й моде, расположен правее всех и имеет наименьшую амплитуду по сравнению с амплитудами остальных водных волн, время хода у которых меньше, чем у первой водной моды. Расчет дает следующие значения усредненных по трассе коэффициентов затухания ν водных мод (в дБ/км): $\nu_2 = 0.01736$, $\nu_3 = 0.00828$, $\nu_4 = 0.00498$, $\nu_5 = 0.0051$. Из соотношения коэффициентов затухания видно, что затухание первой водной моды на дистанции 2637 км более чем на 20 дБ больше, чем у второй, и более чем на 30 дБ больше, чем у остальных рефрагированных водных мод. Разница в амплитудах мод частично уменьшается вследствие разницы в амплитудах собственных функций нормальных волн в корреспондирующих точках: при правильном подборе горизонтов излучения и приема разность в амплитудах первой водной и высших мод можно уменьшить примерно на 10 дБ.

Обращаясь к рис. 3, взятому из работы [4], где проведено сравнение того же сигнала с расчетом, видим, что если приходы первой водной моды на рис. 3 удовлетворительно совпадают, то приходы второй водной моды резко различаются, третьи водные моды, слабо реагирующие на атлантические воды, также почти совпадают, зато сигнал, формируемый модами высших номеров, совпадает только до общей длине, но не по форме. При расчете по нашей программе совпадение более полное, в том числе и для второй водной моды (рис. 1, цифра *3*). Импульс, соответствующий приходу 2-й водной моды, согласно [4], располагается на временной шкале на месте прихода 15 и 16 мод, как это следует из эксперимента и расчета по нашей программе. Для четвертой водной моды (цифра *5*) положение импульса в эксперименте и нашем расчете совпадает при кажущемся отделении его от остальных приходов, в действительности он является результатом наложения четвертой водной моды и мод высших номеров. Участок импульса, сформированный модами с номерами от 6 до 14, имеет вид сплошного импульса без вы-

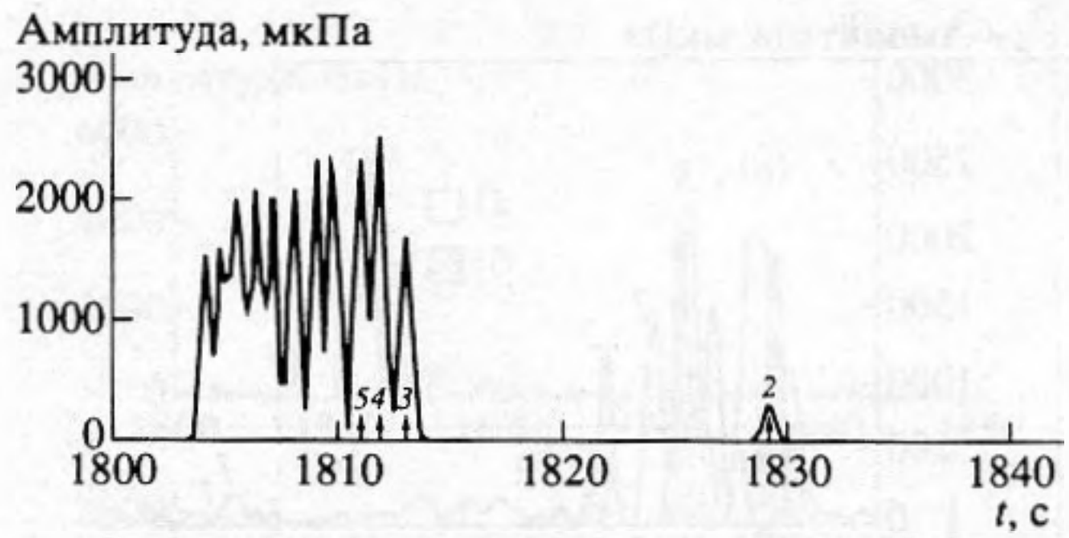

Рис. 4. Расчетная форма сигнала без хребта Ломоносова. Стрелками помечены времена прихода нормальных волн, номера которых соответствуют цифрам.

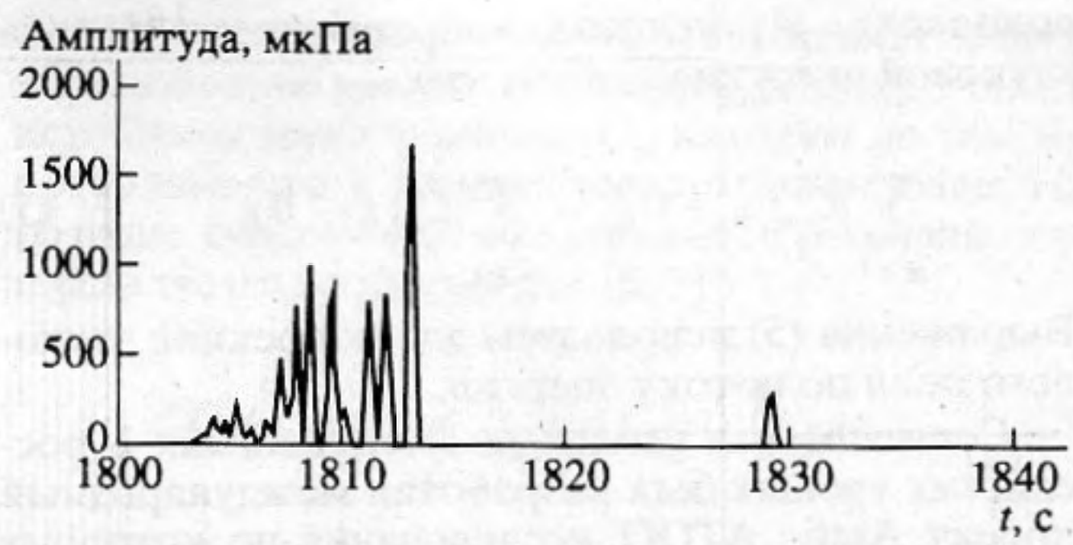

Рис. 5. Форма сигнала, обусловленная рассеянием первой водной моды на нерегулярном участке волновода: переход из мелководья в глубоководный район.

деления отдельных мод. Разница во временах прихода этих мод настолько мала, что они образуют сплошной импульс, форма и величина которого определяется амплитудами и разностью фаз составляющих мод. Ограничение спектра излученного сигнала вне основного максимума не меняет принципиально форму принимаемого импульса, что видно из рис. 1с, но приводит к появлению флуктуирующего фона, особенно заметного в области малых амплитуд. Аналогичное явление видно и на экспериментальном импульсе, так как он подвергался предварительной фильтрации. На экспериментальный результат влияет также спектр вырезанного фильтром шума среды. На временную структуру сигнала в начальной (по времени прихода) части влияет хребет Ломоносова. Известно, что волны, рефрагирующие в водном слое с положительным градиентом скорости звука, имеют, как правило, групповые скорости, возрастающие при увеличении номера нормальной волны. В результате первыми приходят волны наибольших номеров из числа невзаимодействующих с дном. Последней приходит первая водная мода. Классическая форма импульса для волновода арктического типа изображена на рис. 4. Расчет проводился для тех же параметров волновода, что и импульс на рис. 1, но глубина волновода установлена постоянной и равной 3 км, что соответствует "устранению" хребта Ломоносова. Сравнивая рисунки 1 и 4, видим, что времена прихода первых четырех водных волн у них практически одинаковы, так как эти волны в обоих случаях рефрагируют на глубинах меньших, чем глубина пика хребта Ломоносова. За счет нормальных волн высших номеров на рис. 4 начальный участок импульса растягивается во времени и начинается раньше, чем на рис. 1. Замедление этих волн при наличии хребта связано с тем, что часть трассы (над хребтом) они прошли как донно-поверхностные. У донно-поверхностных волн, как правило, групповые скорости уменьшаются с ростом их номера. Следовательно, если нормальная волна часть трассы проходит как рефрагированная, а часть трассы – как донно-поверхностная, то на первом участке она ускоряется, на втором замедляется по сравнению с низшими водными модами. Возможна ситуация, когда моды образуют компактную по времени прихода группу, формирующую импульс, как бы не подверженный волноводной угловой дисперсии.

При организации стационарной трассы, предназначенной для проведения многолетнего акустического мониторинга Арктического бассейна, предпочтительно устанавливать приемные и излучающие системы на дно в прибрежных районах. Важно выяснить, как повлияют начальные (или конечные) мелководные участки трассы на характеристики принятых сигналов. В модельном эксперименте мы взяли трассу длиной 2637 км с теми же параметрами, но без хребта Ломоносова, и включили в нее 100 км начальный участок. Начинается он мелководным волноводом глубиной 100 м с постоянной по глубине скоростью звука в воде, равной 1440 м/с, с грунтом, в котором скорость продольных волн равна 1850 $(1 - i0.01)$ м/с, скорость сдвиговых волн равна 350 $(1 - i0.01)$ м/с, плотность относительно плотности воды равна 2. В мелководном волноводе на частоте 19.6 Гц возбуждались только 2 распространяющиеся с малым затуханием моды: изгибная и первая донная поверхностная водная мода. Излучатель и приемник помещались на глубину 60 м, причем излучатель расположен на расстоянии 3 км от края берегового склона. Участок берегового склона имел длину 5 км и максимальное заглубление 1.2 км. Затем следовал домен, имитирующий береговой склон, длиной 92 км с максимальным заглублением 3.5 км. Далее простирался глубоководный волновод глубиной 3.5 км. Излучался тот же сигнал, что на рис. 1в. Результат расчета изображен на рис. 5. Вследствие рассеяния на береговом склоне и шельфе единственная водная волна, возбужденная источником звука, частично преобразуется в группу волн, которые, вследствие угловой волноводной дисперсии на глубоководном участке трассы, формируют сигнал, по форме похожий на сигнал в плоскослоистом волноводе. Последним приходит импульс, соответствующий первой вод-

ной моде. Будучи превалирующей на начальном участке трассы, амплитуда импульса сильно затухает с дистанцией, так как коэффициент затухания у него в 4 раза больше, чем у рефракционных мод высших номеров. Эти моды, возбудившись на нерегулярном участке волновода с относительно малыми амплитудами, затухают значительно слабее с дистанцией. Поэтому на конечном участке трассы (2600 км) амплитуды этих мод превалируют над амплитудой первой водной моды. В целом, сигнал имеет форму того же типа, как и для чисто глубоководной трассы, причем положение импульсов первых двух водных мод на временной шкале примерно то же, что на глубоководной трассе.

Очевидно, что при недостаточной мощности излучателя и длинной трассе импульс, соответствующий первой водной волне, может быть не виден на фоне шумов океана. Менее затухающие нормальные волны высших номеров будут видны. Для целей акустического мониторинга важно, чтобы обнаруживалась волна, наиболее чувствительная к температурным трендам атлантических вод. При выборе места установки излучателя на мелководье важно проследить, чтобы эта волна наиболее сильно возбуждалась и чтобы горизонтальные нерегулярности трассы эту волну ослабляли наименьшим образом.

Описанный выше модельный эксперимент использовал такие параметры нерегулярного участка, которые обеспечивали высокую степень возбуждения одиночной первой водной нормальной волной волн высших номеров при прохождении нерегулярного участка волновода. Цель его – показать, что в нерегулярном волноводе необходимо с осторожностью использовать обычно применяемое адиабатическое приближение. В адиабатическом приближении мы имели бы на всей трассе только одну распространяющуюся водную моду – первую. Следовательно, импульс состоял бы только из одного пика, если бы приемная антенна располагалась в области концентрации первой водной волны. Вне этой области, т.е. на достаточно больших глубинах, мы попадали бы в зону адиабатической тени [6], уровень сигнала в которой был бы намного ниже истинного.

Рассмотрим теперь случай, когда параметры волновода ближе к реальным. Предположим, что источник звука располагается в желобе Франца–Виктории на глубине 60 м и на расстоянии 3 км от начала берегового склона. Профиль скорости звука, параметры льда и грунта берем соответствующими этому району. Глубина места равна 400 м. Параметры грунта, как в предыдущем случае на мелководье. Скорость звука в воде принимает значения (в м/с) 1435, 1436, 1445, 1447, 1445 на глубинах (в м) 0, 100, 150, 250, 400. Нерегулярный участок имеет общую длину 174 км с выходом на глубоководный район с глубиной 3000 м. В глубоководном районе параметры волновода те же, что и на трассе, соответствующей рис. 4. Общая длина трассы та же, 2637 км. Полное число возбуждаемых источником распространяющихся нормальных волн равно 7 на частоте 19.6 Гц, включая и изгибную волну. При построении модельного импульса в точке наблюдения отсекались волны с номерами, начиная с 15 и выше. Параметры излученного сигнала соответствуют М-последовательности, использованной в эксперименте, описанном в работе [4]. Результат расчета приведен на рис. 6. Обращаясь к рис. 4, видим, что по сравнению с волноводом постоянной глубины (без мелководного участка) сигнал сжат в области прихода глубоководных мод, т.е. имеют место запаздывания времен прихода мод, начиная с третьей водной волны. При этом третья и четвертая водные моды настолько сблизились по временам прихода, что во времени не разделяются, формируя общий импульс. Сравнивая времена прихода нормальных волн для случаев, соответствующих рис. 4 и 6, получаем, что времена прихода центра пакета первой водной моды равны 1829.184 с и 1829.188 с, соответственно. Разность времен хода мод для нерегулярного волновода и волновода постоянной глубины равна для 2-й водной моды 0.155 с, для 3-й водной моды 0.197 с, для 4-й водной моды 0.416 с, для пятой водной моды – 0.839 с и т.д. Мы видим, что запаздывание увеличивается с ростом номера моды. Физическая природа этого явления та же, что и при прохождении хребта Ломоносова: начальный участок трассы моды проходят как донно-поверхностные, у которых групповые скорости уменьшаются с ростом номера, что приводит к замедлению мод. В целом же моды высших номеров приходят раньше, чем моды низших номеров, так как большую часть трассы они прошли как рефрагированные. Важно отметить, что эффект уменьшения разности хода мод разных номеров заметно сказывается, начиная с третьей водной моды. Для разделения их по времени прихода надо либо увеличить полосу частот, либо увеличить длину трассы. Первый вариант может и не сработать, т.к. в районе 20 Гц у второй–пятой мод очень сильна частотная дисперсия, а разность хода у них маленькая. У первой водной моды частотная дисперсия тоже значительна, но она отстоит от других по времени прихода примерно на 13 с, вследствие чего раздельный приход ей обеспечен. Важно отметить, что при установке излучающей (и приемной) систем на мелководье вторая водная мода, наиболее чувствительная к изменению температуры атлантических вод, приходит отдельно от остальных, и это дает возможность определить тренд климатической изменчивости Арктического бассейна.

Следующий модельный эксперимент поставлен, чтобы проверить, как меняется ситуация в связи с увеличением температуры атлантических вод. Предполагая, что температурный тренд цен-

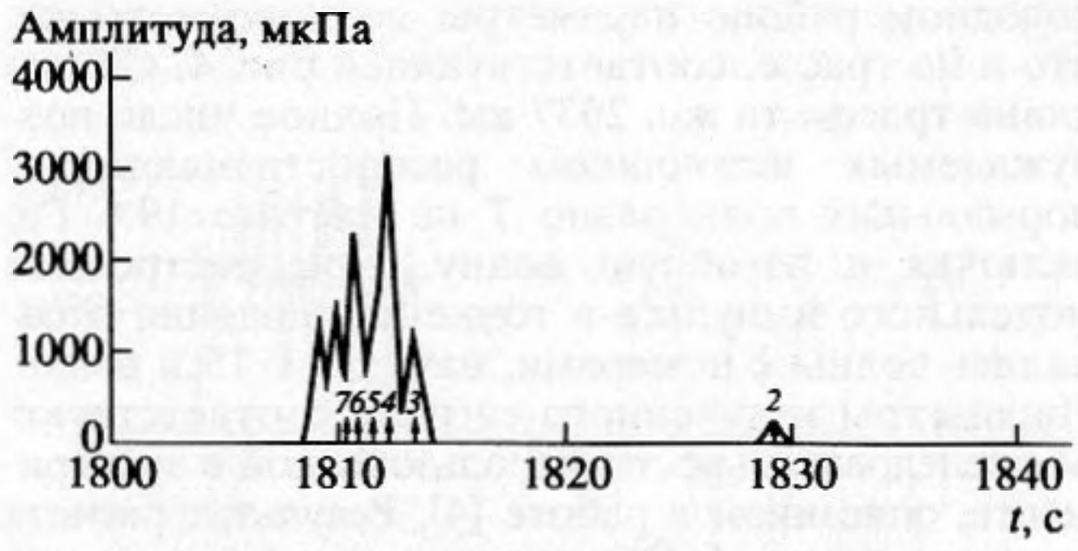

Рис. 6. Форма сигнала (амплитуда как функция времени распространения), рассчитанная для трассы, проходящей из мелководья в глубокую воду.

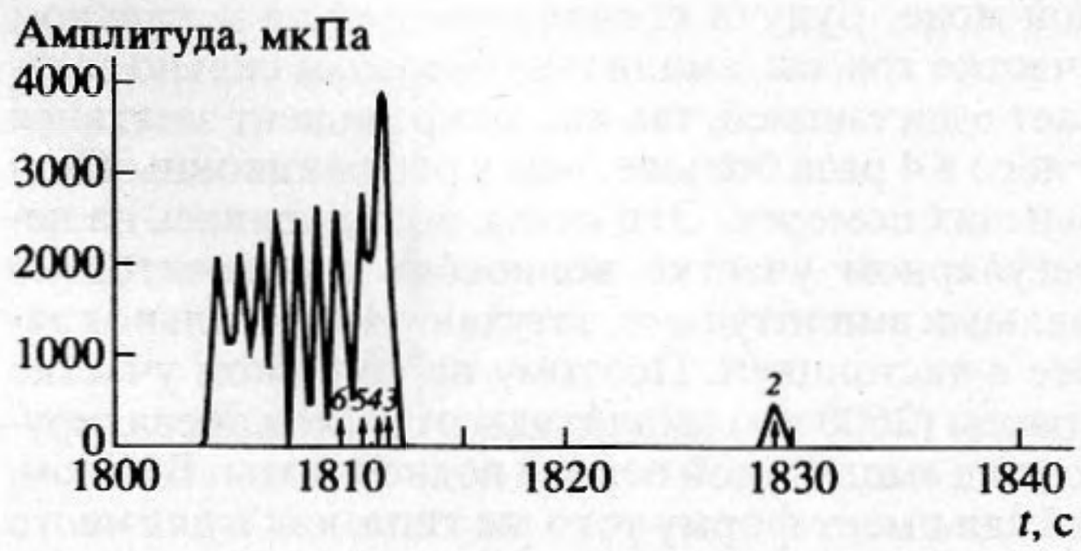

Рис. 7. Форма сигнала на трассе постоянной глубины с учетом десятилетнего температурного тренда. Стрелками отмечены времена прихода центра пакета моды, номер которой стоит рядом.

тра атлантических вод в связи с потеплением климата составляет 0.01°C в год, мы изменили расчетную гидрологию на трассе так, чтобы профиль скорости звука вне слоя атлантических вод был прежним, а в середине слоя скорость звука увеличилась на величину, соответствующую десятилетнему тренду температуры. Расчет для трассы, соответствующей рис. 4, привел к результату, изображенному на рис. 7. Положение пиков, соответствующих приходам мод, на рисунках 4 и 7 примерно то же для всех мод, кроме второй водной. У последней имеет место более ранний приход, что соответствует увеличению средней групповой скорости волны. В результате вторая водная волна по времени прихода накладывается на третью, эти волны по временам прихода не разделяются. Средние времена прихода второй и третьей водных мод на рис. 4 равны 1813.07 с и 1811.875 с, на рис. 7 они же равны 1811.953 с и 1811.715 с, т.е. если на рис. 4 они разделяются более чем на секунду, то потепление сводит разницу в доли секунды.

В заключение отметим, что задача мониторинга климата с использованием арктической трассы может быть в принципе решена, но выбор трассы и места постановки излучающих и приемных систем требует тщательного предварительного моделирования ситуации. В том случае, когда водные моды не разделяются по времени прихода, рекомендуется использование вертикальных антенн.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Munk W.H., Forbes A.M.* Global ocean warming: An acoustic measure? // J. J. Phys. Oceanol. 1989. V. 19. P. 1765–1778.
2. *Mikhalevsky P.N., Muench R.D., Di Napoli F.R.* Acoustic measurements of Arctic ocean warming // SATC Proposal for NSF, 1991.
3. *Кудряшов В.М.* Моделирование звукового поля в Арктическом волноводе // Акуст. журн. 1996. В печати.
4. *Mikhalevsky P.N., Baggeroer A.B., Gavrilov A., Slavinsky M.* Experiment Test Use of Acoustics to Monitor Temperature and Ice in Arctic Ocean // Eos. Trans. Amer. Geoph. Union. 1995. V. 76. № 27. P. 265, 268–269.
5. *Кудряшов В.М.* Расчет монохроматического звукового поля в волноводе // НТС Судостр. промышленность, сер. "Акустика". 1989. № 4. С. 99–106.
6. *Кудряшов В.М.* Звуковое поле в волноводе с наклонным дном // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 1. С. 55–59.
7. *Кудряшов В.М.* Временная функция корреляции узкополосного шумового сигнала в нерегулярном волноводе // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 1. С. 117–122.
8. *Pierce A.D.* Extension of the method of normal modes to sound propagation in an almost-stractified medium // J. Acoust. Soc. Amer. 1965. V. 37. P. 19–27.

Long-Range Sound Propagation in the Arctic Basin

F. I. Kryazhev and V. M. Kudryashov

Propagation of acoustic signals along a range-dependent tractk in the Arctic Basin is considered. The form of a model pulse is compared with the wave form obtained in acoustic monitoring in the Arctic Basin. Calculations were carried out with a program based on the coupled mode method. This program takes into account the hydroacoustic waveguide parameters affecting the amplitude-time signal structure. This allowance yielded a satisfactory agreement between calculations and the experiment. The effect of hydrological factors on the sound field structure and characteristics of separate modes are considered. This consideration allows us to determine the trend of temperature changes of the Atlantic waters intruding in the Arctic Basin and temperature changes in the upper water layer.