АКУСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДРЕЙФУЮЩЕГО ПАКОВОГО ЛЬДА О.В. Кудрявцев

АННОТАЦИЯ

В работе изложены результаты исследований акустических характеристик и локальных звукоотражающих свойств слоисто-неоднородного пакового дрейфующего льда Арктического бассейна.

Описана методика натурных измерений скоростей распространения и коэффициентов затухания продольных и сдвиговых волн в ненарушенном льду.

Приведены данные о величине и распределении скоростей продольных и сдвиговых волн по толщине ненарушенного дрейфующего ледового покрова и коэффициентах затухания упругих колебаний во льду на частотах от 1 до 15 кГц.

Рассмотрены вопросы методологии теоретического и экспериментального исследования локального коэффициента отражения звука от ледового покрова.

Приведены результаты натурных измерений и теоретических расчётов частотноугловой зависимости локального коэффициента отражения звуковой волны от пакового слоисто-неоднородного льда Арктического бассейна на частотах от 1 до 10 кГц.

Исследовано влияние сезонных изменений распределения по толщине пакового льда его физико-механических параметров, таких, как температура, плотность, солёность, структурно-текстурные особенности льда, на акустические характеристики и звукоотражающие свойства ледового покрова.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Cm	n
UT	ρ.

Введение
1. Статистика толщины дрейфующего льда Арктики (обзор) 3
2. Развитие акустических исследований морского полярного льда 5
Глава I. Факторы, влияющие на акустические характеристики льда 5
1.1. Текстурные и структурные особенности морского льда 6
1.2. Температура ледового покрова
1.3. Солёность морского льда
1.4. Плотность морского льда
1.5. Воздействие статического давления
на акустические характеристики льда
Глава II. Исследование акустических характеристик пакового льда 19
2.1. Скорости распространения упругих колебаний
2.2. Затухание звука
2.2.1. Обзор натурных измерений затухания звука во льду
2.2.2. Прямые измерения затухания звука во льду
на дрейфующих станциях «СП-13Ф2 и «СП-18»
2.2.3. Механизмы поглощения звука во льду
2.3. Акустические характеристики снегового покрова 62
Глава Ш. Расчёт коэффициента отражения звука от ледового покрова 65
3.1. Математическая постановка задачи построения дискретной
тонкослоистой модели ледового покрова
3.2. Выбор оптимального шага дискретизации
3.3. Численное решение задачи об отражении звука от ледового покрова73
Глава IV. Исследование локальных отражающих свойств
пакового арктического льда
4.1. Методика измерений коэффициента отражения
и условия проведения опытов
4.2. Частотная зависимость коэффициента отражения
4.3. Угловая зависимость коэффициента отражения
Выводы
Литература

Введение

Отражение звука от ледовой границы оказывает существенное влияние на распространение акустических волн в морях, большую часть времени покрытых льдом. В связи с этим возникает необходимость исследования акустических параметров и локальных отражающих свойств пакового в естественных условиях.

Снижение рабочих частот гидролокационных систем, вызванное увеличением дистанции эхо- и шумопеленгования, приводит к необходимости рассматривать ледовый покров как твёрдый слой, толщина которого сравнима с длиной звуковой волны и коэффициент отражения от которого носит ярко выраженный частотнозависимый характер. Кроме того, слоистая неоднородность упругих параметров льда в свою очередь также сильно влияет на частотно-угловые зависимости коэффициента отражения звука ото льда.

Интерес к исследованию именно пакового многолетнего льда обусловлен тем, что площадь пакового льда, как можно увидеть из рассматриваемой ниже статистики толщин ледового покрова, составляет не менее 70 % от общей площади дрейфующего льда в Арктике. Вместе с тем знание локальных акустических характеристик морского льда позволяет значительно облегчить решение задач статистического прогнозирования отражательных и рассеивающих свойств ледового покрова.

Целью настоящей работы явилось детальное изучение частотно-угловой зависимости локальных отражающих свойств ледового покрова Арктического бассейна с одновременным комплексным исследованием характера слоистой неоднородности таких параметров льда, которые в наибольшей степени влияют на коэффициент отражения звука в диапазоне частот от 1 до 10 кГц.

1. Статистика толщины дрейфующего льда Арктики (обзор).

Обработка материалов наблюдений, охватывающих широкий диапазон возрастных видов льда и использующих данные около 1500 замеров толщин льда, позволила авторам работ [1,2] получить эмпирические кривые функций распределения параметров ледового покрова. Этими авторами было принято условное разделение всего многообразия полярных льдов на многолетние, однолетние и зимние льды. Было показано, что для толщины многолетнего и однолетнего льда и высоты снега на многолетнем льду в большинстве случаев приемлемо распределение Шарлье. По интегральной функции распределения (рис.1) была найдена средняя толщина льда H_{cp} = 360 см при стандартном

отклонении σ = ± 58 см. Кроме того из рис.1 можно определить, что с вероятностью 80% толщина льда меняется в пределах от 2,2 до 5,4 метра. Нормированные автокорреляционные функции толщины льда различного возраста описываются эмпирическими формулами вида

$$\mu(\rho) = \exp(-\alpha\rho),$$

где ρ - расстояние между точками измерения; α - коэффициент, характеризующий быстроту убывания корреляционной связи между измеряемыми толщинами; он равен 0,1 для многолетнего льда, 0,056 для однолетнего и близок к нулю для молодых и зимних льдов. По данным работы [3], показывающим хорошее совпадение с вышеприведёнными результатами, средняя толщина ледового покрова равна 357 см при стандартном отклонении $\sigma = \pm 60$ см, а распределение льда по толщине близко к нормальному. Пределы действительной средней толщины льда с вероятностью 90% равны 339 и 375 см.

Таким образом, из всего сказанного вытекает, что в Арктическом бассейне наиболее часто встречается паковый лёд толщиной около 3,5 м и поэтому вполне понятен интерес к исследованию именно такого льда.



Рис.1.

Интегральная функция распределения толщины многолетнего льда [2]

2. Развитие акустических исследований морского полярного льда.

Первые эксперименты, направленные на исследование акустики естественного льда, были, по всей видимости, осуществлены в начале 30-х годов XX столетия Юингом, Крери и Сорном [4]. Авторы измеряли в натурных и лабораторных условиях скорости распространения продольных и сдвиговых волн в слое пресного озёрного льда. Последующие эксперименты [5-10] были посвящены исследованию влияния различных факторов (в основном, температуры и плотности) на упругие характеристики естественного льда. Ещё в первых экспериментах [8, 11, 12] было установлено, что морской полярный лёд представляет собой неоднородную среду, состоящую из собственно льда, некоторого количества водного рассола и газа.

В 1958 г. на дрейфующей станции «СП-6» Акустическим институтом было положено начало исследованиям звукоотражающих свойств ледового покрова. Первые измерения коэффициента отражения звука от дрейфующего льда осуществлялись импульсным методом, затем в непрерывном режиме методом стоячих волн [11,12]. Было замечено, что коэффициент отражения звуковой волны от ледового покрова подвержен сезонной изменчивости и, кроме того, зависит от частоты. Дальнейшие эксперименты были направлены на детальное изучение частотно-угловой зависимости отражательных свойств ледового покрова с одновременным комплексным исследованием таких физических параметров льда, которые в наибольшей степени влияют на коэффициент отражения на звуковых частотах [13-21].

Результаты исследований акустических параметров и локальных отражательных характеристик морского пакового полярного льда, проведенных автором на дрейфующих станциях «СП-13Ф» и «СП-18», изложены в настоящей работе.

Глава I

ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА АКУСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛЬДА

Исследованию воздействия температуры, давления и солёности на упругие характеристики льда посвящено большое число работ как отечественных (см., например, [7, 8, 23-25, 29]), так и зарубежных авторов [26-28]. В настоящей главе приведены некоторые результаты работ автора по обобщению экспериментальных данных о сезоннопространственных изменениях в толще льда перечисленных выше факторов и их влиянии

на скорость и затухания звука во льду. Отметим, что экспериментальное определение влияния каждых из этих факторов в натурных условиях практически невозможно, поскольку изменение какого-либо одного из них неминуемо приводит к изменению остальных. Поэтому при качественных оценках изменений скоростей и коэффициентов затухания упругих волн (см. следующую главу) мы сделали попытку учесть совместное воздействие на акустические свойства льда всех факторов, которые рассматриваются в этой главе.

1.1. Текстурные и структурные особенности льда.

Морской лёд можно рассматривать, как трёхфазную систему, состоящую из твёрдой фазы (кристаллы льда и солей), жидкой (включения солевого раствора) и газообразной (воздушные включения). Характеристиками строения льда являются его структура и текстура. Структура льда определяется размерами кристаллов, формой и особенностями их пространственного расположения. Под текстурой льда понимается совокупность внешних признаков, обусловленных размерами, формой, концентрацией различных включений во льду и характером их распределений.

Структура и текстура льда определяются особенностями тех гидрометеорологических условий, в которых образовался и существует ледовый покров. Влияние таких факторов, как температурный режим района, морское волнение, подводные течения, атмосферные осадки, солёность морской воды определяют процесс формирования естественного льда той или иной структуры [30–33]. В работе[31] приводится типичная схема слоистого строения ледового покрова и отмечается поликристаллическая структура морского льда с разнообразными по размерам и по форме кристаллами. Размеры кристаллов из-за различия гидрометеорологических условий изменяются в широких пределах от 0,05 – 0, 07 мм до 100 – 150 мм и более.

Структурные и текстурные особенности ледового покрова показывают, что морской лёд представляет собой пористую среду, состоящую из ледового остова и заполнителей. Вблизи верхней поверхности льда основным заполнителем является преимущественно воздух, в нижних же слоях преобладает жидкий заполнитель(рассол).

Теория распространения звуковых волн в пористых средах [34,35] позволяет, по крайней мере, качественно оценить зависимость акустических свойств льда от его строения. Так, Цвиккером и Костеном [34] было получено так называемое «Г – уравнение», применимое для широкого класса пористых сред, позволяющее определить скорость и коэффициент затухания плоской звуковой волны, распространяющейся в изотропной пористой среде.

Решение «Г – уравнения» для случая слабо-пористой среды даёт значение квадрата комплексного волнового числа **K**:

$$\overline{\mathbf{K}_{1,2}^{2}} \approx \frac{\omega^{2}}{2} \left\{ \left(\frac{\rho_{1}}{\mathbf{M}_{1}} + \mathbf{P} \frac{\rho_{2}}{\mathbf{M}_{2}} \right) + \mathbf{i} \frac{\mathbf{q} \mathbf{Q}}{\omega} \left(\frac{1}{\mathbf{M}_{1}} + \frac{1}{\mathbf{M}_{2}} \right) \right\} \pm \frac{\omega^{2}}{2} \sqrt{\left[\left(\frac{\rho_{1}}{\mathbf{M}_{1}} - \mathbf{P} \frac{\rho_{2}}{\mathbf{M}_{2}} \right) - \mathbf{i} \frac{\mathbf{q} \mathbf{Q}}{\omega} \left(\frac{1}{\mathbf{M}_{1}} + \frac{1}{\mathbf{M}_{2}} \right) \right]^{2} - \mathbf{i} \frac{4\mathbf{q} \mathbf{Q}}{\omega \mathbf{M}_{1}} \left(\frac{\mathbf{q} \rho_{2}}{\mathbf{M}_{2}} - \frac{\rho_{1}}{\mathbf{M}_{1}} \right)},$$
(1.1)

где Q – коэффициент, зависящий от структуры среды, вязкости заполнителя и частоты колебаний, называемый «постоянной сопротивления» [34];

Р – структурный фактор, определяемый строением среды;

ρ₁ и M₁ – плотность и модуль объёмного сжатия остова;

ρ₂ и M₂ – плотность и объёмный модуль упругости заполнителя;

q – пористость среды;

ω – круговая частота.

Из формулы (1.1) можно получить приближённые значения скорости С и коэффициента затухания звука Δ:

$$\mathbf{C} \approx \mathbf{C}_{1} \left(\mathbf{1} \cdot \frac{\mathbf{x}^{2} \mathbf{q}}{2\boldsymbol{\rho}_{1}} \cdot \frac{\mathbf{P}^{2} \boldsymbol{\rho}_{2}^{2}}{\mathbf{P}^{2} \boldsymbol{\rho}_{2}^{2} + \mathbf{x}^{2}} \right); \tag{1.2a}$$

$$\Delta \approx \frac{\omega q x}{2\rho_1 C_1} \cdot \frac{\mathbf{P}^2 \rho_2^2}{\mathbf{P}^2 \rho_2^2 + x^2}; \qquad (1.2b)$$

где C_1 – скорость звука в остове; ρ_1 – плотность остова; ρ_2 – плотность заполнителя;

$$\mathbf{x} = \frac{\mathbf{q}\mathbf{Q}}{\mathbf{\omega}}$$
.

Из этих формул видно влияние структурно – текстурных характеристик пористой среды на её акустические свойства, однако, отсутствие достаточного числа экспериментальных данных не позволяет провести оценки зависимости скорости распространения и коэффициента затухания звука в морском льду.

1.2. Температура ледового покрова

Распределение температуры по толщине дрейфующего льда в Арктике имеет свои характерные особенности, которые обусловлены сильным различием теплофизических свойств сред, граничащих со льдом. Температура верхнего слоя воды, прилегающего ко льду, стабильна в течение всего года и равна -1,6° ÷ -1, 8° С; средне-декадная температура

поверхности пакового льда в зависимости от времени года и погодных условий колеблется в широких пределах от -0,4° до -24, 4° С. Это приводит к значительным температурным градиентам по вертикали, достигающим (зимой) величины, превышающей 15 град/м. В работе [36] на основании многочисленных наблюдений за температурным режимом дрейфующих льдов проведена типизация распределения температур по толщине льда, которая согласуется с результатами исследований на дрейфующих станциях «СП-13Ф» и «СП-20». На основании этой типизации в температурном режиме ледовых полей можно выделить 4 основных периода (весенний, летний, осенний и зимний), каждый из которых характеризуется присущим ему средним распределением температуры по толщине льда (Рис.2).



Рис. 2.

Типизация распределения температур по толщине ледового покрова [36]:

1 – зима; 2 – осень; 3 – весна; 4 – лето.

Для осенне-зимнего периода характерен минимум температуры на дневной поверхности льда и максимум на границе лёд-вода, причём температура верхних слоёв льда наиболее сильно флуктуирует. Это обусловлено изменениями температуры окружающего воздуха. В начале осенне-зимнего периода (сентябрь-январь) происходит постепенное охлаждение верхних слоёв пакового льда и увеличение в них температурного градиента с единиц град/м до 16 град/м. К концу периода (февраль-апрель) распределение температуры по толщине стабилизируется и максимум температурного градиента смещается ближе к средним слоям.

В весенне-летний период (май-август) происходит перемещение минимума температуры с поверхности в средние слои. Вертикальный градиент температуры

уменьшается и не превышает 2-3 град/м по всей толще ледового покрова. Летом температура льда самая высокая. Она почти линейно понижается с глубиной. Температура нижних слоёв льда практически не подвержена флуктуациям и сохраняется постоянной в течение всего года на уровне температуры верхнего слоя воды, равной -1,6° ÷ -1,8° С. Наличие на поверхности льда снегового покрова, обладающего малой теплопроводностью, значительно стабилизирует температуру во льду.

Исследованию температурной зависимости скоростей продольных и сдвиговых волн, распространяющихся в пресных льдах различной плотности, посвящено значительное число работ [4-7, 24, 27, 28]. Эти исследования показали, что скорость звука почти линейно зависит от температуры. В среднем при понижении температуры на 1° C скорость продольных волн возрастает примерно на 20-30 м/с, а скорость сдвиговых – на 10-15 м/с.

Большой объём экспериментальных исследований по определению температурных зависимостей упругих параметров морского полярного льда был проведён Арктическим и Антарктическим институтом [8, 14, 23, 25]. В результате были получены усреднённые по морским льдам различной плотности характерные зависимости скоростей упругих волн во льду от его температуры (Рис. 3). Приведённые здесь данные указывают на то, что распределение скорости звука во льду в известной мере будет определяться распределением температуры по толщине ледового покрова.





1.3. Солёность морского льда.

Одним из важных параметров морского льда является его солёность, под которой понимается солёность воды, полученной при его таянии.

Процесс ледообразования сопровождается захватом морской воды в межкристаллические промежутки льда. Солёность образовавшегося морского льда зависит от величины и скорости понижения температуры в период ледообразования и солёности воды [38, 39]. По мере нарастания льда происходит уменьшение солёности в верхних его слоях за счёт гравитационного стекания рассола в нижние слои по каналам между кристаллами льда. Поэтому в молодом льду солёность постепенно увеличивается от верхних слоёв к нижним.

С увеличением возраста льда характер распределения солёности изменяется. В летний период верхние слои дополнительно опресняются. Это происходит вследствие перемещения рассола в нижние слои из-за увеличения пористости. Затем опреснённые верхние слои тают. Пресная талая вода, стекая под лёд, образует прослойку между солёной морской водой и нижней поверхностью льда. Осенью это слой пресной воды замерзает в первую очередь и закупоривает солевые каналы. Это препятствует

дальнейшему стеканию рассола, в результате чего над самым нижним пресным слоем льда образуется слой с повышенной солёностью. На этом завершается годичный цикл перераспределения солёности. Толщина льда к концу первого года не превышает 2-2,5 м.

Затем происходит дальнейшее замерзание морской воды у нижней поверхности льда, только более медленное, с захватом небольшого количества солей и их постепенное перераспределение. К концу второго года при переходе к нижним слоям льда образуется второй максимум солёности. Аналогично происходит нарастание льда и перераспределение солёности в последующие годы.

Таким образом, кривая распределения солёности по толщине пакового льда (Рис. 4) имеет несколько (чаще всего два) максимумов, связанных с годичными изменениями вертикального распределения солёности ледового покрова [33]. Солёность в средних слоях пакового льда не превышает 2-3 °/₀₀, а в нижних слоях – 5-102-3 °/₀₀. Солёность верхнего опреснённого слоя пакового льда колеблется от сотых до десятых долей промилле. Такой характер распределения солёности по толщине пакового льда подтверждается многочисленными экспериментами, проведёнными на дрейфующих станциях «СП-4», «СП-5», «СП-10», «СП-13Ф», «СП-20» [23, 25, 30, 33], однако, абсолютные значения солёности отличаются для различных станций, что можно объяснить различием гидрометеорологических условий образования и существования ледового покрова.



Рис. 4. Распределение солёности по толщине пакового льда.

Как показывают опыты на образцах льда [25, 26, 32, 37, 88], скорости распространения упругих колебаний во льду уменьшаются с увеличением его солёности. Количественные соотношения, характеризующие влияние на величину скорости звука во льду, имеются в работах [26, 37, 88]. На Рис. 5 приведены зависимости скоростей распространения упругих волн в дрейфующем льду от его солёности [88]. Из графиков видно, что в то время, как скорость продольных волн уменьшается при увеличении солёности, скорость сдвиговых волн очень слабо зависит от его солёности.



Рис. 5. Характерная зависимость скоростей распространения продольных (а) и сдвиговых (б) волн от солёности льда [88].

1.4. Плотность морского льда.

Плотность морского льда является одним из важнейших его акустических параметров и оказывает существенное влияние на величину скорости распространения упругих волн во льду. Поскольку плотность в определённом смысле является показателем пористости льда, то в известной мере она влияет и на величину затухания звука во льду.

Чистый, лишённый воздушных пузырьков пресный лёд при 0° С и атмосферном давлении имеет плотность, равную 0,917 г/см³ [25]. Плотность льда, имеющего воздушные включения, согласно Н.Н.Зубову [22] линейно зависит от его пористости q:

$$\rho = \rho_0 \cdot (1 - q), \tag{1.3}$$

где ρ_0 – плотность монолитного прозрачного льда.

В работе [32] показано, что плотность льда линейно зависит от температуры t и статического давления Р и может быть аппроксимирована соответственно формулами:

$$\rho = \rho_0 \cdot (1 - 1,53 \cdot 10^{-4} \cdot t); \tag{1.4}$$

$$\rho = \rho_0 \cdot [1 + 0.97 \cdot 10^{-7} \cdot (P - 1.033)], \tag{1.5}$$

где t – температура в град; P – давление в к Γ /см².

Плотность морского льда зависит от его солёности и количества воздушных включений. Плотность морского льда, лишённого пузырьков воздуха, больше плотности пресного льда и увеличивается с повышением солёности [39].

Результаты многочисленных исследований плотности дрейфующих льдов [12, 25, 30, 33] позволили провести типизацию распределения плотности по толщине ледового покрова (Рис. 6). Общей особенностью всех льдов независимо от их возраста является наличие во льду верхнего слоя минимальной плотности. Толщина этого слоя для паковых льдов доходит до 50-80 см. В пределах этого слоя наблюдается монотонное возрастание плотности от 0,83-0,86 до 0,9 г/см³. С проникновением вглубь ледового покрова плотность изменяется незначительно и доходит до величины 0,915 г/см³. В самых нижних водонасыщенных слоях общая плотность системы вода-лёд больше, чем 0,915 г/см³, хотя плотность, измеренная на образцах, изъятых из нижних слоёв, оказывается меньше этой величины вследствие образования пор после вытекания рассола.



Рис. 6. Пределы изменения плотности морского льда по его толщине [88].

1.5. Воздействие статического давления на акустические характеристики льда.

В процессе нарастания льда в нём создаются начальные напряжения, обусловленные искажениями кристаллической решётки. С течением времени в толще льда происходят непрерывные перераспределения этих напряжений, связанные с флуктуациями состояния кристаллической решётки. Другого рода напряжения возникают при изменениях ледовой обстановки в морях, при движении и сдавливания ледяных масс под действием ветра, подлёдных течений, приливно-отливных явлений. Кроме того, большие давления возникают во льду под действием термического расширения и сжатия льда в результате температурных колебаний ледового покрова.

Таким образом, естественный ледовый покров оказывается напряжённым, однако, данных о распределении напряжений по его толщине не имеется. Можно лишь по многочисленным трещинам в ледовом покрове и его разломам предполагать, что напряжения в дрейфующем льду достигают весьма значительных величин. Автору довелось наблюдать на дрейфующей станции «СП-13Ф», как в начале зимы случайно забытый в ледовой скважине длинный толстый стальной лом на следующий день нельзя было вытащить из неё никакими силами. Лом был вызволен из скважины только летом в сильно искажённом, изогнутым и перекрученном виде.

Как уже отмечалось, положение ледового покрова как граничного слоя, разделяющего две среды с резко различными температурными режимами, приводит к появлению в нём температурного градиента по вертикали, достигающего больших значений в зимний период. Кроме того, неравномерное распределение снега на поверхности льда может явиться причиной возникновения горизонтальной составляющей температурного градиента. Эти факторы обусловливают появление во льду термических напряжений. Можно попытаться теоретически оценить порядок величин давлений, возникающих в ледовом покрове под действием температурного поля.

Для упрощённого анализа ситуации предположим, что ледовый покров представляет собой упругую пластину, распределение температуры в которой зависит только от вертикальной координаты Z. Если верхние и нижние поверхностные слои пластины могут растягиваться или сжиматься, а края пластины свободны, то нормальные составляющие тензоры напряжений σ_{xx} , σ_{yy} , σ_{zz} , возникающие в пластине, будут определяться формулами [42]:

$$\sigma_{zz} = 0;$$

$$\sigma_{xx}, = \sigma_{yy} = -\frac{\overline{\alpha}ET}{1 \cdot \nu} + \frac{E}{1 \cdot \nu} \cdot \left\{ \frac{\int_{-H}^{H} \overline{\alpha}ETdz}{\int_{-H}^{H} Edz} + \frac{z \int_{-H}^{H} \overline{\alpha}ETzdz}{\int_{-H}^{H} Ez^{2}dz} \right\},$$
(1.6)

где v – коэффициент Пуассона; \bar{a} – линейный коэффициент теплового расширения ; T – температура, отсчитываемая от известной равномерной начальной температуры тела, при которой тело не деформировано; E – модуль Юнга; H – толщина пластины.

В реальных условиях льдина под действием сил тяжести и архимедовых сил не может изгибаться. В этом случае последний член в (1.6) (напряжение от изгиба) следует приравнять нулю. Если к тому же предположить, что края льдины зажаты, то в формуле (1.6) останется только первый член:

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = -\frac{\overline{\alpha} \to T}{1 - \nu}.$$
(1.7)

Для расчёта температурных напряжений воспользуемся данными о коэффициенте теплового расширения льда, которые приведены в работе [43]. Согласно этим данным объёмный коэффициент теплового расширения льда может быть как положительным, так и отрицательным и в диапазоне температур от -2° до -22° и для величин солёности от 0 до 15 °/₀₀ выражается эмпирической формулой

$$\alpha(T) = 1,7 \cdot 10^{-4} - A(T) \cdot S \cdot 10^{-4}, \qquad (1.8)$$

где S – солёность в промилле; А – коэффициент пропорциональности, который определяется из Таблицы I.

T ^o C	- 2	- 4	- 6	- 8	- 10	- 12	- 14	- 16	- 18	- 20	- 22
А	11,9	2,9	1,4	0,77	0,44	0,24	0,23	0,21	0,18	0,16	0,13

Таблица I.

Зная распределение температуры и солёности во льду, можно определить распределение можно определить распределение коэффициента теплового расширения α. Например, на Рис. 7 представлена расчётная кривая распределения по толщине льда объёмного коэффициента теплового расширения для частного случая, соответствующего изображённым на этом же рисунке распределениям температуры и солёности.

Для определения температурных напряжений в ледовом покрове необходимо также знать распределение во льду модуля Юнга Е и коэффициента Пуассона v. Последний в зависимости от температуры меняется незначительно [6, 7, 24] и может быть принят равным 0,36 для средних слоёв льда. В верхних пористых слоях коэффициент Пуассона равен примерно 0,31-0,32. Примерный ход кривой E(z) показан на Рис. 8 (по работам [7, 9, 26] – измерения на образцах)



Рис. 7. Распределение по толщине льда коэффициента объёмного теплового расширения α, рассчитанного для частных случаев распределения температуры (А) и солёности (В).



Рис. 8. Распределение модуля Юнга по толщине пакового льда.

При расчётах термических напряжений следует помнить, что приведённые выше формулы справедливы при напряжениях, не превышающих пределы упругости льда. В противном случае необходимо учесть пластические свойства льда, которые наиболее сильно проявляются при статических деформациях. Поскольку вычисляемые термические напряжения можно отнести к статическим, то вместо модуля Юнга, приведённого на Рис. 8, и измеренного динамическими методами, следует, очевидно, взять величину, называемую некоторыми авторами модулем деформации [58] и зависящую в общем случае от величины нагрузки и времени нагружения. Модуль деформации согласно данным работы [58] зависит также от температуры и структуры льда, а его значение изменяется в широких пределах и в среднем примерно в 3-4 раза меньше модуля Юнга.

В качестве начальной температуры, при которой напряжения во льду отсутствуют, примем температуру нижних слоёв льда, где лёд находится в пластическом состоянии. Подставив в формулу (1.7) значения входящих в неё параметров (учитывая, что линейный коэффициент теплового расширения отличается от объёмного α, приведённого на Рис. 7, множителем 0,92·1/3), найдём распределение напряжений по толщине льда. Рассчитанное напряжение представлено на Рис. 9, откуда можно увидеть, что в средних слоях сжатие ледового покрова, вызванное перепадом температур на его границах, может достигать значительных величин.



Рис. 9. Расчётная кривая распределения напряжений в толще зажатого по краям ледового слоя: С – область сжатия; Р – область расширения.

Выяснению влияния статического давления на акустические характеристики льда посвящена работа [41], в которой в лабораторных условиях исследовалось изменение скорости продольных волн в пресном поликристаллическом льду в зависимости от приложенного давления. Показано, что с увеличением статического давления от 0 до 500 кГ/см² скорость звука линейно возрастает. При распространении звуковой волны вдоль кристаллов скорость меняется незначительно (примерно на 0,6-0,7 на каждые $100 \text{ к}\Gamma/\text{сm}^2$), а при прохождении звуковых волн в направлении, перпендикулярном продольной оси кристаллов, наблюдается большее увеличение скорости звука (примерно на 2,5 % на каждые 100 кГ/см²). Плотность льда при увеличении статического давления также увеличивается. С возрастанием давления от 0 до 500 к Γ /см² плотность изменяется от 0,9 до 1,0 г/см³. Очевидно, что изменение давления будет сказываться и на акустических свойствах морского льда, причём, возможно в большей степени, чем для пресного, поскольку морской лёд обладает гораздо большей пористостью, нежели пресный, и кроме того имеет жидкую фазу. Под действием давления вследствие значительного уменьшения пористости и размеров солевых каналов морской лёд должен приобретать всё более монолитную структуру, что в свою очередь должно привести к увеличению скорости упругих волн.

Глава II

ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПАКОВОГО ЛЬДА

Акустические исследования в полярном Арктическом бассейне, направленные на решение гидроакустических задач, содержали также работы по изучению отражающих и рассеивающих свойств ледового покрова. Помимо получения экспериментальных данных об этих свойствах предусматривалось также всестороннее исследование характеристик льда, которые непосредственно определяют указанные свойства и входят в качестве параметров в математические выражения для коэффициентов отражения звука. К таким параметрам, как известно, относятся скорости распространения продольных и поперечных волн во льду и величина их пространственного затухания.

Исследования прочностных (упругих и неупругих) характеристик морского льда для целей навигации проводятся уже довольно давно и в большом объеме. Объектами таких исследований являются модули упругости и коэффициент Пуассона, которые в большинстве случаев определяются на образцах льда статическими методами (по измерению деформации при различных видах нагрузки). Использование результатов этих исследований для вычисления скоростей упругих волн приведет к большому разбросу значений скорости, поскольку, как указано в работе [24], полученные статическими методами величины упругих модулей не являются константами льда, а зависят от величины нагрузки, от размеров и формы образца, а также от условий нагружения и времени отсчета. Помимо указанных причин, большой разброс значений упругих параметров льда связан с их температурной зависимостью, с особенностью физикохимических свойств конкретного льда и его структуры.

Учитывая интересы гидроакустики, которые лежат, в основном, в области малых деформаций и больших скоростей их изменения, при определении параметров распространения упругих колебаний во льду отдается предпочтение различным динамическим методам измерений.

В настоящей главе рассмотрены методы измерений скоростей распространения и коэффициентов затухания упругих волн в паковом льду и приведены результаты,

характеризующие их распределение по толщине ледового покрова Арктического бассейна.

2.1. Скорости распространения упругих колебаний

В первых экспериментах по измерению скоростей упругих волн в ледовом покрове использовались сейсмические методы [4-6, 40]. На основании сейсмограмм были рассчитаны скорости упругих волн в пластине льда. Сейсмический метод, обладая тем преимуществом, что позволяет определить скорости упругих колебаний в ненарушенном ледяном покрове, дает возможность получить лишь осредненные по большим площадям значения скоростей и не позволяет определить их величину локально, в конкретном месте ледового слоя. Однако сейсмический метод, несмотря на его очевидную громоздкость, позволил оценить скорости упругих волн во льду. По опубликованным данным сейсмических исследований скорость распространения продольных волн в паковом льду (как в пластине) составляет 2450-2750 м/сек при средней температуре льда $-1^{\circ} \div -2^{\circ}$ С и увеличивается до 3000-3100 м/сек с понижением температуры до $-13^{\circ} \div -14^{\circ}$ С. Скорость распространения поперечных волн составляет 1450-1650 м/сек при средней температуре льда $-1^{\circ} \div -2^{\circ}$ С и увеличивается до 1800-1900 м/сек с понижением температуры до $-10^{\circ} \div -12^{\circ}$ С.

Другой метод определения упругих волн во льду, называемый резонансным, заключается в возбуждении в образце льда колебаний и регистрации основного резонанса с последующим вычислением по известной длине образца в основной резонансной частоте скорости звука в материале. Этот метод, подробное описание которого имеется в работе [24], позволяет получить локальные характеристики и исследовать их зависимость от температуры, солености и плотности льда. Однако резонансный метод мало используется для определения скоростей упругих колебаний в морском льду, поскольку он требует выпиливания образцов из ледового покрова и продолжительного приготовления их к измерениям, что вызывает нарушение естественного состояния морского льда.

Разработанный В.В. Богородским импульсный ультразвуковой метод определения скоростей упругих волн во льду [7, 8, 14, 23, 44] обладает рядом преимуществ по сравнению с резонансным. Суть метода заключается в определении

скорости звука по времени пробега ультразвуковым импульсом известного расстояния во льду между излучателем и приемником. Метод позволяет проводить измерения как на образцах, так и в условиях, приближенных к условиям ненарушенной структуры ледяного покрова (в шурфах), и дает возможность исследовать влияние различных факторов на скорости упругих волн во льду. С помощью этого метода были впервые получены данные о скоростях распространения упругих колебаний на различных горизонтах ледяного покрова [44]. На рис. 10 представлены обобщеннее результаты этих опытов, которые проводились в шурфах, сделанных в паковом льду. Точки на графиках представляют собой усредненные по слоям шурфа значения скоростей упругих волн и температуры.



Рис. 10. Скорости продольных (а) и сдвиговых (б) волн на разных горизонтах пакового льда и распределение температуры (в) по толщине льда (по измерениям в шурфах [44])

Первые опыты по исследованию распределения скорости звука по толщине ненарушенного ледового покрова были проведены Н.А. Грубником на дрейфующей станции «СП-8». Скорость звука определялась по разности времен прихода импульсного сигнала к звукоприемникам, вмороженным в лед на разных горизонтах ледового покрова и размещенным в пространстве вдоль воображаемой винтовой линии. Излучатель, работающий в импульсном режиме, находился в воде на значительном расстоянии от нижней поверхности льда на оси этой винтовой линии и облучал нижнюю поверхность льда. Сигнал, приходящий к любому из звукоприемников, всегда преодолевал только ненарушенный участок льда. Такой метод позволяет осуществить измерения в естественных тепловых и солёностных режимах ненарушенной структуры ледового покрова¹. Погрешность измерения скорости звука этим методом не превышает ±30 м/сек.

На рис. 11 и 12 приведены результаты двух серий сезонных измерений скорости продольных вол в ледяном покрове, осуществленных Н.А. Грубником. Первая серия измерений (рис. 11) проводилась в весенне-летний период 1961 г., вторая (рис. 12) – в начале осеннего периода. На этих рисунках приведены также значения температуры воздуха, которая была в момент измерения. Точки на графиках обозначают среднюю величину скорости, измеренной на участке между двумя соседними звукоприемниками.



Рис. 11. Скорость продольных волн в паковом льду в весенне-летний период

1961 г. (по данным работы [12]):

Ι	– 3 августа	температура воздуха
ΙΙ	− 19 июля 」	$t_0\approx 0^o\;C$
III	– 19 июня	$t_0 = -8^o C$
IV	– 7 июня	$t_0 = -10^{\circ} C$

¹ Следует указать, что отличие от реальных температур в ненарушенном ледовом покрове от температур в стенках шурфа на тех же горизонтах может достигать значительной величины (до 9° на средних горизонтах [14], и поэтому влиянием вымораживания рассола и изменением его концентрации нельзя пренебрегать.



Рис. 12. Скорость продольных волн в паковом льду в начале осеннего периода 1961 г. (по данным работы [12]):

I – 5 сентября; II – 18 сентября; III – 27 сентября; IV – 15 октября.

Температура воздуха около -6° ÷ -8° С во все дни измерений.

Последующие исследования распределения скорости звука по толщине льда проводились автором на дрейфующих станциях «СП-13Ф» и «СП-18» [13, 16, 18] в основном таким же методом, как в работе [12].

Поскольку при облучении звуковым импульсом нижней поверхности льда приведенным выше способом сдвиговые волны во льду возбуждаются слишком слабо, то для измерения скорости сдвиговых волн нами была разработана и применена методика, суть которой заключалась в следующем.

В лед вмораживалась цепочка излучателей, расположенных по вертикали на расстоянии 50 см друг от друга (см. рис. 13). Излучатели представляли собой цилиндрические толстостенные изгибные кольца из керамики титаната бария, склеенные по окружности из отдельных призм. Приложение электрического напряжения к электродам вызывало радиальные (нормальные) и азимутальные (касательные) смещения поверхности излучателя. Такой излучатель, совершающий осциллирующие колебания, будучи вмороженным в лед, хорошо возбуждал как продольные, так и поперечные колебания во льду. Сигнал излучался каким-либо одним преобразователем по выбору в зависимости от того, на каком горизонте ледового покрова в данный момент измерялись

скорости упругих волн. Прием колебаний осуществлялся сферическим керамическим гидрофоном, погруженным в вертикально просверленную во льду на некотором расстоянии от излучателя лунку, наполненную незамерзающей жидкостью (антифриз, керосин). Гидрофон погружался на глубину, соответствующую глубине выбранного излучения. На криволинейной границе лунки сдвиговые волны, распространяющиеся во льду, трансформировались в звуковые волны в жидкости, заполняющей лунку, и принимались гидрофоном. Таким образом, гидрофон принимал как импульсы продольных волн, так и импульсы, соответствующие сдвиговым волнам, распространяющимся во льду.



Рис. 13. Схема расположения во льду излучателей и приемного гидрофона

Во избежание наложения прямого импульса, соответствующего сдвиговой волне, на импульс продольной волны в качестве излучаемого сигнала был выбран импульс малой длительности, который содержал в себе 4-5 периодов несущей частоты. Частота заполнения сигнала была около 8,5 кГц (резонансная частота излучателя), его длительность – порядка 0,5 миллисекунды.

Для уменьшения влияния сигналов, отраженных от границ ледового покрова, на импульс, соответствующий прямой сдвиговой волне, измерения проводились на малом расстоянии *r* между излучателем и приемником. Это расстояние выбиралось из условия чтобы время пробега импульса продольной волны, распространяющейся с отражениями от границ слоя льда, было меньше времени распространения прямой сдвиговой волны. Как показали расчеты (и это подтвердилось на практике), амплитуда прямого импульса сдвиговой волны значительно превышает амплитуду импульса продольной волны уже

после четырехкратного отражения последней от границ слоя льда. Отсюда, проделав несложные геометрические вычисления, получим условие для определения минимального расстояния *r*:

$$\frac{r}{\mathbf{c}_{t}} > \frac{\sqrt{r^{2} + (\mathbf{4H})^{2}}}{\mathbf{c}_{1}}, \qquad (2.1)$$

где Н – толщина льда;

с₁ и с_t – скорости продольных и сдвиговых волн соответственно.

Принимая во внимание, что максимальная скорость сдвиговых волн примерно в 1,8 раза меньше средней по толщине льда скорости продольных волн, запишем это условие в виде:

$$r > 2,66 \cdot \text{H}.$$
 (2.2)

Регистрация принятых импульсов производилась, как и ранее, фотографированием с экрана осциллографа, временная развертка луча которого осуществлялась передним фронтом электрического импульса, подаваемого на вход излучателя. Таким образом, время прихода начала импульса к гидрофону от каждого излучателя было зафиксировано и отсчитывалось от начала развертки луча до первого выброса сигнала, соответствующего продольной либо сдвиговой волне. Скорости упругих волн определялись как отношение расстояния между приемником и излучателем ко времени прохождения сигналов между ними. На рис. 14 приведена одна из большого числа фотографий сигнала с экрана осциллографа. Указанный сигнал был принят гидрофоном, расположенным в середине слоя льда толщиной 3 м на расстоянии 8,3 м от излучателя. На этой фотографии виден первый импульс, соответствующий времени прихода прямой продольной волны, далее за ним следуют налагающиеся друг на друга отраженные от границ слоя льда импульсы продольных волн, затем видно вступление большого импульса прямой сдвиговой волны с последующими отражениями сдвиговых волн. Погрешность измерения скоростей упругих волн, зависящая от точности установки во льду приемника и излучателей, а также от точности определения времени прихода, не превышала 2%.



Рис. 14. Фотография сигнала на расстоянии 8,3 м от излучателя

Изложенная здесь методика позволяет, во-первых, определить распределение по толщине льда скоростей упругих волн; во-вторых, сравнивать значения скоростей продольных волн, полученные при прозвучивании как поперек слоя льда, так и вдоль него; и, наконец, в-третьих, исследовать изменения скоростей упругих волн при распространении в разных горизонтальных направлениях от излучателя.

Исследования показали, что отсутствие какой-либо значительной анизотропии скоростей распространения по различным горизонтальным направлениям на одних и тех же горизонтах для ровной площадки пакового льда диаметром около 20 метров, поскольку разница в скоростях, определяемых на одинаковых горизонтах в трех разных направлениях от излучателя, не превосходила ошибок измерений.

Измерения скоростей упругих волн при распространении вдоль и поперек слоя льда показали, как и ранее (см., например, [12, 14]), незначительное отличие в скоростях продольных волн, распространяющихся в средних слоях льда в указанных направлениях. На рис. 15 для примера показано распределение по толщине льда скоростей продольных волн, распространяющихся поперек и вдоль границ слоя льда (измерено автором на станции «СП-13Ф»). Точки на графиках соответствуют значениям скорости продольных волн, усредненным на длине базы измерений. Длина вертикальной базы измерений составляла 0,5 м, длина горизонтальной – 8,3 м.



Рис. 15. Распределение по толщине льда скорости продольных волн 10 января 1971 г. на дрейфующей станции «СП-18»:

--×--- скорость, полученная при продольном прозвучивании.

Параллельно с измерениями скоростей упругих волн во льду проводились измерения температуры, солености и плотности льда, а также исследовалась структура ледового покрова.

На рис. 16-21 представлены результаты измерений скоростей распространения упругих колебаний в паковом льду, проведенных автором на дрейфующих станциях «СП-13Ф» и «СП-18»; на некоторых рисунках нанесены распределения температуры по толщине льда. Фактические распределения плотности по толщине пакового льда на этих станциях не выходили за пределы изображенной на рис. 6 области значений плотности и весьма мало отклонялись в ту или иную сторону от средней кривой.



Рис. 16. Распределение скоростей распространения упругих волн по толщине пакового льда осенью 1965 г. на дрейфующей станции «СП-13Ф»:



t^{*o*}-температура воздуха.



Рис. 17. Распределение скоростей упругих волн и температуры (справа) по толщине пакового льда в декабре 1965 г. на дрейфующей станции «СП-13Ф»:

•	продольные волны;
	слвиговые волны.

_•__•



Рис. 18. Распределение скоростей упругих волн и температуры (справа)

по толщине пакового льда в январе 1966 г. на дрейфующей станции «СП-13Ф»:

•	продольные волны;

__•_•__

сдвиговые волны;



Рис. 19. Распределение скоростей упругих волн по толщине пакового льда в феврале 1966 г. на дрейфующей станции «СП-13Ф»:





Рис. 20. Распределение скоростей упругих волн по толщине пакового льда в мартеапреле 1966 г. на дрейфующей станции «СП-13Ф»:





Рис. 21. Распределение скоростей упругих волн по толщине пакового льда в зимний период 1971 г. на дрейфующей станции «СП-18»:



t^{*o*} – температура воздуха.

Экспериментальные результаты, полученные в различных условиях, позволяют в известной мере систематизировать данные по скоростям упругих волн во льду и установить некоторые закономерности в распределении скоростей по толщине ледового покроя.

Прежде всего следует отметить, что скорости упругих волн мало зависят от направления распространения. Это говорит о том, что анизотропия акустических свойств морского льда при локальных измерениях проявляет себя менее ярко, чем в монокристаллах льда, где, как показывают опыты с пресным льдом [7, 24, 46], степень анизотропии может достигать 20%. Неоднородность физико-механических свойств по толщине ледового покрова сильно сказывается на величине скорости распространения упругих колебаний во льду. Неоднородность акустических параметров льда вдоль горизонтальной координаты сказывается только на больших расстояниях и обусловлена, по-видимому, разнообразием рельефа нижней и верхней поверхности льда, а также изменением макроструктуры ледового покрова.

Важной характерной особенностью пакового льда является то, что скорости продольных и сдвиговых волн в средних слоях ледового покрова максимальны и уменьшаются с приближением к границам. Понижение скоростей распространения в нижних, насыщенных рассолом слоях, а также в верхних слоях дрейфующего пакового льда, обладающих пониженной плотностью из-за большого количества воздушных включений, удовлетворительно объясняется на основе теории распространения звуковых волн в пористых средах (см. п.п. 1.1 и 1.3 настоящей работы и цитированную в них литературу).

Обращает на себя внимание локальный минимум на некоторых кривых распределения скорости звука в слое льда на глубине 1-1,5 м (рис. 16-20, дрейфующая станция «СП-13Ф»). Этот минимум временами становится довольно глубоким, перепад скоростей между максимальным и минимальным значениями скорости достигает величины 600 м/сек. Для объяснения указанных здесь фактов обратимся к кривым распределения солености, которые были получены для того же льда и в те же сезонные периоды, когда измерялась скорость звука [14].

Как видно из рис. 22, соленость по толщине льда не остается постоянной во времени: при изменении температуры и в результате действия иных факторов, например, изменения напряжений в толще льда, происходит непрерывная миграция рассола из одних слоев льда в другие, приводящая к перераспределению солености и объемного содержания рассола по толщине льда. В начале января, например (см. рис. 18), температурный градиент максимален в верхней половине ледового покрова; кривая распределения солености по толщине льда (рис. 22) имеет плавный характер, соленость постепенно увеличивается от верхних слоев к нижним. Плавный ход кривых температуры, плотности и солености хорошо объясняет плавное распределение скорости по толщине льда.



Рис. 22. Распределение солёности в паковом льду на станции «СП-13Ф»:

..... -5 января 1966 г. (температура воздуха - 43° С); ______ - 6 апреля 1966 г. (температура воздуха - 29° С).

В апреле месяце вследствие повышения температуры воздуха и верхних слоев льда максимум температурного градиента сместился в более глубинные слои ледового покрова. В результате этого, по-видимому, увеличилось статическое сжатие нижних слоев льда, и часть рассола, содержащегося в этих слоях, была «выдавлена» по солевым каналам в соседние верхние слои, поскольку снизу соленые протоки, как было отмечено в п. 1.3 настоящей работы, закупорены пресным льдом. Увеличение солености на глубине 1,5 м в апреле месяце (рис. 22) привело к значительному уменьшению скорости продольных волн на этом горизонте.

Рассмотрим теперь сезонные изменения скоростей упругих колебаний в паковом льду.

На основании экспериментальных данных, полученных автором на дрейфующих станциях, с привлечением результатов работ [8, 10-16, 18, 23, 25, 44, 88] были оценены границы изменения скоростей продольных и сдвиговых волн и проведена типизация распределения скоростей по толщине пакового льда.

Кривые распределения скоростей по толщине льда были сгруппированы по сезонам, соответствующим типовым температурным периодам (см. п. 1.2), и нанесены на один график. Пределы изменения кривых C(z) по сезонам показаны на рис. 23.



- Рис. 23. Распределение по толщине пакового льда пределов изменения скоростей продольных и сдвиговых волн. Кривые ограничивают области изменения скоростей:
- продольных волн в зимний период (ноябрь-апрель);
- ---- продольных волн в переходные периоды (май, сентябрь, октябрь);
- **.....** продольных волн в летний период (июнь-август);
- ____• ____ СДВИГОВЫХ ВОЛН.

Для всех периодов характерен максимум скорости в средних слоях льда.

Зимний период помимо общего понижения температуры льда характеризуется минимумом температуры на его дневной поверхности и максимумом на границе вода-лед, вследствие чего наибольшие скорости упругих волн на каждом горизонте наблюдаются именно в этот период.

В весенний переходный период температура льда увеличивается, минимум ее смещается в более глубокие слои, вызывая общее уменьшение скорости звука.

В летний период вследствие общего повышения температуры и увеличения жидкой фазы во льду наблюдается еще большее снижение скоростей упругих волн и уменьшение
скоростного градиента. Следует отметить, что данные по скорости звука, полученные на образцах в летний период [14, 23], удовлетворительно совпадают с результатами, полученными в ненарушенном льду для того же времени года и приведенными в работах [12, 13, 15]. Однако эксперименты, проведенные в осенне-зимний период, показали различные значения скоростей упругих волн в средних слоях льда: 4,2-4,3 км/сек для продольных волн и до 2,0-2,1 км/сек для сдвиговых по данным работ [13, 15, 16, 18] и соответственно 3,7-3,8 км/сек и 1,8 км/сек по данным работ [14, 23]. Такое различие можно, по всей вероятности, объяснить тем, что в зимний период большой температурный градиент создает дополнительные статические напряжения в средних слоях ненарушенного льда, в то время как в образцах, находящихся в условиях изотермии, таких напряжений не возникает. Эти напряжения увеличивают скорость распространения звуковых волн (см. 29), что и отмечалось в работах, выполненных в натурных условиях.

Уменьшением статических напряжений в толще льда вследствие выравнивания температуры по толщине слоя в весенне-летний период можно объяснить дополнительное уменьшение скорости звука в этот период. Распределение скоростей упругих волн по толщине льда в летний период имеет примерно такой же вид, как и зимой, происходит лишь снижение их средних значений примерно на 20-25%.

2.2. Затухание звука.

2.2.1. Обзор натурных измерений затухания звука во льду.

Одним из важнейших акустических параметров льда, определяющих его отражающие и рассеивающие свойства, является коэффициент затухания звука, так как процесс формирования звукового поля в подледном пространстве существенно зависит от характера распространения волн в слое льда. Поэтому рядом исследователей были сделаны попытки прямыми или косвенными методами получить сведения о величине этого затухания.

Измерение затухания упругих колебаний в морском льду импульсным методом без нарушения структуры льда и условий распространения звука во льду на низких частотах (от 1 до 15 кГц) несет в себе ряд методических и инструментальных трудностей, поскольку на таких частотах толщина ледового покрова сравнима с длиной упругой волны во льду, и выделение представляющих интерес сигналов из общей интерференционной картины становится затруднительным.

Следует указать, что литературные сведения о результатах проведенных опытов по измерению коэффициента затухания весьма скудны. Так, например, в зарубежной научной

литературе экспериментальных данных о затухании звука в морском льду на низких частотах (до 15 кГц) практически нет. Вместе с тем результаты измерений коэффициента затухания звука во льду, полученные рядом авторов ([11, 13, 15, 47-50] – в натурных условиях, [24, 25] – на образцах) в диапазоне частот выше 20 кГц, весьма сильно различаются. Это, по-видимому, обусловлено тем, что измерения проводились в неодинаковых условиях, на различных по своей структуре льдах.

Ниже приведены экспериментальные данные о коэффициенте затухания звука в морском льду. Анализ используемых методов измерения здесь не проводится, поскольку подробная их классификация приведена в работе [24], где рассмотрены пределы применимости каждого метода, его недостатки и достоинства по сравнению с другими.

На рис. 24 изображена частотная зависимость коэффициента затухания звука во льду [48]. Измерения были проведены на паковом льду толщиной около 3 м в диапазоне частот от 50 до 100 кГц с использованием непрерывного прозвучивания ледового покрова перпендикулярно к его границам.

В работе [49] также приводятся результаты измерений затухания звука с применением непрерывного тонального излучения с направлением распространения колебаний вдоль горизонтальной трассы. Исследования велись в естественном морском льду толщиной 2,6 м на частотах от 10 до 500 кГц. Установлено, что в этом диапазоне частот коэффициент затухания Δ в дБ/м может быть аппроксимирован формулой

$$\Delta = 4,45 \cdot 10^{-2} \cdot f + 2,18 \cdot 10^{-10} \cdot f^{-4}, \qquad (2.3)$$

гдеf – частота в кГц.

В работах [48, 49] описываются измерения коэффициента затухания методом непрерывного излучения, с помощью которого можно оценить только общие потери при распространении звука в слое льда. Этот метод не позволяет разделить затухание продольных, сдвиговых или иных типов волн, возникающих и распространяющихся во льду. Кроме того, в этом методе не может быть учтено влияние границ слоя льда на измеренную величину затухания звука.

Импульсные методы измерений позволяют разделить во времени сигналы, соответствующие различным типам прямых и отраженных волн, и во многих случаях могут оказаться предпочтительными. Так, например, Богородским и др. [25] были проведены измерения затухания ультразвуковых волн во льду дрейфующей станции «СП-20». Эти измерения проводились импульсным методом сквозного прозвучивания образцов льда. Установлено, что в диапазоне частот от 150 кГц до 1,1 МГц коэффициент затухания

Δ в дБ/м для опресненных верхних и средних слоев пакового льда подчиняется зависимости вида

$$\Delta = 4.8 \cdot 10^{-2} \cdot f + 0.4 \cdot 10^{-4} \cdot f^{-2}, \tag{2.4}$$

гдеf – частота в кГц.

Отличие частотных зависимостей (2.4) и (2.3) для перекрывающихся участков диапазона может определяться, по мнению авторов [25], различием характеристик льда, направлением прозвучивания, а также различием методик измерения. Авторы отмечают, что при одинаковых температурах величина коэффициента затухания в верхних слоях льда (30-80 см) на 20-25 дБ выше, чем в средних слоях (180-220 см) для исследуемого диапазона, а затухание в нижних слоях льда превышает затухание звука в средних слоях на 50-60 дБ для частот 200-300 кГц и примерно на 80 дБ для частот около 1 МГц.

В работе [48] исследовалось затухание звука в ненарушенном льду в диапазоне частот от 0,5 до 20 кГц при распространении вдоль слоя льда толщиной около 5 м короткого широкополосного импульса, возникающего при подрыве электродетонатора. Частотная зависимость коэффициента затухания (рис. 25) определялась путем спектрального анализа принятых сигналов в третьоктавных частотных полосах



Рис. 24. Зависимость коэффициента затухания звука в паковом льду от частоты при распространении сигнала перпендикулярно слою льда толщиной около 3 м (по данным работы [48])



Рис. 25. Частотная зависимость коэффициента затухания звука, распространяющегося вдоль слоя льда толщиной 5 м (по данным работы [48])

Экстраполяция кривой рис. 24 в область низких частот и кривой рис. 25 в область высоких показывает, что для перекрывающихся диапазонов частот коэффициент затухания, определяемый кривой рис. 24, на порядок превышает затухание, соответствующее рис. 25. Такое различие можно объяснить, по всей видимости, тем, что в первом случае коэффициент затухания, измеренный при прозвучивании поперек слоя льда, включает в себя потери звуковой энергии в граничных слоях льда, где затухание велико. Затухание же в среднем слое, определяемое прозвучиванием вдоль границ льда, как показывает рис. 25, значительно меньше.

Для исследования затухания в пресном льду глетчера в работе [50] в качестве источника упругих волн также были использованы электродетонаторы. Импульсные методы исследования затухания звука во льду нашли широкое применение в практике натурных измерений; следует, однако, отметить некоторые недостатки этих методов. Импульсный ультразвуковой метод предполагает использование импульсов такой длительности, которая, с одной стороны, позволяет разделить во времени принимаемые сигналы, а с другой – обеспечивает формирование импульсов заданной частоты. В связи с этим нижняя частота исследуемого диапазона ограничена. Например, для средней толщины льда 3-4 м и расстояния между приемником и излучателем, не превышающего трех метров, несущая частота должна быть не менее 20 кГц, что для решения подавляющего числа практически важных задач может оказаться неприемлемым.

Для измерения коэффициента затухания упругих волн во льду применяется также импульсный сейсмоакустический метод, использующий взрывные источники энергии для возбуждения колебаний относительно низких частот. Однако большой разброс экспериментальных данных из-за плохой повторяемости от взрыва к взрыву формы импульса и, соответственно, его спектрального состава также ограничивает возможности широкого использования этого метода. Кроме того, неоднократные взрывы на одном и том же участке приводят в конечном счете к заметному изменению физических свойств льда на этом участке.

Более перспективным является, на наш взгляд, применение в качестве источников звука акустических преобразователей небольшой мощности ударного типа, излучающих короткие широкополосные импульсы. Такие импульсы вследствие их малой интенсивности почти не нарушают структуру ледового покрова, а их форма достаточно хорошо повторяется при каждом ударе.

Указанные здесь методы измерений, требующие осуществления непосредственного контакта приемника и излучателя акустических сигналов с исследуемой средой, принято называть прямыми методами измерения затухания звука. Они позволяют непосредственно измерить интересующие нас параметры среды без привлечения дополнительных сведений о ее свойствах. Вместе с тем прямые методы не позволяют получить необходимые характеристики среды, если по каким-либо причинам контакт со средой невозможен. В таких случаях оценку акустических параметров среды можно получить путем использования различных косвенных методов измерения, в которых эти параметры определяются по другим характеристикам среды, измеренным экспериментально. Так, например, в работе [11] описан метод определения скоростей распространения упругих волн и коэффициента затухания звука во льду по измеренным модулю и фазе коэффициента отражения плоской звуковой волны от ледового покрова в предположении, что затухание в тоще однородного льда велико и отражением звука от верхней его границы можно пренебречь.

Приведенная в работе [11] частотная зависимость коэффициента затухания, выражающего собой общее затухание звука, усредненное по толщине ледового покрова, включая слой снега на его поверхности, описывается эмпирической формулой:

$$\Delta = (0,7 \div 1,0) \cdot f \ \mathrm{d} \mathrm{E}/(\mathrm{M} \cdot \mathrm{\kappa} \Gamma \mathrm{u}), \tag{2.4}$$

где f – частота в кГц, лежащая в диапазоне от 2 до 20 кГц.

41

Дальнейшее усовершенствование косвенного метода осуществлено автором в работе [13], где приведены формулы расчета коэффициента затухания по экспериментально полученной частотной зависимости модуля коэффициента отражения звука от однородного слоя льда с отражающей верхней границей. Частотная зависимость коэффициента затухания продольных волн в паковом льду по данным работы [13] приведена на рис. 26. Следует отметить, что при косвенном определении затухания представление ледового покрова в виде однородного слоя с отражающими звук границами ближе подходит к реальному льду, чем бесконечное полупространство, но даже и эта модель, как показывают результаты вышеприведенных исследований, в полной мере не отражает действительности. Определение же акустических параметров льда как неоднородной среды по его отражающим характеристикам относится к классу так называемых некорректных обратных задач в теории синтеза [53, 54] и в достаточной степени еще не разработано математически. Поэтому в настоящее время отдается предпочтение прямым методам измерения затухания в слоях пакового льда как более надежным в отношении обработки результатов.



Рис. 26. Частотная зависимость коэффициента затухания звука, распространяющегося поперек слоя льда толщиной около 3 метров

2.2.2. Прямые измерения затухания звука во льду на дрейфующей станции СП-18

С конца 50-х годов прошлого века в акустике находит все большее применение такой вид носителя информации как широкополосный шумоподобный сигнал, который благодаря своим «хорошим» корреляционным свойствам может быть «свернут» в узкий импульс, длительность которого обратно пропорциональна используемой ширине полосы частот. Выбирая ширину частотной полосы таким образом, чтобы длительность свернутого импульса была меньше времени запаздывания одного сигнала по отношению к другому, можно осуществить раздельный прием сигналов, распространяющихся по разным путям, и исследовать влияние среды на каждый сигнал. Таким приемником, осуществляющим временное сжатие широкополосного сигнала, является корреляционный приемник, дающий на выходе авто- или взаимнокорреляционные функции $\Psi(\tau)$ принятого которые co спектральной плотностью S сигнала. однозначно связаны (ω) преобразованиями Фурье:

$$\psi(\tau) = \frac{1}{\pi} \int_{0}^{\frac{\gamma}{2}} \mathbf{S}(\omega) \cos \omega \tau d\omega$$
 (2.6)

$$S(\omega) = 2 \int_{0}^{*} \psi(\tau) \cos \omega \tau d\tau$$
 (2.7)

Если при распространении сигнала в среде его спектральный состав изменяется (например, вследствие частотной зависимости затухания), то изменяется и его корреляционная функция. Как известно (см., например, [55]), следующий прием является одним из видов оптимального приема и осуществляет корреляционную обработку сигнала. Выделение *i*-й полезной волны при этом производится путем вычисления взаимной корреляции Ψ_i (τ) колебания u(t), создаваемого источником возбуждения, с колебанием $u_i(t)$, пришедшим в приемник по *i*-му каналу:

$$\Psi_i(\tau) = \frac{1}{T} \int_0^T \mathbf{u}_i(t) \mathbf{u}(t+\tau) dt, \qquad (2.8)$$

где Т – наибольшее время наблюдения полезных волн;

τ – время задержки.

*7

Когда время задержки одного из коррелирующих сигналов относительно другого рано времени прихода *i*-й волны к приемнику, функция Ψ_i (τ) принимает максимальное значение, пропорциональное амплитуде пришедшего сигнала; разрешающая способность оптимального приемника при этом обратно пропорциональна ширине частотной полосы сигнала.

Приведенные здесь теоретические предпосылки легли в основу способа прямых измерений коэффициентов затухания упругих волн в естественном ледовом покрове методом следящего фильтра [17, 20, 21]. Следящий фильтр – это фильтр, точно настроенный на частоту генератора в каждый момент времени. Следовательно, если частота передатчика $\omega(t)$ меняется по какому-либо закону, то центральная частота такого фильтра также должна изменяться по тому же закону синфазно с частотой передатчика [56]. Синфазность должна соблюдаться при сколь угодно малой полосе пропускания следящего фильтра.

Пусть выходное напряжение задающего генератора будет:

$$\mathbf{u}(\mathbf{t}) = a_0 \cos[\omega(t) \cdot t + \varphi_0], \tag{2.9}$$

где a_0 – амплитуда, φ_0 – начальная фаза. Этот сигнал, который управляет также настройкой следящего фильтра, поступает на акустический излучатель и поле прохождения звука в среде регистрируется приемником звукового давления. Временной множитель принятого звукового давления описывается тем же выражением (2.9), но со сдвигом по времени на величину t_1 , равную времени распространения сигнала от излучателя до приемника, т.е.:

$$u(t - t_1) \sim \cos[\omega(t) \cdot (t - t_1) + \varphi_0],$$
 (2.10)

где $t_1 = r/c$; *r* – расстояние между излучателем и приемником, *c* – скорость звука в среде.

Как уже ранее упоминалось, следящий фильтр в любой заданный момент времени настроен на частоту передатчика. В момент времени *t*₁ частота принятого сигнала будет отличаться от центральной частоты следящего фильтра на величину

$$\Delta\Omega(t_1) = \omega(t) - \omega(t - t_1). \tag{2.11}$$

В том случае, если следящий фильтр будет подключен к приемнику, то при $\Delta\Omega$, большей, чем полоса пропускания фильтра, сигнал на выходе фильтра будет отсутствовать. Сигнал на выходе следящего приемника (максимальное значение огибающей корреляционной

функции) появится только в том случае, если управляющее напряжение u(t), которое подается для настройки следящего фильтра, будет задержано на время t_1 , равное времени распространения сигнала от излучателя до приемника. Таким образом, вводя переменную задержку времени в управляющее напряжение, можно настроиться на любой *i*-й сигнал, пришедший в приемную точку со сдвигом по времени t_1 , и, сужая сколь угодно полосу пропускания фильтра, можно добиться высокой селективности сигнала по времени.

Если $\omega(t)$ представляет собой периодический процесс, т.е. $\omega(t) = \omega(t + T)$, где T – период модуляции, то можно, не вводя времени задержки, добиться настройки фильтра на сигнал подбором частоты модуляции $f_m = 1/T$ таким образом, чтобы период T стал равен времени распространения t_i (селективность по частоте). Необходимость отметить, однако, что применение периодической частотной модуляции может привести к тому, что максимум огибающей корреляционной функции на выходе следящего фильтра появится на частотах f_m , когда период модуляции будет в целое число раз меньше времени прихода звуковой волны в приемную точку. Это в свою очередь означает, что если скорость сдвиговой волны равна половине скорости продольной, то второй максимум сдвиговой волны сигнал модулировать непериодическим или случайным процессом и для согласования фильтра с сигналом применять линию задержки.

В соответствии с описанной здесь методикой были проведены прямые измерения затухания упругих волн на дрейфующей станции «СП-18». В лед вмораживался излучатель, который возбуждал во льду продольные и сдвиговые волны. Примерно до середины слоя льда просверливались и заливались незамерзающей жидкостью вертикальные лунки, расположенные на разных расстояниях от излучателя. В эти лунки поочередно погружался один и тот же измерительный гидрофон. Так как диаметр лунок (немного больший диаметра гидрофона), заливаемая жидкость, глубина погружения были одинаковы, то контакт гидрофона со льдом и условия измерения в каждой лунке можно практически принять также одинаковыми на протяжении эксперимента. Измерения были проведены в трех направлениях (измерительных трассах) от излучателя, проложенных примерно под углом 120° друг к другу. В опытах использовались частотно-модулируемые сигналы с различными законами модуляции. В качестве частотно-управляемого элемента следящего приемника был использован фильтр типа «2020» фирмы «Брюль и Кьер», в любой момент времени точно настроенный на частоту задающего частотномодулируемого генератора типа «1022» этой же фирмы. Выходное напряжение следящего фильтра регистрировалось на самописце, лентопротяжный механизм которого посредством гибкого валика синхронно с движением ленты изменял частоту модулятора. При совпадении периода модуляции и времени распространения сигнала на ленте регистрировался максимум напряжения, пропорциональный амплитуде этого сигнала. Частота модуляции *f*, на которой наблюдался основной максимум, соответствовала времени прихода сигнала.

На рис. 27 представлена одна из записей сигнала с выхода следящего фильтра. Приемник находился на расстоянии 6 метров от излучателя. Сигнал модулирован по частоте по пилообразному закону относительно средней частоты $f_0 = 6$ кГц с девиацией Δf = 2 кГц. Толщина льда около 3,6 метра. По оси абсцисс отложена частота модуляции f_m . На этом рисунке видны два больших максимума огибающей функции корреляции: на частоте $f_m = 640$ Гц, что соответствует скорости продольных волн в середине слоя льда 3,9 км/сек, и на частоте $f_m = 290$ Гц, что соответствует скорости сдвиговых волн 1,8 км/сек. Аналогичные записи были получены для средних частот в диапазоне от 1 до 15 кГц с интервалом 1 кГц на расстояниях r = 6, 9, 12, 15, 18, 24, 30 и 36 м.



Рис. 27. Пример записи сигнала с выхода следящего фильтра: *f_m* – частота модуляции, кГц

Обработка полученных записей производилась следующим образом. Для каждой средней частоты f_0 с лент самописца считывались и наносились на график максимальные уровни сигналов (соответствующих временам прихода продольной и сдвиговой волн) с учетом усиления; затем амплитуда сигнала на расстоянии r = 6 м принималась за 0 дБ и из уровней сигналов, полученных на других расстояниях, вычиталась соответствующая

поправка на сферическое расхождение (поскольку приемник настроен на прямой сигнал, прошедший во льду без отражений от границ).

Полученные величины, отнесенные к разности $\Delta r = (r - 6)$ м, представляют собой средние коэффициенты затухания на данной частоте f_0 в полосе Δf . Эти результаты затем усреднялись и наносились на график (рис. 28 и 29). Каждая точка на графиках является результатом усреднения по 21 измерению. Эти измерения получены для разностей расстояний $\Delta r = 3, 6, 9, 12, 15, 18, 24$ и 30 м на трех измерительных трассах.

На рис. 28 и 29 представлены полученные в результате обработки коэффициенты затухания продольных и сдвиговых волн, распространяющихся вдоль средних слоев льда. Для каждой точки нанесены доверительные интервалы є, которые с надежностью 0,9 покрывают среднее значение коэффициента затухания для данной частоты.

На этих же графиках (рис. 28 и 29) сплошными линиями нанесены кривые, вычисленные по экспериментальным точкам методом наименьших квадратов и выражающие эмпирическую зависимость коэффициентов затухания в дБ/м:

$$\Delta_{\rm l} = 0,4 + 0,04 \cdot f$$
 – для продольных волн, (2.12)

$$\Delta_{\rm t} = 0,705 + 0,023 \cdot f + 0,002 \cdot f^2$$
 – для сдвиговых волн, (2.13)

где f – частота в кГц.



Рис. 28. Частотная зависимость коэффициента затухания продольных волн в средних слоях пакового льда



Рис. 29. Частотная зависимость коэффициента затухания сдвиговых волн в средних слоях пакового льда

Анализ ошибок измерений затухания методом следящего фильтра, проведенный автором в работе [17], показывает, что общая максимальная ошибка в определении коэффициента затухания на частотах от 1 до 15 кГц не будет превышать $\pm 0,2$ дБ/м для продольных волн и $\pm 0,3$ дБ/м для сдвиговых.

Для сравнения затухания звука, измеренного методом следящего фильтра, был проведен дополнительный эксперимент, в котором затухание определялось прямым импульсным методом (по спаду амплитуды импульса с расстоянием). Измерения проводились на четырех частотах 3, 4, 6 и 10 кГц тем же приемником и излучателем в тех же лунках. Длительность импульса была 5 миллисекунд. Импульсы, принятые на каждом расстоянии от излучателя, усиливались и фотографировались с экрана осциллографа. Из средних по длине импульса уровней сигналов на различных расстояниях вычитались поправки на расхождение двух видов: 1/r – сферическое расхождение, соответствующее спаду амплитуды звукового поля в безграничной среде (однородный слой с сильно поглощающими звук границами) и $1/\sqrt{r}$ - цилиндрическое, соответствующее спаду поля в однородном слое с полностью отражающими границами. Полученные величины делились на разность расстояний $\Delta r = (r-6)$ м и наносились на график. Ясно, что истинное значение коэффициента затухания должно находиться между этими двумя величинами,

соответствующими крайним идеализированным случаям. Это подтверждается рис. 30, где представлены результаты обработки экспериментов, проведенных импульсным методом и методом следящего фильтра.



Рис. 30. Сравнение коэффициентов затухания, измеренных методом следящего фильтра (сплошная прямая) и импульсным методом (пунктирные прямые). Верхняя пунктирная прямая соответствует затуханию, вычисленному с поправкой на цилиндрическое расхождение, нижняя – с поправкой на сферическое расхождение.

Интересно сравнить наши экспериментальные данные с результатами, полученными Богородским [25] и Ланглебеном [49] (эмпирическая формула (2.3)). Экстраполяция выражения (2.12) в сторону более высоких частот и формулы (2.4) в сторону низких показывает удовлетворительное совпадение коэффициентов затухания, вычисляемых по формулам (2.12), (2.3) и (2.4) в диапазоне частот от 20 до 200 кГц (рис. 31).

Имеющиеся экспериментальные данные о частотной зависимости коэффициента затухания продольных звуковых волн в морском льду систематизированы и приведены на рис. 32. В поясняющей этот рисунок табл. 2 дается краткая сводка условий и методов измерений, а также диапазонов частот, используемых разными исследователями.

В следующем параграфе полученные результаты обсуждаются с точки зрения различных механизмов поглощения звука в твердом теле.



Рис. 31. Коэффициент затухания продольных волн в средних слоях ледового покрова (сравнение экспериментальных результатов).





Рис. 32. Сводка экспериментальных данных о частотной зависимости коэффициента затухания в морском льду (пояснения см. в табл. 2)

Кривая 7 – коэффициент затухания в плотном снегу (по данным работы [68]).

				Эмпирическая
N⁰	Автор	Вид льда	Метод	формула и
кривой			измерений	диапазон
				частот, кГц
1.	Грубник [11]	Дрейфующий паковый лед	Косвенный (по	$\Delta = (0,7 \div 1,0) \cdot f$
		толщиной 3,6 м со	коэффициенту	$f \in \{2 \div 20\}$
		значительным снеговым	отражения)*	
		покровом (СП-8)		
2.	Богородский	Дрейфующий паковый лед	Прямой	
	Напольский	толщиной 5 м	импульсный	$f \in \{0, 5 \div 20\}$
	[48]		(взрывной)**	
3.	Кудрявцев	Дрейфующий паковый лед	Косвенный (по	
	[13]	толщиной 3 м со слоем	коэффициенту	$f \in \{1 \div 10\}$
		снега 20 см (СП-13Ф)	отражения)*	

Г ~	^
гаолица	
иолици	4.

4.	Кудрявцев	Дрейфующий паковый лед	Косвенный (по	
	[16]	толщиной 3 м со слоем	коэффициенту	$f \in \{1 \div 10\}$
		снега 23 см (СП-18)	отражения)*	
5.	Кудрявцев	Дрейфующий паковый лед	Прямой (метод	$\Delta = 0,4+0,04 \cdot f$
	[17]	(СП-18)	следящего	$f \in \{1 \div 15\}$
			фильтра)**	
6.	Ланглебен	Двухлетний лед в заливе	Прямой	$\Delta = 0,0445 \cdot f +$
	[49]		(непрерывный	$2,18\cdot10^{-10}$ ·f ⁴
			гармонический	$f \in \{10 \div 400\}$
			сигнал)**	

* - усредненный по толщине ледового слоя коэффициент затухания при распространении звука поперек слоя льда

** - коэффициент затухания в средних слоях льда при продольном прозвучивании

2.2.3. Механизмы поглощения звука во льду.

Механизмы поглощения звука в твердых телах, в частности, во льду, могут быть самыми различными. Основные из них – термические (теплопроводность и теплоизлучение) и вязкие потери. В реальных телах процесс деформирования необратим: часть механической энергии переходит в тепло. Как показано в работах [60-63], такая диссипация энергии обусловливается процессами двух родов:

1. При неодинаковости температуры в разных участках твердого тела в нем возникают необратимые процессы выравнивания (релаксации) температуры за счет теплопроводности (теплообмен между смежными участками среды) и теплоизлучения (теплообмен между участком и средой в целом).

2. Если в теле происходит какое-либо внутреннее движение, то возникают необратимые процессы, связанные с конечной скоростью движения (вязкое трение).

Частотная характеристика коэффициента поглощения звука вследствие теплопроводности в поликристаллических телах (например, во льду) изменяется в зависимости от соотношения между длиной волны λ и размерами D кристаллов [60]:

1) Если длина волны звука λ мала по сравнению с размерами D отдельных кристаллов, то в каждом кристаллите звук поглощается так же, как если бы он поглощался в большом монокристалле, и коэффициент поглощения (затухания) пропорционален квадрату частоты ($\Delta \sim \omega^2$). Так как размеры кристаллов льда не превышают 30 см [31], то этот механизм поглощения звука во льду может появиться лишь на частотах выше 100 кГц (длина продольной волны порядка 3-4 см).

2) Если же $\lambda >> D$, то характер поглощения меняется. Возникающая деформация не однородна (из-за анизотропии кристаллитов и граничных условий на поверхностях их соприкосновения) и будет существенно изменяться на протяжении размеров кристаллита, а не на длине волны. Градиенты температуры в пределах каждого кристаллита будут велики по сравнению с градиентами деформации, и поэтому поглощение звука вследствие теплопроводности будет велико по сравнению с поглощением из-за вязкости. Время, в течение которого происходит выравнивание температур на расстояниях размеров D кристаллитов путем теплопроводности (время релаксации) будет порядка D^2 / χ , где χ – коэффициент температуропроводности. При этом возможны два предельных случая:

а) $\omega \ll \chi / D^2$, т.е. время релаксации мало по сравнению с периодом колебания в звуковой волне. Вследствие этого тепловое равновесие в пределах каждого кристаллита успевает установиться; мы имеем дело почти с изотермическими колебаниями. В этом случае согласно Зинеру [62] коэффициент поглощения пропорционален ω^2 .

6) $\omega >> \chi / D^2$, т.е. время релаксации велико, и за время периода волны не успевает пройти заметного выравнивания температур. Основную роль в этом случае, согласно М.И. Исаковичу [61], должен играть теплообмен между соседними кристаллитами. На их границах возникают распространяющиеся внутрь кристалла «температурные волны», затухающие на расстоянии $\delta \sim \sqrt{\chi/\omega}$. Расчеты показывают [61], что коэффициент поглощения при $\delta << D$ пропорционален $\sqrt{\omega}$. Принимая во внимание, что наиболее широко распространенные размеры кристаллов морского льда лежат в пределах от 0,1 до 40-50 мм в поперечнике у изомерических кристаллов и до 200-300 мм в длину у волокнистых (см. [31]), и используя данные работы [69] о величине коэффициента температуропроводности $\chi \sim 10^{-6}$ м²/сек, можно видеть, что диапазон частот от 0,1 до 50 кГц является для «прозрачного» поликристаллического льда переходной областью, в которой частотная зависимость коэффициента затухания изменяется от $\sqrt{\omega}$ до ω^2 .

Аналогичные соображения относятся и к затуханию сдвиговых волн во льду.

В реальных твердых телах, в том числе и во льду, при напряжениях, превышающих предел упругости, закон Гука неприменим. Но даже при небольших напряжениях наблюдаются отклонения от пропорциональной и однозначной зависимости между напряжением и деформацией. Дополнительная зависимость напряжения от скорости деформации характеризует среду с внутренним трением (вязкие потери). В общем случае напряжение зависит от всех производных деформации по времени, т.е. от всей предыстории движения.

Если продолжительность деформации сравнима со временем установления внутреннего равновесия, то возникают релаксационные явления, проявляющиеся в запаздывании реакции системы на приложенное воздействие. В силу различных факторов, обусловленных неоднородностью строения, в твердых телах наблюдается связанное с внутренним трением упругое последействие, которое вызывается совокупностью простых релаксационных процессов, и на шкале частот может иметь место целый ряд нередко перекрывающихся максимумов, образующих спектр релаксации в твердых телах.

Кроме упругих деформаций в твердых телах наблюдаются также неупругие явления, приводящие в конечном счете к механическому гистерезису и пластическому течению: после каждой деформации остается некоторая остаточная деформация, которая в противоположность упругому последействию не исчезает полностью вообще.

При идеальном механическом гистерезисе после снятия напряжения остаточная деформация не зависит от продолжительности воздействия и от времени, которое протекло после снятия напряжения. При периодическом процессе эффект остаточной деформации проявляется в сдвиге фаз между напряжением и деформацией. В этом случае коэффициент потерь не зависит от частоты, а коэффициент затухания пропорционален частоте.

При пластическом течении, возникающем в твердых телах уже при очень малых напряжениях, остаточная деформация пропорциональна длительности воздействия и в первом приближении приводит к тому, что коэффициент потерь уменьшается обратно пропорционально частоте, а коэффициент затухания, следовательно, не зависит от частоты.

Для математического описания поведения реальных твердых тел под нагрузкой и их вязких пластических свойств обычно используются так называемые реологические модели (см., например, [24, 62, 68, 70, 71]) и соответствующие им линеаризованные

54

уравнения связи напряжения σ с деформацией ε. Такие модели, как правило, значительно облегчают решение многих конкретных задач, но вместе с тем следует иметь в виду, что область применения каждой модели в различных условиях возникновения деформации даже в одной среде ограничена. В работе [67] известное релаксационное уравнение Максвелла рассматривается как нелинейное, время релаксации в котором является функцией напряженного состояния среды в целом:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \mathbf{M}\frac{d\varepsilon}{dt} \cdot \frac{\sigma}{\tau},$$
(2.14)

где M – модуль упругости; т – время релаксации, зависящее от напряженного состояния тела и, разумеется, от времени.

Из этого нелинейного уравнения с учетом соответствующих граничных и начальных условий можно вывести различные частные реологические уравнения. Кроме того, уравнение Максвелла можно преобразовать в уравнение Больцмана и представить решение в виде суперпозиции простых релаксационных процессов, т.е. в виде интеграла по предыстории движения и по распределению времени релаксации:

$$\sigma = M\varepsilon - \int_{-\Psi}^{t} \varphi(t - \tau)\varepsilon(\tau)d\tau, \qquad (2.15)$$

где φ (t) – так называемая функция памяти материала для предшествующих деформаций. Вид функции φ (t) подбирается таким образом, чтобы расчетные данные позволяли интерпретировать экспериментальные результаты для соответствующего диапазона частот и условий нагружения.

Используя принцип наложения Больцмана в случае, когда полная относительная релаксация напряжения мала по сравнению с единицей, Зинер [62] получил выражение для частотной зависимости коэффициента затухания:

$$\Delta(\omega) = \frac{\omega}{2c} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\omega\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \Phi(\tau) d\ln\tau, \qquad (2.16)$$

где с – скорость распространения звуковой волны;

 Ф(т) – функция распределения степени релаксации (или дефекта модуля) по временам релаксации, определяемая как

$$\Phi = \frac{\mathbf{M}_{\mathrm{H}} - \mathbf{M}_{\mathrm{P}}}{\mathbf{M}_{\mathrm{P}}},\tag{2.17}$$

где М_р и М_н – соответственно релаксирующий (статический) и нерелаксирующий (динамический) модули упругости.

Подбирая соответствующим образом функцию распределения $\Phi(\tau)$, можно получить такой вид частотной зависимости коэффициента затухания, который достаточно хорошо интерпретирует результаты эксперимента.

Например, частотную зависимость вида (2.12) для коэффициента затухания продольной волны во льду можно получить из (2.16), если выбрать функцию распределения $\Phi(\tau)$ следующим образом:

	0,	$\tau < \tau_1$	
	B _{1,}	$\tau_1 \leq \tau \leq \tau_2$	
$\Phi(\tau) =$	0,	$\tau_2 < \tau < \tau_3$	(2.18)
	B _{2,}	$\tau_3 \leq \tau \leq \tau_4$	
	0,	$\tau > \tau_4$	

где В₁ и В₂ – некоторые постоянные.

Тогда интеграл в (2.16) легко берется:

$$\Delta(\omega) = \frac{\omega}{2c} \left[B_1 \arctan \frac{\omega(\tau_2 - \tau_1)}{1 + \omega^2 \tau_2 \tau_1} + B_2 \arctan \frac{\omega(\tau_4 - \tau_3)}{1 + \omega^2 \tau_4 \tau_3} \right] (2.19)$$

Если

$$\omega \tau_1 << 1, \, \omega \tau_2 >> 1, \, \tau_1 \tau_2 \, \omega^2 << 1, \tag{2.20a}$$

то аргумент арктангенсов в первом слагаемом правой части (2.19) много больше единицы, поэтому

$$\operatorname{arctg} \frac{\omega(\tau_2 - \tau_1)}{1 + \omega^2 \tau_2 \tau_1} \approx \pi/2.$$
(2.206)

Если

$$\omega \tau_4 \gg \omega \tau_3 \gg 1, \tag{2.21a}$$

то второе слагаемое будет

$$\operatorname{arctg} \frac{\omega(\tau_4 - \tau_3)}{1 + \omega^2 \tau_4 \tau_3} \approx \operatorname{arctg} \frac{1}{\omega \tau_3} \approx \frac{1}{\omega \tau_3}.$$
(2.216)

Подставляя выражения (2.20) и (2.21) в формулу (2.19), получим:

$$\Delta(\omega) = \frac{\pi}{4c} \mathbf{B}_1 \omega + \frac{\mathbf{B}_2}{2c\tau_3}.$$
 (2.22)

Это выражение с точностью до постоянных коэффициентов совпадает с эмпирической формулой (2.12).

Рассмотрим, какие релаксационные механизмы в поликристаллическом соленом льду могут давать времена релаксации, удовлетворяющие условиям (2.20а) и (2.21а) в диапазоне частот от 1 до 15 кГц и приводить к частотной зависимости коэффициента затухания звука типа (2.12) или (2.22). Один из главных механизмов поглощения звука – вязкие потери, обуславливающие как гистерезисную часть внутреннего трения (относительно малые времена релаксации), так и пластическое течение (большие времена релаксации). При распространении звуковой волны в поликристаллическом теле в силу анизотропии кристаллов и разницы условий на их границах даже при действии только растягивающих (или сжимающих) напряжений возникают вязкие сдвиговые напряжения, пропорциональные скорости сдвиговой деформации. В звуковой волне действие этих напряжений выравнивает различие скоростей между соседними участками среды. Если глубина проникновения вязкой волны $\delta_{\rm r}$, равная $\sqrt{\frac{2\mathbf{r}}{\mathbf{ор}}}$ (см., например, [63]), велика по сравнению с размерами D кристаллов, то в поликристаллическом теле по аналогии с термическими механизмами потерь время релаксации будет определяться формулой

$$\tau \sim \frac{\mathbf{D}^2 \rho}{\eta},\tag{2.23}$$

где η – коэффициент вязкости, ρ – плотность. Подставив в (2.23) значения плотности (~ 1 г/см³) и коэффициента вязкости для льда (~ 10⁵ пуаз) по данным работ [27, 73], а также максимальные и минимальные размеры кристаллов из [31], получим, что одна область времени релаксации лежит в пределах от $\tau_1 \sim 10^{-9}$ до $\tau_2 \sim 10^{-3}$ сек. В диапазоне частот от 1 до 15 кГц эти времена релаксации, удовлетворяющие условию (2.20а), будут определять гистерезисную часть коэффициента затухания звука во льду, которая линейно зависит от частоты.

Локальные сдвиговые напряжения, возникающие на границах кристаллитов, релаксируют еще и вследствие вязкости самих границ [64]. Наличие жидкой пленки на поверхности льда и ее кристаллизация при соединении кристаллов [24] обусловливает появление в граничном монокристаллитном слое большого числа несовершенств кристаллической решетки – дислокаций, которые возникают при образовании и росте кристаллов. Особенности физических свойств пограничного слоя приводят к тому, что граница зерен не может выдерживать скалывающего напряжения, в результате чего начинается вязкое (пластическое) течение вдоль границ зерен, и возникающее у границ сдвиговое напряжение начинает релаксировать. Время релаксации могло бы быть неограниченным, если бы течение не задерживалось тормозящим влиянием ребер и углов зерен. Время релаксации τ в этом случае, согласно [64], определяется средним линейным размером зерна D, эффективным коэффициентом вязкости границы η_{2} , нерелаксирующим модулем сдвига G и эффективной толщиной δ вязкой области, по порядку величины равной нескольким атомным расстояниям:

$$\tau = \frac{D\eta}{G\delta} \,. \tag{2/24}$$

Расчеты показывают, что поскольку для льда $\delta \sim 3$ Å, G $\sim 3 \cdot 10^4$ кГ/см², времена релаксации вследствие вязкого течения вдоль границ зерен могут лежать в пределах от $\tau_3 \sim 0,1$ сек до $\tau_4 \sim 100$ сек и более. Такие времена релаксации удовлетворяют условию (2.21а) на частотах от 1 до 15 кГц, вследствие чего выражение для частотной зависимости коэффициента затухания звука во льду будет содержать независящий от частоты член.

Отметим, что роль независящего от частоты члена в коэффициенте затухания для сдвиговых волн может быть больше, чем для продольных, так как в первом случае в результате относительного скольжения зерен вдоль границ релаксирует наибольшая часть приложенных сдвиговых напряжений. При действии же продольных напряжений пограничной релаксации подвержена только та их часть, которая локально трансформировалась в сдвиговые. Этим, вероятно, можно объяснить гораздо меньшую частотную зависимость затухания сдвиговых волн во льду по сравнению с продольными в диапазоне от 1 до 15 кГц.

Как уже отмечалось выше (см. п. 1.1 настоящей работы), значительное влияние на увеличение затухания звука в твердых телах оказывает возрастание пористости среды и заполнение пор жидким или газообразным веществом, отличающимся по своим физическим свойствам от основного материала. Согласно формуле (1.26), которая, кстати

сказать, аналогична выражению (2.16), вычисленному для одного времени релаксации (функция распределения $\Phi(\tau)$ является δ -функцией Дирака), частотная характеристика коэффициента затухания будет сильно видоизменяться в зависимости от числа, размера и конфигурации пор и от свойств заполнителя. Вследствие этого следует ожидать большего увеличения затухания звука в пористых верхних и водонасыщенных нижних слоях ледового покрова.

Теоретический анализ, проведенный в работе [57], показывает, что поглощение, обусловленное вязкими потерями при движении рассола между кристаллами льда под действием упругой волны, приводит к частотной зависимости коэффициента затухания в водонасыщенных льдах вида $\sqrt{\omega}$ (самый нижний слой пакового льда и молодые морские льды). Такой же частотной зависимостью характеризуется поглощение звука, распространяющегося в пористом твердом теле, пронизанном большим числом узких воздушных каналов [83] (например, в снегу или самых верхних пористых слоях льда).

При деформации пористой кристаллитной среды структура последней изменяется сильнее и за более короткое время, чем в случае сплошной среды. По этой причине остаточная деформация в пористой среде при прочих равных условиях будет больше, и дефект модуля Ф, обусловливающий гистерезисную часть коэффициента затухания, будет возрастать с увеличением пористости, вследствие чего также будет возрастать линейно зависящего от частоты члена в коэффициенте затухания. Этот факт наблюдался экспериментально на высоких частотах от 150 кГц до 1 МГц в работе [25], где отмечалось, что кривые зависимости коэффициента затухания от частоты для продольных волн в нижних и верхних пористых слоях пакового льда имеют гораздо больший наклон (около 20 дБ/м при изменении частоты на 100 кГц), чем кривые затухания в средних слоях (порядка 7 дБ/м на 100 кГц). Опыты, проведенные в работе [37], также подтверждают то обстоятельство, что пористость и водонасыщенность льда увеличивают затухание звука.

Затухание звука в твердом теле называется также рассеянием звуковой энергии на неоднородностях среды (низкочастотная часть затухания), на кристаллитах (средние и высокие частоты) и на молекулах (УВЧ). Поскольку лед имеет кристаллитную структуру при значительном содержании соляных каналов и газовых полостей, то рассеяние внутри льда в некотором диапазоне частот должно давать существенный вклад в затухание звука [51, 52].

Рэлеевское некогерентное рассеяние (малые рассеиватели находятся друг от друга на расстояниях, больших по сравнению с длиной волны) приводит к тому, что коэффициент затухания звука пропорционален четвертой степени частоты ($\Delta \sim \omega^4$)

[48-52].

К такой же частотной зависимости приводит рассеяние на анизотропных кристаллах, когда их размер меньше длины волны [47]. Если размеры рассеивателей и расстояния между ними малы по сравнению с длиной волны, то расчеты [52] дают значение коэффициента затухания Δ ~ ω^2 .

Резонансные свойства кристаллитов, соляных полостей и воздушных включений также будут давать вклад в затухание звука во льду.

Обращаясь к результатам экспериментов, необходимо отметить, что во всех работах приведены значения коэффициентов затухания, усредненные по длине базы измерения, вследствие чего данные, полученные пари прозвучивании поперек слоя льда, представляют собой значения коэффициентов затухания, усредненные по толщине льда, в то время как при продольном прозвучивании определяется коэффициент затухания в основном в том слое ледового покрова, где затухание наименьшее.

Как показывают эксперименты, коэффициент затухания, измеренный при продольном прозвучивании примерно в 2-3 раза меньше коэффициента затухания, полученного в результате прозвучивания поперек слоя льда. Такое различие можно объяснить неоднородностью коэффициента затухания по толщине льда: в средних слоях пакового льда затухание минимально, с приближением к границам коэффициент затухания возрастает.

Обобщая экспериментальные данные, приведенные в п.п. 2.2.1 и 2.2.2, а также результаты анализа различных механизмов поглощения звука во льду, представим эмпирическую зависимость от частоты f коэффициента затухания звуковых колебаний Δ в морском льду в виде полинома (аналогично затуханию в пресном льду [24]):

$$\Delta = A_0 + A_1 \cdot f^{0,5} + A_2 \cdot f + A_3 \cdot f^2 + A_4 \cdot f^4.$$
(2.25)

Для оценки коэффициента затухания на любом горизонте ледового покрова необходимо знать распределение A_i по толщине льда. Коэффициенты A_i, определяемые свойствами льда, могут изменяться также и во времени (сезонная изменчивость).

В средних слоях ледового покрова коэффициент A_0 , обусловленный пластическим течением, и коэффициент A_2 , определяющий гистерезисную часть затухания, будут, повидимому, преобладать над остальными коэффициентами на частотах от 1 до 15 кГц. С повышением частоты роль двух последних членов в формуле (2.25) будет возрастать (затухание за счет рассеяния на воздушных включениях в этих слоях льда).

С переходом к нижним слоям A_0 будет уменьшаться за счет увеличения размеров кристаллитов и уменьшения скорости упругих волн (см. формулы (2.22) и (2.24)). В то же время может возрасти коэффициент A_2 вследствие увеличения остаточной деформации с повышением пористости, что означает увеличение роли гистерезисной части поглощения. С приближением к самым нижним водонасыщенным слоям затухание в основном будет определяться пористостью льда, а так как поры в этих слоях будут иметь вид длинных тонких соединяющихся каналов (солевые протоки), а не замкнутых полостей, как в вышележащих слоях, то поглощение будет обусловлено потерями при движении рассола в каналах. Поэтому возрастет роль коэффициента A_1 .

В верхних слоях льда затухание также возрастет вследствие увеличения пористости. Но при этом следует ожидать, что коэффициент A_1 будет несколько меньшим, чем в нижних слоях льда. Это связано с тем, что заполнителем пор в верхних слоях является воздух, обладающий меньшей вязкостью, чем рассол, и, следовательно, меньшими потерями при движении в порах под действием упругой волны. Вместе с тем с увеличением числа и размеров воздушных пузырьков должна значительно возрасти часть затухания, обусловленная рассеянием, и гистерезисная часть.

Недостаток экспериментальных данных не позволяет произвести количественных оценок распределения затухания по толщине естественного морского льда, можно лишь оценить пределы изменения коэффициента затухания продольных волн в толще ледового покрова. На рис. 33 штриховкой обозначена область изменения коэффициента затухания Δ в дБ/м в паковом льду. Нижняя кривая отображает частотную зависимость Δ в среднем слое льда (формула 2.12). Верхняя кривая относится к нижним граничным слоям за исключением тонкого слоя, непосредственно примыкающего к воде (ажурный слой). Пунктирная кривая представляет собой частотную зависимость коэффициента затухания в верхних слоях пакового льда. Верхняя и пунктирная кривые получены экстраполяцией экспериментальных данных о коэффициенте затухания продольных волн на высоких частотах в соответствующих слоях. Экстраполяция этих данных, приведенных в работе

[25], проведена на основе вышеизложенного анализа с учетом гистерезисных и пластических свойств льда, проявляющихся на звуковых частотах.



Рис. 33. Область изменения частотной зависимости коэффициента затухания продольных волн в тоще пакового арктического льда. Пунктирная кривая – коэффициент затухания в верхних слоях льда.

2.3. Акустические характеристики снегового покрова.

Снеговой покров ледовых полей оказывает существенное влияние на температурный режим дрейфующего льда, что в свою очередь сказывается на распределении акустических характеристик по толщине ледового покрова. Кроме того, слой снега, как мы увидим в главе IV, влияет на коэффициент отражения звуковой волны, падающей на нижнюю поверхность льда. В связи с этим некоторые сведения об акустикомеханических характеристиках снега будут весьма полезны при интерпретации частотноугловой зависимости коэффициента отражения звука от пакового дрейфующего льда.

В этом параграфе приведены основные необходимые в дальнейшем результаты экспериментальных исследований упругих и неупругих свойств снегового покрова, изложенные в работах [24, 25, 29, 68, 72, 73, 74].

Прежде всего следует указать на большие пределы изменения плотности арктического снега. Наиболее плотные слои снега находятся вблизи границы ледового покрова, плотность снега в этих слоях может доходить до 0,6 г/см³ (старый слежавшийся снег). Плотность верхних слоев свежевыпавшего снега не превышает 0,20 – 0,25 г/см³. С течением времени и, главным образом, под действием ветра плотность снега растет и достигает средней по толщине величины 0,35 – 0,40 г/см³.

В ряде работ отмечается, что скорость продольных волн в снегу зависит от его плотности и внутренней структуры. На рис. 34 приведена обобщенная типовая зависимость скорости продольных волн от плотности исследуемого снега. Эта зависимость скорости звука от плотности хорошо согласуется с выводами теории распространения акустических волн в пористых средах [34] и, в частности, применительно к случаю распространения волн в снегу была объяснена в работах [25, 74]. Характерный для пористых сред минимум скорости распространения упругих волн соответствует плотности снега, при которой двухкомпонентная система (снежные кристаллы и воздух, заполняющий поры) становится плохо связанной.



Рис. 34. Зависимость скорости продольных волн в снегу от его плотности [74]:

С_л – скорость звука во льду;

С_в – скорость звука в воздухе;

 $\rho_{\scriptscriptstyle B}-$ плотность воздуха.

Данных о частотной зависимости коэффициента затухания звука в снегу в литературе имеется весьма мало. В работе [68] приведены результаты измерений динамических модулей вязкости и механических потерь в образцах из искусственного снега плотностью 0,48 г/см³ при температуре –4° С: в диапазоне частот от 0,5 до 0,6 кГц коэффициент затухания продольных волн может быть описан эмпирической формулой:

$$\Delta \approx 3.5 \ \sqrt{f} \ , \tag{2.26}$$

где Δ – коэффициент затухания в дБ/м; f – частота в кГц.

Таким образом, снег по своим свойствам может оказывать существенное влияние на отражение и рассеяние звука от льда, и поэтому при расчетах звуковых полей в подлёдном пространстве необходимо принимать во внимание наличие на поверхности льда снежного покрова.

Глава III

РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ЗВУКА ОТ ЛЕДОВОГО ПОКРОВА

3.1. Математическая постановка задачи построения тонкослоистой модели ледового покрова

Коэффициент отражения звуковой волны ото льда является с точки зрения гидроакустики одной из наиболее важных характеристик ледового покрова, влияющей на звуковое поле в Арктическом бассейне. Ещё в ранних экспериментальных исследованиях звукоотражающих свойств ледового покрова было замечено, что коэффициент отражения существенно зависит от частоты и подвержен сезонной изменчивости [11, 12].

Экспериментальные исследования акустико-механических свойств дрейфующего льда выявили, как было показано в главах I и II настоящей работы, сильную слоистую неоднородность ледового покрова. Акустические параметры (плотность, скорости и коэффициент затухания продольных и сдвиговых волн), функцией которых является коэффициент отражения, непрерывно изменяется по толщине льда.

Теоретическое рассмотрение задачи об отражении звука ото льда, необходимое правильной постановки эксперимента, интерпретации как лля так И лля экспериментальных результатов, должно предусматривать разработку модели ледового покрова и алгоритма расчета коэффициента отражения звука от нее. Параметры адекватной реальному льду модели должны быть выбраны таким образом, чтобы расчетные кривые коэффициента отражения с определенной точностью описывали бы поведение опытных данных. Строгое решение задачи об отражении звука от сред с непрерывным изменением по толщине акустических параметров сопряжено с математическими трудностями и сводится к решению либо уравнений типа Рикатти [75, 76] с соответствующими граничными условиями, либо волновых уравнений также с соответствующими условиями на границах. При непрерывном изменении по толщине упругих параметров среды в тех случаях, когда их зависимость от вертикальной координаты может быть выражена аналитически, удобно использовать импедансный метод расчёта коэффициента отражения [85]. В этом случае коэффициент отражения вычисляется по исходным импедансам среды, которые определяются из системы трёх нелинейных дифференциальных уравнений, не содержащих производных по координате от переменных параметров среды и решаемых в общем случае численными методами (с использованием компьютера).

Численное интегрирование уравнений приводит к необходимости дискретизации параметров реальной среды, к выбору оптимального шага интегрирования. Поскольку дискретизация функций неизбежна, задачу об отражении волн от слоисто-неоднородной среды можно решать путем разбиения последней на некоторое число соприкасающихся друг с другом плоскопараллельных слоёв [75]. При переходе от слоя к слою свойства среды будут меняться скачком. Устремляя толщину слоёв к нулю, а их число к бесконечности, мы будем все более приближаться к реальной среде, и коэффициент отражения от такой модели будет стремиться к истинному коэффициенту отражения. Вычисление коэффициента отражения от совокупности упругих однородных слоёв может быть относительно несложным, если использовать матричный метод и рекуррентные соотношения, связывающие амплитуды волн в соседних слоях [75-79].

Таким образом, ставится задача построения дискретной модели реальной среды, при которой не вносится заметных искажений в поле отражённых волн, что равносильно несущественному различию в коэффициентах отражения $V(\omega)$ и $\tilde{V}(\omega)$ соответственно от реальной среды и ее модели в исследуемой полосе частот $\omega_1 \le \omega \le \omega_2$.

Выбор критерия, при котором допустимы какие-либо различия в волновой картине, определяется поставленной практической задачей и зависит от требуемой точности ее решения. В качестве критерия малой различимости двух негладких функций $V(\omega)$ и $\tilde{V}(\omega)$ таких, что в интервале { ω_1 , ω_2 } функции могут иметь несколько минимумов или нулей, целесообразно применить равномерный (Чебышевский) критерий близости [80-82]. По этому критерию функция $\tilde{V}(\omega)$ выбирается таким образом, чтобы величина

 $\varepsilon_v = \max |V(\omega) - \tilde{V}(\omega)|$ была меньше сколь угодно малой заданной величины $\varepsilon < 1$ на всём интервале рабочих частот { ω_1, ω_2 }. Значение величины ε , которая определяет погрешность вычислений, естественно выбрать не меньшим, чем ошибка экспериментальных измерений коэффициента отражения. Забегая несколько вперёд, заметим, что в экспериментах абсолютная погрешность определения коэффициента отражения не превышала 0,08-0,10. Поскольку различие коэффициентов отражения от реальной среды и её модели увеличивается с ростом частоты то в качестве критерия малой различимости коэффициентов отражения V(ω) и $\tilde{V}(\omega)$ примем условие

$$\varepsilon_{\rm v} = |V(\omega_{\rm rp}) - \tilde{\mathbf{V}}(\omega_{\rm rp})| \le \varepsilon \approx 0, 1, \tag{3.1}$$

где ω_{rp} – верхняя граничная частота исследуемого диапазона.

При численном решении задачи об отражении звука от слоисто-неоднородного упругого слоя реальные кривые распределения его акустических параметров заменяются более простыми функциями, для которых коэффициент отражения рассчитывается сравнительно легко. В нашем случае такими функциями являются кусочно-постоянные (ступенчатые) функции, и модель ледового покрова выбирается в виде совокупности упругих плоскопараллельных однородных слоёв. Акустические параметры (плотность, скорости распространения и коэффициенты затухания упругих волн) в каждом слое считаются постоянными и равны некоторым значениям, лежащим в интервале между минимальным и максимальным значениями реальных кривых распределения указанных параметров в пределах каждого слоя. Толщина каждого слоя (участка дискретизации) и, следовательно, число слоёв зависит от необходимой точности решения задачи и определяется допустимой погрешностью в определении коэффициентов отражения от реальной среды и ее модели (например, из условия (3.1)).

Оценка погрешности вычисления коэффициента отражения, как в любой другой функции, являющейся решением дифференциального или интегрального уравнения, представляет собой очень сложную математическую задачу, когда переменные коэффициенты (параметры) уравнений аппроксимируются некоторыми функциями. Проведём здесь весьма приближённую оценку погрешности в определении коэффициента отражения, когда реальная среда с непрерывным изменением её акустических параметров по толщине заменяется кусочно-однородной моделью.

Поле отражённых акустических волн определяется характером распределений в отражающей среде плотности, скоростей распространения и затухания звука. Если пространственные относительные изменения плотности малы по сравнению с изменением волнового числа, то основные черты волновой картины поля определяются именно распределением волнового числа в среде [63,75]. Кроме того, если коэффициенты затухания (мнимая часть волнового числа) упругих волн малы по сравнению с действительной частью волнового числа и относительные пространственные изменения коэффициентов малы по сравнению с изменениями скоростей распространения упругих волн, зависимость коэффициентов отражения от частоты и координаты будет определяться в основном распределением скоростей упругих волн по координате.

Из приведённых в предыдущих главах кривых распределения плотности и скоростей упругих волн по толщине льда можно увидеть, что на одних и тех же горизонтах ледового покрова относительные изменения плотности малы по сравнению с

67

изменениями скоростей. Что касается коэффициентов затухания, то экспериментальные данные позволяют сделать заключение лишь о малой мнимой части волнового числа по сравнению с его действительной частью в диапазоне частот от 1 до 15 кГц. В связи с этим мы ограничимся рассмотрением изменений только скорости звука по вертикали и будем исследовать поведение коэффициента отражения при нормальном падении плоской звуковой волны на границу раздела между полубесконечной средой и выбранной нами моделью. Это не ограничивает общности постановки задачи, поскольку в случае наклонного падения волны на границу раздела жидких сред достаточно заменить волновое число K_i на $K_i \cos \theta_i$, где θ_i – угол преломления на границе i-го слоя, легко рассчитываемый по закону Снеллиуса через заданный угол падения 90. Аналогично этому могут быть рассчитаны жидкие среды с поглощением, если ввести комплексную добавку в волновое число. При нормальном падении плоской звуковой волны на границу с твёрдой средой сдвиговые волны в отражении не участвуют, и рассуждения сохраняют силу. В случае расчета твёрдых поглощающих сред при наклонном падении звуковой волны на границу раздела возникают трудности вычислительного характера по причине громоздкости математических выражений, хотя ход рассуждений в принципе также может сохраниться.

3.2. Выбор оптимального шага дискретизации.

Представим себе, что слоисто-неоднородный по скорости звука ледовый покров толщины Н разбит на N плоскопараллельных слоёв с номерами 1, 2, ..., N. Средам, ограничивающим ледовый покров, припишем номера 0 (верхняя среда – воздух) и N + I (нижняя среда – вода). Пусть на границу нижнего слоя номера N под нулевым углом падает плоская волна, плоскость падения которой совпадает с плоскостью XZ. Ось Z считаем направленной перпендикулярно к границам слоёв.

Рассмотрим произвольный слой номера п. При достаточно малой толщине слоя ΔZ_n можно считать, что в его пределах градиент скорости звука C(z) мало отличается от постоянного. Тогда нетрудно показать, что имеет место рекуррентное соотношение, связывающее коэффициент отражения на верхней границе этого слоя (V_{n-1}) с коэффициентом отражения на нижней границе (V_n):

$$V_{n} = \frac{V_{0n} + V_{n-1} \exp(2i\Phi_{0n})}{1 + V_{0n}V_{n-1}},$$
(3.2)

где Φ_{0n} – фаза коэффициента отражения V_{0n} от слоя с постоянным градиентом скорости, когда коэффициент отражения на верхней границе слоя равен нулю.

Выражение для V_{0n} известно [75, 83]:

$$V_{0n} = \frac{i}{2} \cdot \frac{\mu^{2i\alpha} - 1}{(\alpha + \sigma) + (\alpha - \sigma) \cdot \mu^{2i\alpha}},$$
(3.3)

где $\mu = \frac{\mathbf{c}_{n-1}}{\mathbf{c}_n}$; $\sigma = \frac{\omega \Delta \mathbf{z}_n}{\Delta \mathbf{c}_n}$; $\mathbf{a} = \sqrt{\sigma^2 - 0,25}$; $\Delta \mathbf{c}_n = |\mathbf{C}_n - \mathbf{C}_{n-1}|$;

С_{n-1} и С_n – скорости звука соответственно на верхней и нижней границах слоя; ω – круговая частота. Модуль коэффициента отражения равен:

$$\left|\mathbf{V}_{0n}\right| = \frac{\left|\sin(\boldsymbol{\alpha} \ln \boldsymbol{\mu})\right|}{\sqrt{\sin^{2}(\boldsymbol{\alpha} \ln \boldsymbol{\mu}) + 4\boldsymbol{\alpha}^{2}}} \quad ; \qquad \text{при } \boldsymbol{\sigma} \ge 0,5 \tag{3.4}$$

$$|V_{0n}| = \frac{|\mathrm{sh}(a^* \ln \mu)|}{\sqrt{\mathrm{sh}^2(a^* \ln \mu) + 4a^{*2}}}; \text{при } \sigma < 0,5$$
(3.5)

где $a^* = \sqrt{0,25 - \sigma^2}$

На высоких частотах, когда $\sigma >> 0,5$, модуль коэффициента отражения от слоя с постоянным градиентом равен

$$\left| \mathbf{V}_{0n} \right| \approx \frac{0.5 \left| \sin(\sigma \ln \mu) \right|}{\sigma} \quad . \tag{3.6}$$

При дискретизации этот градиентный слой заменяется однородным слоем такой же толщины ΔZ_n (шаг дискретизации), скорость распространения звука в котором C_{ncp} равна среднему геометрическому скоростей C_{n-1} и C_n . С переходом границ скорость звука меняется от C_{ncp} до значения C_{n-1cp} (на верхней границе) и до значения C_{n+1cp} (на нижней). Коэффициент отражения на нижней границе однородного слоя будет выражаться формулой, аналогичной (3.2.):

$$\widetilde{\mathbf{V}}_{n} = \frac{\widetilde{\mathbf{V}}_{0n} + \widetilde{\mathbf{V}}_{n-1} \exp(2i\widetilde{\Phi}_{0n})}{1 + \widetilde{\mathbf{V}}_{0n}\widetilde{\mathbf{V}}_{n-1}} \quad , \qquad (3.7)$$

где $\widetilde{\mathbf{V}}_{n-1}$ – коэффициент отражения на верхней границе однородного слоя, $\widetilde{\Phi}_{0n}$ – фаза коэффициента отражения $\widetilde{\mathbf{V}}_{0n}$ от однородного слоя при $\widetilde{\mathbf{V}}_{n-1} = 0$. $\widetilde{\mathbf{V}}_{0n}$ определяется известной формулой (см., например, [75]):

$$\widetilde{V}_{0n} = \beta \frac{1 + \exp(2ik_{ncp}\Delta z_n)}{1 + \beta^2 \exp(2ik_{ncp}\Delta z_n)}, \qquad (3.8)$$

где
$$\beta = \frac{\sqrt{\mu} - 1}{\sqrt{\mu} + 1}$$
, $k_{ncp} = \frac{\omega}{c_{ncp}}$, $c_{ncp} = \sqrt{c_n \cdot c_{n-1}}$.

Найдем абсолютную ошибку в определении коэффициента отражения на нижней границе слоя номера n при замене слоя с постоянным градиентом скорости слоем с постоянной скоростью С_{ncp}. Для этого вычтем (3.7) из (3.2) и возьмем модуль разности этих выражений. Тогда

$$\begin{split} \epsilon_{n} &= |V_{n} - \tilde{V}_{n}| = \left| \frac{V_{0n} + V_{n-1} \exp(2i\Phi_{0n})}{1 + V_{0n} V_{n-1}} - \frac{\widetilde{V}_{0n} + \widetilde{V}_{n-1} \exp(2i\overline{\Phi}_{0n})}{1 + \widetilde{V}_{0n} \widetilde{V}_{n-1}} \right| \leq \\ &\leq |V_{n-1} - \tilde{V}_{n-1}| \cdot \xi_{n} + \epsilon_{0n} = -\xi_{n} \cdot \epsilon_{n-1} + \epsilon_{0n} \quad , \end{split}$$
(3.9)
$$\mathsf{Fge} \qquad \xi_{n} &= \left| \frac{\exp(2i\Phi_{0n}) - V_{0n} \widetilde{V}_{0n}}{(1 + V_{0n} V_{n-1})(1 + \widetilde{V}_{0n} \widetilde{V}_{n-1})} \right|; \\ &\epsilon_{0n} &= \left| \left(V_{0n} - \widetilde{V}_{0n} \right) \frac{1 - V_{n-1} \widetilde{V}_{n-1} \exp(2i\Phi_{0n})}{(1 + V_{0n} V_{n-1})(1 + \widetilde{V}_{0n} \widetilde{V}_{n-1})} + \frac{\widetilde{V}_{n-1} \left(\exp(2i\Phi_{0n}) - \exp(2i\overline{\Phi}_{0n}) \right)}{1 + \widetilde{V}_{0n} \widetilde{V}_{n-1}} \right|. \end{split}$$

Полученное выражение представляет собой рекуррентную формулу, связывающую погрешность ε_{n-1} на верхней границе слоя с погрешностью ε_n на его нижней границе. Коэффициент ξ_n , который может быть как больше, так и меньше единицы, показывает, во сколько раз увеличилась или уменьшилась ошибка, допущенная на верхней границе слоя, при переходе к нижней границе т.е., иными словами, характеризует процесс распространения ошибки. Слагаемое ε_{0n} представляет собой погрешность, допущенную при замене слоя с линейным градиентом скорости звука слоем с постоянной скоростью, т.е. характеризует процесс возникновения ошибки в слое в результате аппроксимации.

Подставив в (3.9) значения V_{0n} (3.3) и \tilde{V}_{0n} (3.8), получим очень громоздкое выражение для оценки погрешности ε_n , приближенный анализ которого при малых V_{0n}

 $(\beta << 1)$ дает следующую рекуррентную формулу:

$$\varepsilon_{n} \tilde{<} \varepsilon_{n-1} + \frac{\Delta c_{n}}{2c_{ncp}} \cdot \frac{1}{6} \left(k_{ncp} \Delta z_{n} \right)^{2}.$$
(3.10)

Применим формулу (3.10) ко всем слоям последовательно с первого до последнего (номера N) слоя, считая, что погрешность ε_0 на верхней границе первого слоя равна нулю. Общая погрешность будет равна

$$\varepsilon_{v} = \varepsilon_{N} \le \frac{1}{12} \sum_{n=1}^{N} \frac{\Delta c_{n}}{c_{ncp}} (k_{ncp} \cdot \Delta z_{n})^{2} \qquad (3.11)$$

Выберем теперь шаг дискретизации ΔZ_n таким образом, чтобы величина $\Lambda = \frac{\Delta c_n}{c_{ncp}} \cdot k_{ncp}^2 \Delta z_n$ была постоянной в каждом слое, т.е.

$$\Lambda = \frac{\Delta c_{n}}{c_{ncp}^{3}} \cdot \omega^{2} \Delta z_{n} = \text{const.}$$
(3.12)

Тогда Л можно вынести за знак суммы, и (3.11) запишется в виде:

$$\varepsilon_{v} = \frac{1}{12} \Lambda \sum_{n=1}^{N} \Delta z_{n}^{2} = \frac{1}{12} \Lambda H.$$
(3.13)

Поставив (3.13) в (3.1), получим условие, определяющее шаг дискретизации:

$$\frac{\Delta c_n}{c_{ncp}^3} \cdot \Delta z_n \le \frac{1,2}{H\omega_{rp}^2} .$$
(3.14)

Из условия (3.14) вытекает способ деления неоднородного ледового покрова на однородные слои. Толщина каждого однородного слоя (шага дискретизации) определяется последовательно, начиная с верхней границы. Число слоёв для каждого конкретного вида распределения C(Z) также можно определить, исходя из условия (3.14). Так, например, при толщине ледового покрова 3 метра и верхней граничной частоте звука 10 кГц толщина каждого однородного слоя выбирается такой, чтобы в пределах этого слоя величина $\frac{\Delta c_n}{c_{ncp}^3} \cdot \Delta z_n$ не превышала 10⁻⁴. Толщина однородного слоя примерно равна $\Delta z_n \approx H/N$; для распределения C(Z), почти симметричного относительно середины ледового

соответственно максимальное и минимальное значения скорости звука в ледовом покрове; $C_{max} - C_{min} \approx 2 \text{ км/сек.}$ Подставив отсюда значения ΔZn , ΔCn , Cn_{cp} в формулу (3.14), получим для $f_{rp} = 10 \text{ к}\Gamma$ ц: $\Delta z_n \le 0.13 \frac{c_{ncp}}{f_{rp}} \cdot \sqrt{\frac{c_{ncp}}{c_{max} - c_{min}}} \approx 5.8 \text{ см}; N \ge 1.25 \frac{\omega H}{c_{ncp}} \sqrt{\frac{c_{max} - c_{min}}{c_{ncp}}} \approx 52$

Число слоёв для других распределений C(Z), приведенных на рис. 16-21, мало отличается от этой цифры и лежит в пределах от 48 до 56.

Проверка правильности критерия (3.14) была проведена на ЭВМ для разных видов распределений скорости звука по толщине, допускающих точное решение задачи таких, например, как линейные распределения скорости звука, а также для случаев, когда кривая изменения скорости по толщине представляет собой параболу второй, третьей и четвертой степени [84] (см. пример на рис. 35).




Для указанных видов C(Z) в случае жидких слоёв были приведены расчеты коэффициентов отражения при других углах падения, которые также подтвёрдили правильность выбора шага дискретизации из условия (3.14). Заметим, что чем больше угол падения, тем меньшее число слоёв требуется при дискретизации [79]. Проводилась также проверка критерия (3.14) для упругих неоднородных слоёв с потерями при разных углах падения. Распределения скоростей упругих волн по толщине задавались в виде парабол второй и четвертой степени. По формуле (3.1) сравнивались модули коэффициентов отражения от дискретной слоистой модели с истинным коэффициентом отражения при постепенном удваивании числа слоёв. В качестве истинного принимался такой коэффициент отражения от модели, который при дальнейшем удвоении числа слоёв практически оставался без изменения. Проведенные расчеты показали пригодность критерия (3.14) для целей дискретизации неоднородной упругой среды.

Таким образом, модель ледового покрова можно представить в виде совокупности N упругих однородных плоскопараллельных слоёв, толщина которых Δ Zn зависит от заданной частоты звуковой волны ω_{rp} , от толщины ледового покрова H и от вида распределения акустических параметров по толщине льда. Акустические параметры каждого слоя (плотность, скорости и коэффициенты затухания упругих волн) определяются их зависимостью от глубины погружения в лед и принимаются равными средним значениям указанных параметров на длине шага дискретизации.

3.3. Численное решение задачи об отражении звука от ледового покрова

Модель ледового покрова в виде совокупности упругих однородных плоскопараллельных слоёв позволяет решить на ЭВМ задачу об отражении звука от ледового покрова матричным методом [75-78, 86]. Программа расчета на ЭВМ, описанная в работе [86] и реализующая матричный метод, пригодна для вычисления коэффициента отражения от совокупности слоёв, когда затухание звука в них невелико и их общая толщина не слишком велика по сравнению с длиной волны. Для уменьшения погрешности вычислений в тех участках программы, где происходит вычитание двух близких по величине чисел, автором настоящей работы была составлена программа REFLEX на языке ФОРТРАН с двойной точностью [16, 18, 87]. Входными параметрами этой программы, также использующей матричный метод, являются число и толщины слоёв, плотности материала слоёв и окружающих сред, скорости и коэффициенты затухания в каждом слое (причем частотная зависимость коэффициентов затухания может быть произвольной), частота, скорости и коэффициенты затухания в окружающих средах, угол падения волны.

В программе предусмотрена также возможность ввода акустических параметров в виде аналитических функций или таблиц. В этом случае программа производит дискретизацию параметров неоднородной среды в соответствии с условием (3.14) и автоматически выбирает шаг дискретизации.

Выходные параметры программы: модуль, фаза, действительная и мнимая части коэффициента отражения.

На рис. 36 и 37 показаны результаты некоторых расчетов коэффициента отражения плоской звуковой волны от слоя льда по программе REFLEX.



Рис. 36. Угловая зависимость коэффициента отражения звука ото льда толщиной 3 метра для частоты 1 кГц (расчетные кривые (а) для разных распределений скорости звука по толщине льда (б)).



Рис. 37. Частотная зависимость модуля и косинуса фазы коэффициента отражения от слоя льда толщиной 3 метра при нормальном падении звука на границу вода-лед:

····· эксперимент на «СП-18» 5 января 1971 г.;

______ теоретическая кривая, рассчитанная по распределению скорости, изображенному на рис. 36 пунктиром

Расчетная модель ледового покрова состояла из 50 твёрдых однородных слоёв; распределение скоростей упругих волн по слоям соответствовало распределению скоростей по толщине льда в зимний период. Частотная зависимость коэффициентов затухания во льду в непер/м выбиралась в виде

$$\Delta \mathbf{l}_{n} = A_{1n} + A_{2n} f \qquad - для продольных волн, \qquad (3.15)$$

$$\Delta t_n = B_{1n} + B_{2n} f + B_3 n f^2$$
 — для сдвиговых волн,

гдеf – частота в кГц.

Для коэффициентов A_{in} и B_{in} , зависящих от глубины погружения в лед, были приняты следующие значения: $B_{3n} = 0,001$ по всей толщине льда; остальные коэффициенты постепенно увеличивались с приближением к границам льда в зависимости от уменьшения скорости как

$$A_{2n} = 0.5 B_{2n} = 0.005 \cdot \gamma_n^{3}(z);$$

$$A_{1n} = 0.5 B_{1n} = 0.05 \cdot \gamma_n(z),$$
(3.16)

где $\gamma_n(z) = \text{Cmax/Cn}_{cp}$, Cmax – скорость продольных волн в среднем слое льда, где затухание считалось наименьшим. Основанием для такого выбора коэффициентов послужили экспериментальные эмпирические кривые частотной зависимости затухания в толще льда (рис. 33). Коэффициент затухания звука (в непер/м) в верхнем слое ледового покрова, представляющего собой слой снега толщиной 20 см, был выбран согласно работе [68] в виде

$$\Delta l_1 = 0, 5 \cdot \Delta t_1 = 0, 4\sqrt{f} , \qquad (3.17)$$

где *f* – частота в кГц. Коэффициенты затухания в непер/м в самом нижнем слое льда толщиной 10 см выбирались согласно работе [37] в виде:

$$\Delta l_{\rm N} = 0.5 \cdot \Delta t_{\rm N} = 0.8 \sqrt{f} \ . \tag{3.18}$$

Распределение плотности соответствовало средней кривой, лежащей внутри заштрихованной области рис. 6. Скорости сдвиговых волн были выбраны равными половине продольных.

При других расчетах использовались модели льда, состоящие из 50 однородных слоёв для распределений скорости, изображенных на рис. 38 и из 70 слоёв для распределений скорости, приведенного на рис. 39.



Рис. 38. Частотная зависимость модуля коэффициента отражения |V| от пакового льда толщиной 2,8 метра на дрейфующей станции «СП-13Ф» 11 марта 1966 г.

экспериментальные точки;

____ расчетная кривая;

Вверху – распределение по толщине льда плотности ρ и скорости продольных волн C, принятые в расчетах;

Точки на графике C(Z) соответствуют измеренным значениям скорости звука во льду 12 марта 1966 г. (рис. 20).



Рис. 39. Частотная зависимость модуля коэффициента отражения |V| от пакового льда толщиной 4 метра со слоем снега толщиной 0,5 метра на дрейфующей станции «СП-13Ф» 11 апреля 1966 г.

•••••••••• экспериментальные точки;

_____ расчетная кривая для распределения скорости продольных волн C(Z),

изображенного вверху; принятое в расчетах распределение плотности аналогично кривой ρ(Z) на рис. 38.

Коэффициенты затухания для случая, показанного на рис. 37, задавались выражениями (3.15) - (3.17); в случае кривых рис. 38 и 39 частотная зависимость коэффициента затухания выбиралась в виде (для продольных волн в непер/м):

$$\Delta l_{n} = A_{1n} + A_{2n} \cdot \sqrt{f} + A_{3n} \cdot f.$$
(3.19)

Для коэффициентов A_{in}, зависящих от глубины погружения в лед, были приняты следующие значения:

$$A_{3n} = 0,005 \cdot \gamma_n^2(Z)$$
 – для всех слоёв;

 $A_{2n} = 0$ – для слоёв, лежащих ниже горизонта Z = 30 см;

 $A_{2n} = 0,006 \cdot \gamma_n^3(Z)$ – для слоёв, расположенных на глубине от 0 до 30 см (снег и прилегающие к нему пористые слои льда);

 $A_{1n} = 0.05 \cdot \gamma^3_{n}(Z)$ – для слоёв, лежащих в пределах 20 см от воды;

 $A_{1n} = 0.05$ — на остальных горизонтах.

Такой подбор коэффициентов *A*_{in} обеспечивал наилучшее совпадение расчетных модулей коэффициентов отражения с экспериментальными данными. Следует отметить, что небольшие отклонения в распределении скоростей звука по толщине (порядка 10-20%) приводят, как видно из рис. 36, к значительным изменениям частотно-угловой зависимости коэффициента отражения.

Сравнение расчетных кривых с экспериментальными данными и качественный анализ зависимости коэффициента отражения от частоты и угла падения проведены в следующей главе.

Глава IV.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЛОКАЛЬНЫХ ЗВУКООТРАЖАЮЩИХ СВОЙСТВ ПАКОВОГО АРКТИЧЕСКОГО ЛЬДА.

4.1. Методика измерений коэффициента отражения и условия проведения опытов

Измерения коэффициента отражения проводились методом стоячих волн, поскольку он является наиболее доступным и в достаточной степени разработанным методом для определения локальных отражательных характеристик ледового покрова [11-13]. Сущность метода вкратце заключается в следующем: в звуковом поле интерференции падающей и отраженной плоских волн вдоль прямой, перпендикулярной границе раздела вода-лед, перемещается измерительный гидрофон для непрерывной регистрации звукового давления в функции координаты, в результате чего на ленте самописца уровня регистрируется амплитуда звукового поля стоячих волн с характерным чередованием минимумов и максимумов, соответствующих узлам и пучностям звукового давления. Модуль коэффициента отражения |V| и его фаза ф определяются формулами:

$$|\mathbf{V}| = \frac{1 - \gamma}{1 + \gamma},$$

$$\varphi = -2k_0 z_0 \cos \theta_0 + (2n + 1)\pi,$$
(4.1)

где γ = Pmin/Pmax – отношение амплитуд звуковых давлений в узле и пучности стоячей волны соответственно; k₀ – волновое число в воде; z₀ – расстояние узла стоячей волны до отражающей границы; 9₀ – угол падения плоской волны; n = 1, 2, 3, С поправкой на сферичность волны (см., например, [11]) формулы (4.1) запишутся в виде:

$$|\mathbf{V}| \approx \frac{1 - \sigma(1 - \gamma^{2}) - \sqrt{\sigma(1 - \gamma^{2}) + \gamma^{2}}}{1 + \sigma(1 - \gamma^{2}) + \sqrt{\sigma(1 - \gamma^{2}) + \gamma^{2}}},$$

$$\varphi = -2k_{0}z_{0}\cos\theta_{0} + (2n + 1)\pi + \arcsin\frac{(1 - |\mathbf{V}|^{2})}{2k_{0}R|\mathbf{V}|\cos\theta_{0}},$$
(4.2.)

где $\sigma = z_0/R$, R – расстояние от источника звука до отражающей границы.

Приведенными формулами для вычисления коэффициента отражения можно пользоваться в случае либо отсутствия, либо пренебрежимо малого влияния боковых волн. Эти волны, как известно (см., например, [75]), могут давать ощутимый вклад в звуковое поле, регистрируемое приемником при измерениях на углах падения 9, превышающих угол полного внутреннего отражения ϑ_{kp} . Разумеется, принципиально возможно вычислить коэффициент отражения с учетом боковой волны, но расчет при этом становится настолько громоздким, что практически гораздо удобнее проводить эксперимент в условиях несущественного влияния боковых волн.

При измерениях на углах, меньших угла полного внутреннего отражения $(\vartheta < \vartheta_{\kappa p})$, боковая волна отсутствует (не попадает в приемник), и вычисление производится по формулам (4.2).

Если $\vartheta > \vartheta_{\kappa p}$, то выражения (4.2) также будут справедливы, если источник звука отнести на достаточно большое по сравнению с z_0 расстояние г от приемника, поскольку амплитуда боковых волн убывает вдоль отражающей границы с расстоянием приблизительно по закону $1/(k_0 r^{2})$, в то время как прямые и отраженные волны убывают как 1/г [75].

В области углов 9 ~ $9_{\kappa p}$ ошибка в определении коэффициента отражения будет наибольшей, так как амплитуда боковой волны в этом случае будет убывать гораздо медленнее, а именно как 1/r(k₀r)^{1/4} [75]. Однако с увеличением частоты и расстояния г влияние боковой волны будет уменьшаться, в результате чего будет уменьшаться также ошибка в вычислении коэффициента отражения по формуле (4.2.).

В соответствии с изложенным методика измерения коэффициента отражения была несколько изменена по сравнению с той, которая описана в работе [11]. Приемнорегистрирующая часть была в основном такая же, как и на дрейфующей станции «СП-8» [11]. Прием звуковых колебаний осуществлялся гидрофоном, установленным на подвижной штанге подледного координатного устройства. При измерениях на малых углах падения (от 0° до 25°) ненаправленный излучатель, как и раньше, находился на координатном устройстве и с помощью системы тросиков устанавливался в положение, соответствующее заданному углу падения. Поскольку ранее было отмечено, что в частотном диапазоне от 1 до 10 кГц ледовый покров следует рассматривать как слой с отражающими верхней и нижней границами, то для применимости формул (4.2) необходимо, чтобы отношение длины пути звуковой волны, многократно отразившейся от границ ледового слоя и дающий ощутимый вклад в звуковое поле, к расстоянию R было мало по сравнению с единицей. По этой причине разнесение излучателя от нижней поверхности льда было увеличено до 25 метров.

Измерения проводились на ровном плоском участке дрейфующей льдины. Измерительная лунка с опущенным в нее подледным координатным устройством

находилась примерно в центре этого участка и располагалась на расстоянии не менее 150 м от близлежащей гряды торосов.

При измерениях на углах падения, превышающих 25°, на дрейфующей станции «СП-18» использовался другой излучатель, ненаправленный в вертикальной плоскости, который на тросах-растяжках опускался из незамерзающей лунки, находящейся в 60 метрах от измерительной. Амплитуда боковой волны на таком расстоянии была по крайней мере в 60 раз меньше амплитуды прямой волны, в связи с чем ошибка в вычислении коэффициента отражения по формулам (4.2) не превышала ошибки измерений (величина γ определялась с точностью ±0,5дБ).

Для увеличения точности установки углов измерения проводились в те дни, когда скорость дрейфа льдины была очень мала и снос излучателя был минимален. Ошибка в установке углов была не более 0,5° для углов от 0° до 25° и не более 1,2° на остальных углах. На дрейфующей станции «СП-13Ф» измерения проводились три раза в месяц с августа 1965 г. по март 1966 г. на углах падения от 0° до 75° с интервалом 5°. При нормальном падении звуковой волны на поверхность вода-лед измерялась тонкая структура частотной зависимости коэффициента отражения в диапазоне частот от 500 до 10 000 Гц с шагом через 50 Гц. Угловая характеристика коэффициента отражения измерялась на частотах от 1 до 10 кГц с интервалом 1 кГц. Толщина льда за период измерений изменялась от 2,3 до 2,9 метра. В апреле 1966 г. были проведены измерения коэффициента отражения 4,2 метра.

Через год на станции «СП-13Ф» с декабря 1966 г. по март 1967 г. был проведен цикл измерений коэффициента отражения того же самого участка льда, толщина которого в начале измерений составляла 3,8 метра и к концу цикла работ возросла до 4,25 м.

На дрейфующей станции «СП-18» измерения проводились 2 раза в месяц с конца января по апрель 1971 г. на углах падения от 0° до 88° с интервалом 2°, толщина льда в этот период изменялась от 2,9 до 3,15 метра. Для сокращения времени проведения эксперимента в опыте использовался не тональный, а шумовой широкополосный сигнал, который принимался движущимся по вертикали приемником и после усиления записывался на магнитную ленту. Обработка экспериментальных материалов, накопленных в виде магнитных записей, проводилась в два этапа. На первом этапе записанное на магнитофоне напряжение широкополосный фильтр (ширина полосы 3,16 или 10 Гц), настроенный на требуемую частоту, подавалось на самописец уровня. На ленте самописца таким образом регистрировался вертикальный разрез поля стоячей волны для выбранной частоты. Отличие записей уровня звукового давления, полученных после

фильтрации широкополосного сигнала, от аналогичных записей при тональном излучении было незначительным на всех частотах. На рис. 40 представлены примеры записей на ленте самописца амплитуды давления звукового поля для частоты 3 кГц при тональном излучении и записанного на магнитофон широкополосного шума после фильтрации на этой же частоте в полосе 10 Гц. Из сравнения этих, а также полученных на других частотах записей видно, что разности звуковых давлений в узлах и пучностях на обеих картинках отличаются друг от друга не более, чем на ±0,5дБ, а разница в расстояниях первого минимума от границы вода-лед лежит в пределах ошибки измерений (около 1 мм). После записи шумового сигнала на каждом угле падения проводилась контрольная регистрация на самописце амплитуды звукового давления при тональном излучении на частоте 3 кГц.



Рис. 40. Примеры записей амплитуды звукового давления в стоячей волне при тональном (а) и шумовом (б) излучении (фильтрация в полосе 10 Гц) на частоте 3 кГц.

Погрешность регистрации уровня звукового сигнала (на самописце типа H-110) составляла ±0,5дБ. Общая ошибка в определении величины γ в формуле (4.1) (включая приборные ошибки, ошибки метода и т.п.) не превышала 1,5 дБ. Абсолютная погрешность

измерения модуля коэффициента отражения была порядка 0,08–0,1; фаза определялась с точностью до $4\pi/\lambda_0$, где λ_0 – длина волны в воде в сантиметрах.

Следующим этапом явилась обработка полученных на самописце записей, аналогичных рис. 406. Модуль коэффициента отражения |V| и фаза ф вычислялись по формуле (4.2). При больших углах падения, когда гидрофон не полностью регистрировал картину стоячих волн, т.е. когда на расстоянии хода приемной штанги не укладывалась одна половина длины волны, деленная на 9₀, модуль и фаза коэффициента отражения вычислялись по формулам, которые можно получить следующим образом.

Если плоская звуковая волна вида cosωt падает под углом θ₀ на нижнюю поверхность льда, то суммарное поле прямой и отраженной волны будет иметь амплитуду P, зависящую от расстояния z до отражающей поверхности:

,

$$P(z) = \sqrt{1 + \left|V\right|^2 + 2\left|V\right| \cos\alpha},$$

где $\alpha = \varphi - 2kz$,

|V| и ф – модуль и фаза коэффициента отражения,

 $k = k_0 \cos \theta_0$.

Выберем на вертикальной оси, вдоль которой движется приемный гидрофон, три точки таким образом, чтобы их расстояния до отражающей поверхности были равны z, $z -\Delta z$ и $z + \Delta z$. Амплитуды звукового давления в этих точках соответственно будут:

$$P_{0} = \sqrt{1 + |V|^{2} + 2|V|\cos\alpha}$$

$$P_{1} = \sqrt{1 + |V|^{2} + 2|V|\cos(\alpha - 2k\Delta z)}$$

$$P_{2} = \sqrt{1 + |V|^{2} + 2|V|\cos(\alpha + 2k\Delta z)}$$

Отсюда нетрудно вывести формулы, по которым вычисляется фаза ф и модуль |V| коэффициента отражения:

$$\varphi = 2kz + \arctan\left[\frac{\gamma_{10}^2 - \gamma_{20}^2}{2 - \gamma_{10}^2 - \gamma_{20}^2} tg(k\Delta z)\right];$$

$$|V| = B - \sqrt{B^2 - 1},$$

$$B = \frac{\cos(\varphi - 2kz - 2k\Delta z) - \gamma_{20}^2 \cos(\varphi - 2kz)}{\gamma_{20}^2 - 1}.$$
(4.3)

где

Отношения γ₁₀ и γ₂₀ амплитуд звуковых давлений находятся из соответствующих записей на самописце уровня.

В следующих параграфах настоящей главы приводятся результаты экспериментальных измерений коэффициента отражения от ледового покрова.

4.2. Частотная зависимость коэффициента отражения.

Результаты экспериментальных исследований частотной зависимости коэффициента отражения плоской звуковой волны от ледового покрова (при нулевом угле падения на границу раздела вода-лед), полученные на дрейфующих станциях «СП-13Ф» и «СП-18», приведены на рис. 37-39, 41.



Рис. 41. Частотная зависимость модуля коэффициента отражения от пакового льда толщиной 2,75 м на дрейфующей станции «СП-13Ф» 12 февраля 1966 г.

Общим для всех графиков является то, что модуль коэффициента отражения осциллирует по частоте, причем довольно регулярные колебания коэффициента отражения имеют значительную амплитуду и прослеживаются до наивысших частот исследуемого диапазона (10-12 кГц). Такое поведение коэффициента отражения характерно для среды, затухание звука в которой относительно невелико для этих частот и которая представляет собой слой, имеющий внутри или на границах участки с резким изменением акустических свойств на длине волны. В том случае, когда акустические свойства слоя медленно меняются на длине волны и с приближением к границам непрерывно стремятся к свойствам прилегающих полупространств коэффициент отражения от такого слоя весьма мал по сравнению с единицей и с увеличением частоты стремится к нулю [75, 76].

Как следует из приведенных экспериментальных данных, период осцилляций коэффициента отражения звука от ледового покрова определяется толщиной слоя льда и средней скоростью звуковых волн во льду и численно равен частоте, при которой на толщине ледового покрова укладывается половина средней по слою льда длины звуковой

волны. В частотной зависимости V(*f*) наблюдаются периодические уменьшения (увеличения) размаха осцилляций коэффициента отражения. Причина такой «модуляции» заключается в наличии на поверхности льда тонкого слоя, затухание звука в котором достаточно велико (снеговой покров и самые верхние пористые слои льда). Представим для простоты ледовый покров в виде такой двухслойной модели. Тогда коэффициент отражения от нее будет определяться формулой (3.7), где V_{n-1} – коэффициент отражения на границе лед-снег. В свою очередь V_{n-1} также осциллирует по частоте, периодически уменьшая (увеличивая) коэффициент отражения на нижней границе ледового слоя, что и приводит к «модуляции» общего коэффициента отражения. Период «модуляции» будет определяться толщиной покрывающего слоя и скоростью звука в нем. Такие же «модулированные» колебания коэффициента отражения можно наблюдать и на теоретических кривых, рассчитанных по программе «REFLEX» для многослойной модели льда.

Характерные осцилляции присутствуют в частотных зависимостях коэффициента отражения от льдов разного возраста. Так, например, для молодого льда, как отмечено в работе [89], коэффициент отражения осциллирует в пределах от 0,1 до 0,9 с периодом 3,8-3,9 кГц, что при толщине льда 37-40 см соответствует средней скорости продольных волн в молодом льду 2850-2890 м/сек. Это значение скорости хорошо совпадает с экспериментальными результатами, полученными прямыми измерениями скорости звука для молодых, насыщенных рассолом льдов.

Для годовалого (осеннее-зимнего) льда толщиной около 170 см также наблюдаются осцилляции коэффициента отражения [12, 13, 15] в пределах от 0,1 до 0,75 с периодом 1 кГц, что соответствует средней скорости во внутренних слоях льда 3820 м/сек (скорость звука в слое льда, прилегающем к поверхности раздела с водой, равна примерно 2400 м/сек).

Коэффициент отражения от пакового многолетнего льда (толщина более четырех метров) также осциллирует по частоте (см. рис. 39) около значения 0,3 со средним периодом 380 Гц (толщина ледового покрова 4,5 метра), размах осцилляций при этом меньше, чем в случае более молодых льдов. Среднее по толщине значение скорости продольных волн, полученное в результате прямых и косвенных измерений, равно 3400 м/сек (3800 м/сек в средних слоях льда и около 2200 м/сек в верхних и нижних слоях).

В летний период, когда происходит общее снижение скоростей упругих волн во льду примерно на 20-30%, среднее расстояние между минимумами коэффициента отражения также уменьшается на 20-30%; среднее значение коэффициента отражения понижается до величины 0,25. В связи с тем, что в этот период возрастает затухание звука

в толще льда вследствие увеличения пористости льда и насыщенности его рассолом, влияние верхней отражающей границы ледового слоя уменьшается. Это приводит к тому, что амплитуда осцилляций коэффициента отражения уменьшается.

Зависимость периода осцилляций модуля коэффициента отражения от толщины слоя позволяет косвенным методом определить либо скорость звука в толще льда, либо толщину слоя льда по известной средней скорости звука в нем. Последнее, а именно возможность определения толщины слоя, позволило автору предложить способ измерения толщины дрейфующего ледового покрова с устройства, размещенного в подледном пространстве [90].

4.3. Угловая зависимость коэффициента отражения.

На рис. 42-46 и 48-52 приведены результаты экспериментальных измерений угловой зависимости коэффициента отражения звука V(9) от ледового покрова, проведенных на дрейфующих станциях «СП-13Ф» и «СП-18». Эксперименты показывают, что вид кривой V(9) отличается (в особенности на низких частотах) от «классической» угловой зависимости коэффициента отражения от полубезграничной упругой однородной среды, для которой V(9) имеет два характерных максимума на углах, соответствующих углам полного внутреннего отражения продольных и сдвиговых волн. Наличие второй отражающей границы и неоднородность по толщине акустических свойств льда приводят к тому, что угловые зависимости коэффициента отражения от ледового покрова на разных частотах будут иметь самый разнообразный вид.

Простейшая модель ледового покрова в виде однородной упругой пластины позволяет выявить некоторые характерные особенности зависимости коэффициента отражения от угла падения [75]. Прежде всего следует отметить, что угловая зависимость коэффициента отражения звука от твердой пластины может иметь несколько максимумов и минимумов, обусловленных различными взаимодействиями продольных и сдвиговых волн, а также «резонансами совпадений», когда фазовая скорость падающей волны вдоль пластины совпадает с фазовой скоростью свободных волн в пластине.

При увеличении угла падения 9 от нуля до первого критического угла 9_{1кр} (угол полного внутреннего отражения продольных волн), когда возбуждение сдвиговых волн еще мало, коэффициент отражения будет осциллировать со все увеличивающейся частотой вследствие увеличения эффективной длины продольной волны в направлении, перпендикулярном границам пластины.

При $\vartheta = \vartheta_{\kappa p}$ в зависимости от частоты колебаний может иметь место как очень сильное, так и весьма слабое отражение вследствие своеобразного взаимодействия продольных и сдвиговых волн в пластине (см., например, [75]). При дальнейшем увеличении угла падения увеличивается также и эффективная длина сдвиговой волны в пластине, а продольная волна становится неоднородной. Влияние последней будет несколько искажать осцилляции коэффициента отражения по углу, образование толщинными резонансами сдвиговых волн. Когда угол падения ϑ превысит угол полного внутреннего отражения сдвиговых волн, коэффициент отражения от бесконечно толстой пластины будет стремиться к единице при стремлении $\vartheta \kappa \pi/2$. В случае пластины конечной толщины в угловой зависимости коэффициента отражения могут наблюдаться максимумы и минимумы, обусловленные «резонансами совпадений» фазовых скоростей свободных волн в пластине с фазовой скоростью падающей волны.

Поглощение звука в материале пластины также вносит значительный вклад в угловую зависимость коэффициента отражения. Например, в случае отражения звука от упругого полупространства при наличии поглощения коэффициент отражения может иметь глубокий минимум в области угла внутреннего отражения для волны Рэлея [91, 92].

Слоистая неоднородность ледового покрова также существенно будет влиять на угловую зависимость коэффициента отражения. При падении звуковой волны на границу раздела с твердой слоисто-неоднородной средой в результате взаимодействия всех видов волн, возникающих в слоях упругой среды, угловая характеристика коэффициента отражения будет принимать различные формы в зависимости от частоты и от вида распределения акустических свойств по толщине слоя.

Физический анализ отражения звука от совокупности упругих слоев очень сложен. Особенности будут проявляться всякий раз, когда скорость следа в падающей волне совпадет со скоростью одной из нормальных волн в слоях. В свою очередь на скорость нормальных волн в каждом данном слое существенно влияют параметры соседних слоев. Поэтому зависимость коэффициента отражения звука от угла падения может иметь сложный вид с большим количеством максимумов и минимумов, иногда трудно поддающихся объяснению.

На рис. 42-46 сплошными линиями нанесены угловые характеристики коэффициента отражения звука, рассчитанные для модели льда, состоящей из 50 однородных слоев. Распределение скорости продольных волн по слоям было задано в соответствии с одним из распределений скорости по толщине льда в январе 1966 г. на дрейфующей станции «СП-13Ф» (рис. 47). Распределение плотности изображено на этом же рисунке. Скорость сдвиговых волн в каждом слое была принята равной половине

скорости продольных. Коэффициента затухания сдвиговых волн были выбраны в два раза больше продольных.



Рис. 42. Угловая зависимость модуля коэффициента отражения звука |V| от пакового льда на дрейфующей станции «СП-13Ф» для частоты 1 кГц:

теоретическая кривая, рассчитанная для распределений по
 толщине льда плотности ρ и скорости продольных волн C(z),
 изображенных на рис. 47



Рис. 42 (продолжение)



Рис. 43. Угловая зависимость модуля коэффициента отражения звука |V| от пакового льда на дрейфующей станции «СП-13Ф» для частоты 3 кГц:

_____ теоретическая кривая, рассчитанная для распределений по толщине льда плотности ρ и скорости продольных волн C(z), изображенных на рис. 47



Рис. 43 (продолжение)



Рис. 44. Угловая зависимость модуля коэффициента отражения звука |V| от пакового льда на дрейфующей станции «СП-13Ф» для частоты 5 кГц:

теоретическая кривая, рассчитанная для распределений по толщине льда плотности ρ и скорости продольных волн C(z), изображенных на рис. 47



Рис. 44 (продолжение)



Рис. 45. Угловая зависимость модуля коэффициента отражения звука |V| от пакового льда на дрейфующей станции «СП-13Ф» для частоты 7 кГц:

_____ теоретическая кривая, рассчитанная для распределений по толщине льда плотности ρ и скорости продольных волн C(z), изображенных на рис. 47



Рис. 46. Угловая зависимость модуля коэффициента отражения звука |V| от пакового льда на дрейфующей станции «СП-13Ф» для частоты 10 кГц:

теоретическая кривая, рассчитанная для распределений по толщине льда плотности ρ и скорости продольных волн C(z), изображенных на рис. 47



Рис. 47. Распределения по толщине льда плотности ρ и скорости продольных волн C(z), принятые в расчетах

Поскольку распределение акустических параметров по толщине льда видоизменяется со временем и в горизонтальных направлениях, коэффициенты отражения от разных участков ледового поля, измеренные в разное время, будут сильно отличаться друг от друга. В связи с этим получение удовлетворительного количественного совпадения экспериментальных и теоретических результатов в значительной степени затруднено, так как теоретические расчеты коэффициента отражения звука от некоторого участка ледового покрова требуют достаточно точного знания распределений акустических параметров по толщине данного участка льда. Поэтому частотно-угловая характеристика коэффициента отражения, полученная в результате усреднения по многим экспериментам, не будет совпадать с теоретической кривой $V(f, \theta)$, рассчитанной по средним распределениям акустических параметров по толщине льда. По-видимому, целесообразнее искать совпадения экспериментальных данных с такими результатами расчетов, которые получены путем усреднения множества кривых $V(f, \theta)$, аналогичных кривым рис. 36, вычисленных для различных реализаций распределений акустических параметров по толщине льда. При этом следует задавать пределы изменений этих параметров, характерные для льда в данное время года. На рис. 48-52 приведены результаты таких расчетов, полученных путем усреднения двадцати угловых зависимостей коэффициента отражения, вычисленных для четырех толщин льда (от 2,8 до 3,2 метра). Для каждой толщины льда задавалось пять характерных для зимнего периода на «СП-18» реализаций распределения скорости продольных волн по вертикали. Распределение плотности задавалось кривой рис. 47. Скорости сдвиговых волн, как и раньше, равны половине скорости продольных; коэффициенты затухания определялись по формулам (3.15-3.18).

Из рис. 48-52 можно увидеть, что удовлетворительное совпадение экспериментальных данных и усредненных теоретических кривых наблюдается на углах падения от 0° до 70°, что свидетельствует от правильности выбранной модели ледового покрова. Расхождение результатов для углов выше 70° можно объяснить возрастанием ошибки в определении коэффициента отражения методом стоячих волн вследствие существенного влияния сферичности звуковой волны при больших углах падения.

Следует также отметить, что на частотах выше 5 кГц заметную роль в отражении звука от паковых льдов начинают играть случайные неоднородности акустических параметров и шероховатости нижней поверхности льда, размеры которых увеличиваются при возрастании толщины ледового покрова [89]. Их влияние проявляется в том, что осцилляции коэффициента отражения становятся менее регулярными, о чем свидетельствует значительный разброс экспериментальных точек на рис. 39, 51 и 52.



Рис. 48. Угловая зависимость модуля коэффициента отражения звука от пакового льда на дрейфующей станции «СП-18» в 1971 г. для частоты 1 кГц: ° –20 января; × – 7 февраля; ▲ – 4 марта; ■ – 1 апреля ------- – теоретическая кривая, усредненная по 20 расчетным реализациям

 $|V(\theta)|$, характерным для зимнего периода





----- – теоретическая кривая, усредненная по 20 расчетным реализациям

|V(θ)|, характерным для зимнего периода





|V(θ)|, характерным для зимнего периода



Рис. 51. Угловая зависимость модуля коэффициента отражения звука от пакового льда на дрейфующей станции «СП-18» в 1971 г. для частоты 7 кГц: ° –20 января; × – 7 февраля; ▲ – 4 марта; ■ – 1 апреля

----- – теоретическая кривая, усредненная по 20 расчетным реализациям $|V(\theta)|$, характерным для зимнего периода





----- – теоретическая кривая, усредненная по 20 расчетным реализациям $|V(\theta)|$, характерным для зимнего периода

выводы

В работе изложены результаты проведенных автором исследований акустических характеристик и звукоотражающих свойств пакового дрейфующего льда Арктического бассейна как слоисто-неоднородной среды. Работа, впервые выполненная в такой постановке задачи, состояла из экспериментальной части (детальное исследование частотно-угловой зависимости отражающих свойств ледового покрова с одновременными комплексными исследованиями слоистой неоднородности таких параметров льда, которые в наибольшей мере влияют на коэффициент отражения в диапазоне частот от 1 до 10 кГц и теоретической (построение математической модели реального слоистонеоднородного ледового покрова для численного расчета коэффициента отражения звука от пакового льда Арктического бассейна).

Основные результаты работы и выводы можно сформулировать следующим образом:

1. Проведена систематизация опытных данных о различных факторах, влияющих на акустические характеристики льда.

2. Разработана методика для натурных исследований распределения скоростей продольных и сдвиговых волн по толщине льда.

3. Проведены измерения скоростей продольных и сдвиговых волн в ненарушенном паковом льду Арктического бассейна. Подтверждено, что скорости распространения упругих волн максимальны в средних слоях ледового покрова и уменьшаются с приближением к границам примерно в 1,5-2 раза.

Получены новые данные о величине скорости звука в паковом льду, показывающие, что скорости распространения упругих волн в средних слоях ненарушенного ледового покрова в зимний период примерно на 13-15% могут превышать значения скоростей, измеренных на образцах и в шурфах на тех же горизонтах слоя льда при одинаковой температуре.

Впервые обнаружено появление локального минимума скорости звука в средних слоях; разница между максимальным и минимальным значением скорости может достигать величины 600 м/сек.

Показано, что вид распределения скоростей распространения упругих волн определяется характером распределения по толщине ледового покрова температуры, солености, плотности, текстурных и структурных характеристик морского льда. Смещение по вертикали максимума скорости звука или появление нескольких максимумов связано в основном с изменением температуры, статического давления во льду и миграцией рассола в толще морского льда.

Результаты измерений скорости звука в ледовом покрове обобщены и систематизированы. Показано, что в зимний период скорости распространения упругих колебаний в средних слоях изменяются в пределах от 3,6 до 4,2 км/сек (продольные волны) и от 1,75 до 2,1 км/сек (сдвиговые волны).

В летний период характер распределения скоростей упругих волн по толщине ледового покрова почти такой же, как и зимой, происходит лишь общее снижение их значений на 20-25%.

4. Разработана методика натурных измерений коэффициентов затухания продольных и сдвиговых волн в паковом ненарушенном льду на звуковых частотах.

5. Впервые осуществлены прямые измерения коэффициентов затухания продольных и сдвиговых волн в средних слоях ледового покрова на частотах от 1 до 15 кГц. Найдено, что частотная зависимость коэффициентов затухания в дБ/м в исследуемом диапазоне выражается эмпирическими формулами:

 $\Delta_l = 0,4 + 0,04 \cdot f$ — для продольных волн; $\Delta_t = 0,705 + 0,023 \cdot f + 0,002 \cdot f^2$ — для сдвиговых волн, где f — частота в кГн.

6. Систематизированы экспериментальные данные о частотной зависимости коэффициента затухания звука в морском льду и оценены пределы изменения коэффициента затухания в толще дрейфующего ледового покрова.

7. Рассмотрены различные механизмы поглощения звука в твердых телах применительно ко льду, на основании чего сделано предположение, что в исследуемом диапазоне частот затухание звука в морском льду обусловлено в основном такими релаксационными процессами, как пластические течение и механический гистерезис.

8. Проведены измерения локального комплексного коэффициента отражения плоской звуковой волны от ровного ледового покрова, неоднородного по свои акустическим свойствам. Результаты экспериментов показали, что коэффициент отражения подвержен сезонной изменчивости, связанной с сезонными изменениями акустических параметров льда: плотности, скоростей распространения и коэффициентов затухания упругих волн. Неоднородность указанных параметров по толщине льда приводить к сильной частотной зависимости коэффициента отражения звука от ледового покрова.

Отмечено, что коэффициент отражения осциллирует по частоте около среднего значения 0,3-0,4. Период осцилляций определяется толщиной ледового покрова и средней скоростью звука в нем и численно равен частоте, при которой на толщине льда укладывается половина средней по слою льда длины звуковой волны (при нормальном падении). Кроме того, в частотной зависимости наблюдаются периодические уменьшения (увеличения) размаха осцилляций коэффициента отражения, что связано с наличием на поверхности льда слоя снега, затухание звука в котором больше, чем во льду.

Угловая характеристика коэффициента отражения от ледового покрова зависит от частоты в исследуемом диапазоне и имеет весьма изрезанный вид: в угловой зависимости коэффициента отражения наблюдается несколько минимумов и максимумов, обусловленных толщинными резонансами продольных и сдвиговых колебаний, резонансами совпадений и своеобразным взаимодействием всех видов волн, возникающих и распространяющихся в ледовом покрове. Угловая характеристика коэффициента отражения сильно зависит от вида распределения акустических параметров по толщине льда и видоизменяется с их изменением.

 9. Рассмотрены вопросы построения модели слоисто-неоднородной твердой среды для численного решения задачи об отражении звука от ледового покрова.
 Выведены условия, при которых слоисто-неоднородную среду можно представить в виде системы плоскопараллельных однородных слоев, коэффициент отражения от которой существенно не отличается от истинного и рассчитывается на компьютере известным матричным методом.

Показано, что для расчета с достаточной точностью частотно-угловой зависимости коэффициента отражения и интерпретации экспериментальных данных, модель ледового покрова может быть представлена в виде совокупности твердых однородных слоев, средняя толщина ΔZ_n каждого из которых зависит от заданной частоты *f* звуковых колебаний следующим образом:

$$\Delta Z_{n} \leq 0.13 \frac{C_{cp}}{f} \sqrt{\frac{C_{cp}}{C_{max} - C_{min}}}$$

Где С_{ср}, С_{max} и С_{min} – соответственно средняя, максимальная и минимальная скорости продольных волн в ледовом покрове.

В каждом слое дискретной модели плотность, скорости распространения и коэффициенты затухания звука определяются их распределением по толщине льда и принимаются равными средним значениям указанных параметров на длине шага дискретизации.

Приведены теоретические расчеты коэффициента отражения звука от модели неоднородного ледового покрова для различных распределений акустических параметров по толщине льда, полученных в результате натурных исследований на дрейфующих станциях «СП-13Ф» и «СП-18». Расчетные частотно-угловые зависимости коэффициента отражения удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

ЛИТЕРАТУРА

- Бузуев А.Я. Некоторые статистические закономерности распределения толщины многолетнего льда. – Тр. ААНИИ, 1968, т.284, 76-83.
- Бузуев А.Я., Дубовцев В.Ф. Статистические характеристики некоторых параметров ледяного покрова в Арктике. – Тр. ААНИИ, 1971, т.303, 166-179.
- Hibler W.D., Ackley S., Weeks W.F., Kovaks A. Top and bottom roughness of a multiyear ice floe. – IAHR Symposium Ice and its action on hydraulic structures, 26-29 sept., 1972, 130-142.
- Ewing M., Crary A.P., Thorne A.M. Propagation on elastic waves in ice. I. Physics, 1934, v.5, 165-168.
- Press F., Crary A.P., Oliver J., Katz S. Air-coupled flexural waves in floating ice. Trans. Amer. Geophys. Union, 1951, v.32, 166-172.

- Oliver J., Crary A.P., Cottrel R.D. Elastic waves in arctic pack ice. Trans. Amer. Geophys. Union, 1954, v.35, 282-292.
- Богородский В.В. Упругие характеристики льда. Акуст. Журн., 1958, т.4, вып.1, 19-23.
- Богородский В.В., Гусев А.В. и др. Исследование специфически существенных для гидроакустики механических характеристик арктического ледового покрова. – ААНИИ, 1958.
- Сериков М.И. Определение модуля упругости льда резонансным методом. Пробл. Арктики, 1959, вып.6, 81-87.
- 10. Богородский В.В., Гусев А.В. Применение ультразвуковых колебаний для гидрологических исследований. Пробл. Арктики, 1958, вып.3, 69-78.
- 11. Грубник Н.А. Исследование акустических параметров морского подводного грунта и морского полярного льда на высоких частотах. АКИН, 1962.
- Грубник Н.А. Исследование акустических параметров морского полярного льда. АКИН, 1963.
- Кудрявцев О.В. Экспериментальное исследование акустических параметров льда на звуковых частотах. – АКИН, 1967.
- Исследование некоторых физических характеристик ледяного покрова на дрейфующей станции «Северный полюс -13Ф». – ААНИИ, 1967.
- Гельфгат В.И. Натурные измерения акустических параметров арктического льда. АКИН, 1968.
- Кудрявцев О.В. Экспериментальное исследование акустических свойств арктического пакового льда. – АКИН, 1972.
- 17. Кудрявцев О.В. Натурные измерения затухания звуковых волн в арктическом льду.
 АКИН, 1972.
- Кудрявцев О.В. Обобщённые акустические характеристики арктического пакового льда. – АКИН, 1974.
- Грубник Н.А., Кудрявцев О.В. Об отражении звука от пакового льда. В сб. «VII Всесоюзная акустическая конференция», 1973.
- Кудрявцев О.В. Натурные измерения затухания звуковых волн в паковом арктическом льду. – В сб. «VII Всесоюзная акустическая конференция», 1973.
- Грубник Н.А., Кудрявцев О.В. Об одном методе измерения затухания звука в естественном льду. – Тр. ААНИИ, 1975, вып.326, 135-136.
- 22. Зубов Н.Н. Льды Арктики. М., ГУСМП, 1944, 359 с.

- Богородский В.В. и др. Исследование внутренних акустических характеристик дрейфующего ледового покрова. – ААНИИ, 1963.
- 24. Богородский В.В., Гусев А.В., Хохлов Г.П. Физика пресноводного льда. Л., Гидрометеоиздат, 1971, 227 с.
- Богородский В.В. и др. Исследование физико-акустических характеристик ледяного покрова Арктического бассейна. – ААНИИ, 1972.
- 26. Langleben M.P. Yang's modulus for sea ice. Canad. Journ. Phys., 1962, v.40, N1, 1-8.
- 27. Yamaji K., Kuroiwa D. Viscoelastic property of ice in the temperature range 0 -100 °C.
 Low Temper. Sci., Ser. A, 1956, 15, 171-184.
- Jellinek H., Brill R. Viscoelastic properties of ice. Journ. Appl. Phys., 1956, v.27, N10, 1198-1209.
- 29. Богородский В.В., Добротин Д.Д. Некоторые результаты исследования физикомеханических свойств снежного покрова. – Акуст. журн., 1963, т.9, вып.1, 115-116.
- Савельев Б.А. Строение, состав и свойства ледяного покрова морских и пресных водоёмов. – М., Изд. МГУ, 1963, 311 с.
- Черепанов Н.В. Структура морского льда и условия его формирования. Диссертация, ААНИИ, 1965.
- 32. Паундер Э. Физика льда. М., «Мир», 1967, 189 с.
- Гайцхоки Б.Я., Морозов П.Т., Совалков Л.И. Исследование строения состава морских льдов в Арктическом бассейне. – Тр. ААНИИ, 1970, т.295, 108-115.
- 34. Цвиккер К., Костен К. Звукопоглощающие материалы. М, ИЛ, 1952, 160 с.
- Патерсон Н. Распространение сейсмических волн в пористых гранулированных средах. – Пробл. совр. физ., 1957, 11, 109-129.
- Яковлев Г.Н. О типизации распределения температур в толще ледяного покрова. Пробл. Арктики и Антарктики, 1962, вып.10, 77-80.
- 37. Богородский В.В., Гаврило В.П., Никитин В.А. Распространение звука во льду, кристаллизующемся из солёной воды. Акуст. журн., 1976, т.22, вып.2, 282-283.
- 38. Песчанский И.С. Ледоведение и ледотехника. Л., Гидрометеоиздат, 1967, 461 с.
- Кингери У.Д., Гуднау У.Х. Миграция рассола в солёном льду. В кн. «Лёд и снег», «Мир», 1966, 214-225.
- 40. Линьков Е.М. Изучение упругих свойств ледяного покрова в Арктике. Вестник ЛГУ, сер. физики и химии, 1958, вып.1, №4, 17-22.
- Богородский В.В., Хохлов Г.П. Акустические характеристики льда, находящегося под статическим давлением. – Акуст. журн., 1967, т.13, вып.1, 18-22.
- 42. Тимошенко С.П. Теория упругости. Л., ОНТИ, 1937, 452 с.

- Sverdrup H.U., Jonson M.W., Fleming R.H. The oceans. Prentic-Hall, Inc., Englewood Cliffs, N.-J., 1942, 71-74.
- Богородский В.В. и др. Исследование механических характеристик арктического ледяного покрова. – ААНИИ, 1958.
- 45. Смирнов В.Н. Отчёт о ледоисследовательских работах на дрейфующей станции «СП-20». – ААНИИ, 1972.
- Богородский В.В. Упругие модули кристалла льда. Акуст. журн., 1964, т.10, вып.2, 152-155.
- 47. Богородский В.В. Ультразвуковой метод определения толщины льдов. Проблемы Арктики, 1958, вып.4, 65-77.
- 48. Богородский В.В., Напольский Д.И. Экспериментальные исследования ослабления звука в структуре дрейфующих льдов Арктического бассейна. – «Военная радиоэлектроника», 1962, т.15 (193), 69-76.
- 49. Langleben M.P. Attenuation of sound in sea-ice, 10-500 kHz. Journ. of Glaciol., 1969, v.8, N54, 399-406.
- Westphal J.A. In situ acoustic attenuation measurements in glacial ice. Journ. of Geopys.Res., 1965, v.70, N8, 1849-1853.
- 51. Бергман Л. Ультразвук и его применение в акустике и технике. М., ИЛ, 1956, 726
 с.
- 52. Скучик Е. Основы акустики. М., ИЛ, 1959, т.1, 617 с., т.2, 565 с.
- 53. Бахрах Л.Д., Кременецктй С.Д. Некорректно поставленные задачи и теория синтеза излучающих систем. ДАН СССР, 1968, т.178, 4, 825-828.
- 54. Тихонов А.Н., Дмитриев В.И. О методах решения обратной задачи теории антенн.
 В сб.: «Вычислит. методы и программирование», М., ВЦ МГУ, 1969, вып.13, 209-214.
- 55. Методы помехоустойчивого приёма ЧМ и ΦΜ. Сб. статей под ред. А.Г.Зюко, М., «Сов. радио», 1970, 240 с.
- 56. Виницкий А.С. Модулированные фильтры и следящий приём ЧМ. М., «Сов. радио», 1969, 547 с.
- 57. Богородский В.В., Смирнов Г.Е., Смирнов С.А. Поглощение и рассеяние звуковых волн морским льдом. Тр. ААНИИ, 1975, т.326, 128-134.
- 58. Лавров В.В. Деформация и прочность льда. Л., Гидрометеоиздат, 1969, 208 с.
- Гаврило В.П., Гайцхоки Б.Я. К вопросу о статистики воздушных включений во льду. – Тр. ААНИИ, 1970, т.295, 149-153.
- 60. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М., «Наука», 1965, 203 с.

- Исакович М.А. К теории поглощения звука в поликристаллах. ЖЭТФ, 1948, т.18, вып.4, 386-391.
- 62. Зинер К. Упругость и неупругость металлов. В сб. «Упругость и неупругость металлов», М., ИЛ, 1954, 9-168.
- 63. Исакович М.А. Общая акустика. М., «Наука», 1973, 495 с.
- 64. Ке Тин-Суй. Опытное доказательство вязкого поведения границ зёрен в металлах. В сб. «Упругость и неупругость металлов», М., ИЛ, 1954, 198-222.
- 65. Коттрел А.Х. Теория дислокаций. М., «Мир», 1969, 96 с.
- 66. Гранато А., Люкке К. Дислокационная теория поглощения. В сб. «Ультразвуковые методы исследования дислокаций», М., ИЛ, 1963, 27-57.
- 67. Гуревич Г.И. Деформируемость сред и распространение сейсмических волн. М., «Наука», 1974, 488 с.
- Kuroiwa D., Yamaji K. Study of elastic and viscous properties of snow by the vibration metod, II. – Low Temper. Sci., ser.A, 1956, 15, 43-58.
- 69. Назинцев Ю.Л. Экспериментальное определение теплоёмкости и температуропроводности морского льда. – Пробл. Арктики и Антарктики, 1959, вып.1, 65-71.
- 70. Реология. Сб. статей под ред. Ф.Эйриха. М., ИЛ, 1962, 824 с.
- 71. Релаксационные явления в твёрдых телах. Сб. трудов IV Всесоюзн. научн. конф. «Металлургия», М., 1968, 694 с.
- 72. Oura H. Sound velocity in the snow cover. Low Temper. Sci., 1953, N9, 171-179.
- 73. Ichida F. Acoustic properties of snow. Contrib. from the Inst. of Low Temper. Sci., ser.A, 1965, N20, 23-63.
- 74. Богородский В.В., Гаврило В.П., Никитин В.А. Некоторые особенности распространения звука в снеге. Акуст. журн., 1974, т.20, вып.2, 195-198.
- 75. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М., «Наука», 1973, 343 с.
- 76. Завадский В.Ю. Вычисление волновых полей в открытых областях и волноводах. М., «Наука», 1972, 558 с.
- 77. Thompson W.T. Transmission of elastic waves through a stratified solid material. Journ. Appl. Phys., 1950, v.21, N2, 89-93.
- Тартаковский Б.Д., Наумкина Н.И. Вибропоглощающие слоистые конструкции. АКИН, 1959.
- Gupta R.N. Reflection of sound waves from transition layers. JASA, 1965, v.39, N2, 255-260.

- 80. Курант Р., Гильберт Д. Методы математической физики. М., Гостехиздат, 1951, т.1, 476 с., т.2, 544 с.
- Михлин С.Г., Смолицкий Х.Л. Приближённые методы решения дифференциальных уравнений. – М., «Наука», 1965, 383 с.
- 82. Минкович Б.М., Яковлев В.П. Теория синтеза антенн. М., «Сов.радио», 1969, 294
 с.
- Рэлей. Теория звука. Т.1. М., Гостехиздат, 1955, 504 с; Т.2. М.-Л., Гостехиздат, 1944, 476 с;
- 84. Кудрявцев О.В. Некоторые вопросы моделирования звукоотражающих реальных сред. АКИН, 1974.
- Мачевариани М.М., Тютекин В.В., Шкварников А.П. Импеданцный метод расчёта характеристик упругих слоисто-неоднородных сред. – Акуст. Журн., 1971, т.17, вып.1, 97-102.
- Швилкина О.Г. Программа вычислений на БЭСМ-2 коэффициентов, характеризующих прохождение звуковых волн через твёрдые слои. – АКИН, 1964.
- Кряжев Ф.И. и др. Гидроакустические характеристики Арктического бассейна. АКИН, 1974.
- Кусев А.В. и др. Систематизация данных по гидроакустическим характеристикам Арктического бассейна. – ААНИИ, 1974.
- Воловов В.И. Исследование отражения звука от морского льда в Арктическом бассейне. – АКИН, 1971.
- 90. Кудрявцев О.В. Способ измерения толщины льда. АКИН, 1967.
- 91. Меркулова В.М. Об отражении звуковых волн от границы жидкой и твёрдой среды.
 Акуст. журн., 1969, т.15, вып.3, 464-466.
- Schoch A. Schallreflextion, Schallbrechung und Schallbeugung. Ergebnisse der Exakten Naturwiss., 1959, XXIII, 127.