## АКУСТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В МОРСКОЙ СРЕДЕ

#### RUSSIAN ACADEMY OF SCIENSES FAR EASTERN BRANCH

The Federal Agency for Scientific Organizations V.I. IL'ICHEV PACIFIC OCEANOLOGICAL INSTITUTE

V.A. AKULICHEV, V.A. BULANOV

# ACOUSTIC STUDY OF SMALL-SCALE HETEROGENEITIES IN THE MARINE ENVIRONMENT

## РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК ДАЛЬНЕВОСТОЧНОЕ ОТДЕЛЕНИЕ

## Федеральное агентство научных организаций ТИХОКЕАНСКИЙ ОКЕАНОЛОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. В.И. ИЛЬИЧЕВА

В.А. АКУЛИЧЕВ, В.А. БУЛАНОВ

# АКУСТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В МОРСКОЙ СРЕДЕ

Акуличев В.А., Буланов В.А. АКУСТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В МОРСКОЙ СРЕДЕ. – Владивосток: ТОИ ДВО РАН, 2017. – 414 с. ISBN 978-5-9909943-8-6

Книга посвящена изложению акустических методов и их применений для изучения структуры и свойств мелкомасштабных неоднородностей в морской среде. Многолетние экспериментальные исследования, проведенные в ТОИ ДВО РАН в различных районах океана с помощью акустических систем, позволили выявить основные физические механизмы взаимодействия звука с различными мелкомасштабными неоднородностями в верхнем слое моря и создать на их основе практически апробированные акустические методы диагностики морской среды. Представлены теоретические и экспериментальные результаты по изучению рассеяния и поглощения звука, нелинейности и кавитационной прочности морской воды в зависимости от концентрации, распределения по размерам и одновременного наличия в ней различных типов мелкомасштабных включений. Показано, что применение методов высокочастотного рассеяния звука представляет особый практический интерес для практики океанографических исследований и изучения на их основе распределения и динамики зоопланктона в верхнем слое в различных областях океана.

Монография предназначена специалистам по акустике, гидрофизике и океанологии, а также аспирантам и студентам высших учебных заведений, специализирующихся по соответствующим специальностям.

Ил. 232, библ. 319

Ответственный редактор д.т.н. Ю.Н. Моргунов

Рецензенты: д.ф.-м.н. A.O. Mаксимов, д.ф.-м.н. A.H. Cеребряный

Издано по решению Ученого совета ТОИ ДВО РАН

Монография издана при финансовой поддержке ДВО РАН

**Akulichev V.A., Bulanov V.A.** ACOUSTIC STUDY OF SMALL-SCALE HETEROGENEITIES IN THE MARINE ENVIRONMENT. – Vladivostok: POI FEB RAS, 2017. – 414 p. ISBN 978-5-9909943-8-6

The book is devoted to acoustic techniques and their applications for studying the structure and properties of small-scale heterogeneities in the marine environment. Long-term experimental acoustic studies conducted in the POI in different areas of the ocean has allowed to identify the main physical mechanisms of interaction of sound with a variety of small scale inhomogeneities in the upper layer of the sea and create on their basis of proven acoustic methods of diagnostics of the marine environment. The book presents theoretical and experimental results to study the scattering and absorption of sound, nonlinearity and cavitation strength sea water, depending on the concentration, size distribution, and simultaneous presence of various types of small scale inclusions. It is shown that application of methods of high-frequency scattering is of particular practical interest for the practice of oceanographic research and study on their basis of the distribution and dynamics of zooplankton in the upper layer in different regions of the ocean.

The book is intended for specialists in acoustics, oceanography and hydrophysics, as well as postgraduates and students of higher educational institutions specializing in relevant fields.

Il. 232, Bibl. 319

Responsible editor D. Sci. Yu. N. Morgunov

Reviewers: D. Sci. A. O. Maksimov, D. Sci. A. N. Serebryanyi

#### ПРЕЛИСЛОВИЕ

В океане всегда содержатся неоднородности, которые приводят к рассеянию и затуханию звука, а также к изменению целого ряда других акустических характеристик океанической среды. Акустические методы изучения структуры и свойств мелкомасштабных (микронеоднородных) сред занимают значительное место среди других физических методов благодаря наличию эффективного взаимодействия звука с такими неоднородностями. При этом из-за слабого затухания в морской воде акустические волны оказываются наиболее практичными для целей дистанционного и локального изучения структуры и свойств моря на различных глубинах. Они оказываются более успешными даже по сравнению с электромагнитными волнами, которые в морской воде быстро поглощаются и практически не распространяются на значимые расстояния.

Многолетние экспериментальные исследования, проведенные в Тихоокеанском океанологическом институте имени В.И. Ильичева Дальневосточного отделения РАН (ТОИ ДВО РАН) по высокочастотной акустике океана позволили выявить основные физические механизмы взаимодействия звука с различными мелкомасштабными неоднородностями в верхнем слое моря и создать на их основе апробированные акустические методы диагностики морской среды. Экспериментальные исследования проводились в основном в дальневосточных морях и северо-западной части Тихого океана, но были получены также результаты экспедиционных исследований и в других районах Мирового океана.

В предлагаемой книге представлены результаты теоретического и экспериментального изучения рассеяния и поглощения звука, нелинейности и кавитационной прочности морской воды в зависимости от концентрации, распределения по размерам и одновременного наличия в ней различных типов мелкомасштабных включений.

Основной целью написания книги явилась возникшая потребность обобщить и систематизировать результаты экспериментальных и теоретических исследований, полученных за последние 10-15 лет по изучению закономерностей рассеяния и нелинейного взаимодействия звука с мелкомасштабными неоднородностями в верхнем слое океана. В основу книги положены главным образом результаты многолетних исследований авторов. При этом принимались во внимание достижения других исследователей по акустике океана и физической акустике. Представленный в книге материал основан на результатах исследований, проведенных в период 2000-2015 гг. в морских экспедициях в Японском и Охотском морях, морях восточной Арктики, а также в различных районах океана вдоль маршрута парусника «Надежда» в период кругосветной экспедиции в 2003–2004 гг. Использовались также более старые результаты исследований, проведенных в океанических экспедициях с участием авторов в 1980-1990-х годах на научно-исследовательских судах ДВО РАН «Академик Александр Виноградов», «Академик М. Лаврентьев», «Профессор Гагаринский». Представлены результаты измерений порогов акустической кавитации в морской воде, полученные в Атлантическом океане. Тихом океане, Индийском океане, Северном Ледовитом океане и в других районах Мирового океана. Исследования кавитационной прочности морской воды в различных районах Мирового океана были начаты в начале 60-х годов прошлого столетия во время работы одного из авторов под руководством В.И. Ильичева на Сухумской научной морской станции Акустического института АН СССР, а в дальнейшем в 70–80-х годах эти исследования были продолжены в Тихоокеанском океанологическом институте им. В.И. Ильичева ДВО РАН.

Материал книги использовался авторами в различные годы при чтении студентам физического факультета Дальневосточного государственного университета спецкурсов лекций «Основы акустики океана», «Гидрофизика», «Нелинейная акустика» и студентам физико-технического факультета Морского государственного университета им. адм. Г.И. Невельского курсов лекций «Основы теории волн», «Основы теории колебаний».

Авторы выражают благодарность за плодотворное сотрудничество своим коллегам: к.ф.-м.н. И.В. Корскову, к.ф.-м.н. П.Н. Попову, А.В. Стороженко, к.ф.-м.н. Ю.А. Половинка, к.ф.-м.н. С.А. Кленину, к.ф.-м.н. В.Д. Киселеву, Л.Г. Ворониной, PhD В.Д. Полоничко (V.D. Polonichko, USA), которые в разное время принимали участие в работах по проблемам, затронутым в монографии.

Многие теоретические вопросы, представленные в книге, получили решение благодаря исключительно плодотворным обсуждениям с безвременно ушедшим от нас сотрудником Акустического института им. акад. Н.Н. Андреева к.ф.-м.н. В.Н. Алексеевым, который к тому же обучил авторов фундаментальным основам рассеяния и распространения волн в микронеоднородных средах.

Решения многочисленных практических вопросов организации и проведения экспериментальных исследований и обсуждение результатов в свое время были бы невозможны без всесторонней поддержки академика В.И. Ильичева и академика М.Д. Агеева, память и признательность которым авторы сохранят навсегда.

Авторы признательны академику Р.И. Нигматулину за поддержку и обсуждение работ, представленных в книге и выполняемых в рамках Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Фундаментальные проблемы океанологии: физика, геология, биология, экология» в 2005–2014 гг.

Авторы выражают благодарность рецензентам д.ф.-м.н. А.О. Максимову и д.ф.-м.н. А.Н. Серебряному, внимательно прочитавшим и проанализировшим книгу и чьи замечания мы постарались учесть при окончательном ее редактировании.

Монография написана специалистами по физической акустике и гидрофизике и предназначена в первую очередь лицам, специализирующимся в области акустики океана и гидрофизики. Однако, с нашей точки зрения, она также может быть полезна специалистам-океанологам, изучающим гидрофизические процессы в верхнем слое океана. Данная работа может быть рекомендована аспирантам и студентам высших учебных заведений, специализирующимся по соответствующим специальностям.

Авторы отдают себе отчет, что некоторые положения или интерпретация результатов в этой книге могут показаться спорными или, по крайней мере, могут вызвать дискуссию. Все замечания и предложения будут встречены нами с благодарностью.

#### ВВЕЛЕНИЕ

Морская вода является сложной средой, одновременно содержащей различные гетерогенные микронеоднородности, — пузырьки и твердые взвеси, включения биологического происхождения — зоо- и фитопланктон, продукты распада биологических систем, а также рыбу и другие морские организмы различного размера. Кроме того, существуют гомогенные неоднородности, имеющие то же фазовое состояние, но отличающиеся плотностью, температурой, скоростью звука и прочими физическими параметрами. Ярким их представителем является мелкомасштабная турбулентность, всегда присутствующая в том или ином масштабе в верхнем слое океана. Все указанные неоднородности отличаются друг от друга по характерным размерам, пространственному распределению в деятельном слое океана, частоте появления в выделенном объеме морской среды [28–32, 36, 79, 127, 137, 208, 250, 271, 296].

Особенно часто в океане встречаются мелкомасштабные неоднородности, которые имеют важное значение для практической деятельности человека. Изучению таких неоднородностей посвящено много усилий ученых различных стран, накоплен богатый материал по их характеристикам, происхождению и динамике. Тем не менее степень изученности мелкомасштабных неоднородностей в океане далека от совершенства. Остается много вопросов относительно взаимосвязи с различными внешними воздействиями атмосферного или океанического происхождения, а также распространенности и концентрации в различных регионах. Создание эффективных методов для изучения мелкомасштабных неоднородностей и их изучение с помощью новых методов являются актуальными задачами современной океанологии [32, 89, 92, 105, 201, 206, 223, 242, 306–309].

Изучение рассеяния звука составляет основу дистанционного метода диагностики структуры и динамики микронеоднородных жидкостей. Между различными типами неоднородностей в океане существует определенная иерархия по интенсивности или «силе рассеяния» звука. Значительный интерес представляют исследования рассеяния, обусловленные резонансными включениями – газовыми пузырьками или рыбами, имеющими плавательный пузырь. Интерес вызван тем, что сечение рассеяния звука на таких неоднородностях в океане намного превышает сечения рассеяния на других типах неоднородностей. Даже сравнительно небольшая концентрация пузырьков (или рыб с плавательным пузырем) в морской воде может привести к значительной интенсивности объемной реверберации [32, 36, 79, 127]. Теоретическая основа рассеяния и затухания звука в воде с наиболее типичными включениями, характерными для морской воды, представлена в главе 1 настоящей книги.

Изучению динамики и распределения пузырьков в толще океана и в приповерхностных слоях посвящено множество работ исследователей, как отечественных, так и зарубежных [20–23, 36, 79, 84, 85, 119, 173, 174, 205–208, 250–259, 291–301]. Пузырьки, находящиеся в приповерхностных слоях воды, могут существенным образом влиять на затухание, рассеяние и отражение звука от поверхности океана, причем на эти величины влияет как абсолютное значение концентрации пузырьков, так и их распределение по размерам на различных глубинах. Пузырьки влияют также на величину нелинейного параметра морской воды, что в ряде случаев может приводить к практическому эффекту – увеличению эффективности параметрических гидроакустических излучателей [21, 38–40, 49, 91, 103–104, 111]. Теоретическим вопросам

нелинейного взаимодействия звука с пузырьками и другими включениями в воде посвящена глава 2.

Большое значение для океанологии имело обнаружение подводных газовых факелов — облаков пузырьков различного происхождения, поднимающихся из морского дна на различных глубинах [21, 105, 123, 162, 191, 192, 197, 198, 233, 285]. Условно их можно разделить на две категории — глубоководные (глубины около 1 км и больше) и мелководные (глубины мелкого моря и шельфа, вплоть до десятков метров). Происхождение глубоководных факелов обычно связывают с выходом газов, возникающих за счет разложения газогидратов, находящихся в толще морского дна. Обнаружение таких факелов является хорошим признаком для нахождения газогидратных месторождений. Происхождение мелководных факелов, обнаруженных в большом количестве на шельфе о-ва Сахалин (вблизи нефтегазовых месторождений, залив Пильтун), вблизи юго-восточного побережья Камчатки, на арктическом шельфе (Чукотское и Восточно-Сибирское моря), пока не ясно, и существующие гипотезы имеют дискуссионный характер.

На практике часто возникает необходимость получения информации не только о суммарной концентрации микронеоднородностей, но также о раздельном вкладе каждого из типов включений. Особый интерес представляет разработка методов решения обратных задач, таких как, например, установление по микроскопическим свойствам типа и спектрального состава фазовых включений [21, 26, 49, 79, 106, 119, 129, 189, 206, 250–259]. В последнее время стало ясно, что традиционные линейные методы акустической диагностики микронеоднородных сред оказываются зачастую противоречивыми, и в связи с этим возникла необходимость разработки других, более совершенных методов. Таковыми оказались прежде всего нелинейные методы, а также методы, использующие анализ более тонких, нестационарных эффектов рассеяния и распространения звука в микронеоднородных средах. Была разработана теория акустического взаимодействия в морской воде, на основе которой реализована дистанционная спектроскопия микронеоднородностей в верхнем слое моря. В книге в первых двух главах представлены теоретические методы, а в четвертой главе показаны экспериментальные возможности акустических методов изучения мелкомасштабной структуры морской среды и ее пространственно-временной изменчивости, связанной с турбулентными образованиями, внутренними волнами, пузырьками, взвесями, планктоном и др.

Относительно новыми темами для океанологических применений являются акустические направления, связанные с вопросами акустической диагностики фазовых превращений в воде, которым в книге предоставлено значительное место — глава 3. Речь идет в основном о возможности акустической диагностики высокомемпературных парогазовых пузырьков в морской воде вблизи локальных мощных источников тепла вулканогенного или другого происхождения на дне океана. Другое направление фазовых превращений — это превращение воды в лед и связанная с этим явлением акустическая диагностика центров кристаллизации, наличия льда в воде (так называемая «шуга») и оценка некоторых физических характеристик такой микронеоднородной среды,

Акустика микронеоднородных жидкостей достаточно хорошо развита в случае включений без фазовых превращений [72–74, 99, 101, 117, 156, 167, 243, 302].

Воздействие фазовых превращений на акустические характеристики микронеоднородных жидкостей изучено существенно слабее. Имеющиеся теоретические и экспериментальные работы относятся в основном к акустике кипящих и криогенных жидкостей [3–8, 49, 100–102, 132, 133]. Промежуточная область температур, когда наблюдается зацепляющийся характер тепловых и диффузионных явлений в динамике парогазовых пузырьков, исследована значительно хуже [49, 150, 204, 268, 275]. Но наиболее слабо исследованы акустические явления в случае другого фазового перехода — кристаллизации. В основном имеются результаты экспериментальных исследований [35, 172, 249], которые свидетельствуют о наличии аномального поведения вблизи точки кристаллизации ряда акустических характеристик, таких как поглощение и дисперсия скорости звука. По количеству публикаций, особенно резко увеличившихся в последнее время, следует говорить о наличии острого интереса к таким явлениям [172, 200, 228, 249].

Динамика парогазовых полостей определяет процессы тепломассообмена и находит широкое применение в теплоэнергетике, атомной энергетике, в химической технологии и т.д., – везде, где имеются экстремальные условия, связанные с нагревом и наличием пузырьков в перегретых жидкостях.

В природных средах явления образования и динамики парогазовых пузырьков также далеко не редкость. Все явления, связанные с вулканическим и гейзерным извержением, всегда сопровождаются образованием многочисленных парогазовых пузырьков, которые резко изменяют физические свойства окружающей жидкости. В океане такие явления резкого выброса парогазовых пузырьков могут наблюдаться в областях подводных вулканов. Акустические свойства парогазовых пузырьков и возможности их акустической диагностики слабо изучены, и материал, представленный в главе 3, является попыткой прояснить некоторые вопросы акустики сложных парогазожидкостных и кристаллизующихся жидкостей.

Одна из целей написания книги — показать возможности акустических методов для выявления и визуализации мелкомасштабной структуры океанической среды. По этой причине в книге представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований взаимодействия акустических импульсов с водой, насыщенной различными фазовыми включениями: пузырьками, твердыми взвесями, планктоном и т.п. Так, полученные экспериментальные результаты акустических исследований позволили по методикам авторов выявить сложную структуру и динамику пузырьковых структур, образующихся в результате обрушения ветровых волн и затягивания течениями воды в толщу моря до больших глубин. Перечисленные результаты представлены в главе 5, в которой также обсуждены результаты исследований спектрального состава пузырьковых облаков в приповерхностных слоях моря.

В главе 6 описаны методы и представлены результаты экспериментальных исследований акустической нелинейности и кавитационной прочности в морской воде на различных глубинах при различном состоянии моря. Показано, что данные по рассеянию звука позволяют оценить концентрацию пузырьков, а также связать кавитационную прочность и акустическую нелинейность морской воды с распределенными в ней газовыми пузырьками. Представлены результаты экспериментальных измерений порогов акустической кавитации в морской воде, полученные в Атлантическом, Тихом, Индийском, Северном Ледовитом океанах и в других районах Миро-

вого океана, включая измерения в Аравийском, Балтийском, Восточно-Сибирском, Северном, Филиппинском, Черном, Японском, Охотском и Южно-Китайском морях. Исследования кавитационной прочности морской воды в различных районах Мирового океана были начаты в начале 60-х годов прошлого столетия во время работы одного из авторов под руководством В.И. Ильичева на Сухумской научной морской станции Акустического института АН СССР [1], а в дальнейшем, в 70–80-х годах, эти исследования были продолжены в Тихоокеанском океанологическом институте им. В.И. Ильичева ДВО РАН.

Важным при проведении указанных исследований была возможность регулярного использования малотоннажных НИС «Малахит» и «Импульс», принадлежащих ТОИ ДВО РАН. В результате акустические исследования на шельфе Японского моря проводились ежегодно в летний и осенний сезоны начиная с 1998 г. Накопленный материал был частично использован при написании глав 5 и 6.

Особое место акустические методы занимают при изучении распределения и динамики зоопланктона в различных областях океана. Планктон и рыбные скопления обычно располагается в областях с максимальными градиентами температуры, т.е., как правило, в области сезонного термоклина. Это обстоятельство имеет большое значение, так как позволяет по аномальному рассеянию звука на планктоне и других микронеоднородностях, локализованных вблизи термоклина, получать информацию о различных крупномасштабных нестационарных гидрофизических процессах в море — внутренних волнах, течениях и крупномасштабной турбулентности, которые имеют связь с положением и характеристиками термоклина. В сущности, можно использовать особенности динамики звукорассеивающих слоев в том числе и для оценки характера процессов в толще океана. В главах 7 и 8 представлены описание применяемых методов высокочастотного рассеяния звука в морской воде и результаты их использования для выявления распределения и динамики зоопланктона в различных областях океана.

В главе 7 представлены типичные распределения коэффициента объемного рассеяния звука вдоль протяженных трасс, располагающихся в различных районах Мирового океана. Материал акустических исследований звукорассеивающих слоев, представленный в книге, во многом основан на результатах, полученных в различных районах океана: в тропической части Тихого океана, в Японском, Восточно-Китайском, Южно-Китайском морях, в юго-восточной и северной частях Индийского океана, в Красном и Средиземном морях, в северо-восточной части Атлантического океана [14, 15, 19, 21, 26, 146, 152]. Исследования проводились в научных экспедициях ДВО РАН: 16- и 20-м рейсах НИС «Академик А. Виноградов» (1990 и 1991 гг.), в 25-м рейсе НИС «Академик Лаврентьев» (1995 г.) и в 29-м рейсе НИС «Профессор Гагаринский» (2000 г.). Крупномасштабные исследования были проведены в кругосветной экспедиции на парусно-учебном судне (ПУС) «Надежда» Морского государственного университета им. адм. Г.И. Невельского в 2003–2004 гг., в которой наряду с сотрудниками МГУ им. адм. Г.И. Невельского принимали участие сотрудники ТОИ ДВО РАН и ИПМТ ДВО РАН [17, 20, 151].

В *главе* 8 представлены описания методов высокочастотного рассеяния звука в морской воде и результаты их использования для выявления распределения и динамики зоопланктона в дальневосточных морях России. В период 2001–2010 гг. в

рамках «Плавучего университета» на ПУС «Надежда» были проведены акустические исследования в Японском и Охотском морях, а также в Тихом океане вблизи юго-восточного побережья Камчатки и Курильских островов. В августе 2013 г. в период экспедиции на учебном судне «Профессор Хлюстин» (МГУ им. адм. Г.И. Невельского) были проведены акустические исследования в Арктике и получены интересные результаты по распределению и динамике планктона в арктических морях — Чукотском и Восточно-Сибирском, которые оказались в определенной мере неожиданными и достаточно сильно отличающимися от результатов морских исследований в средних широтах и в тропиках [24, 57, 59, 184].

Для задач акустической диагностики планктона было важно проведение совместных экспериментов, в которых можно было бы сопоставить данные акустических оценок биомассы в море с данными биологических обловов in situ. В главе 8 представлены результаты таких калибровок акустических методов на основе рассеяния звука. Кроме того, показаны результаты акустических исследований суточных и сезонных вариаций концентрации и динамики зоопланктона на шельфе Японского моря.

В Приложении представлены некоторые гидрофизические и акустические характеристики морской воды, которые использовались в книге по ходу изложения материала. Кроме того, они могут представить самостоятельный интерес как краткий справочный материал по указанным параметрам морской воды.

Необходимо также отметить большое значение морской экспериментальной базы МЭС «Шульц» ТОИ ДВО РАН для успешного проведения акустических исследований верхнего слоя моря. Хорошо налаженная инфраструктура МЭС благодаря заботе персонала станции во главе с С.Б. Титаренко дала возможность практически круглогодично проводить экспериментальные исследования с применением акустической станции, установленной на дне бухты Витязь Японского моря. Станция связана силовым и информационным кабелем с береговой лабораторией, в которой круглосуточно происходят прием и регистрация акустических сигналов. Благодаря связи по Интернет и удаленному доступу в последние два года удалось реализовать управление экспериментальными исследованиями непосредственно из здания ТОИ ДВО РАН на расстоянии около 100 км от места постановки донной станции. Некоторые результаты, полученные с помощью этой станции, представлены в главах 5 и 6.

В книге представлены результаты исследований, выполненных в ТОИ ДВО РАН по госбюджетным темам (гос. рег. № 01200606789, 01200956692, 01201363046) в 2005–2015 гг., по проектам Президиума ДВО РАН, выполняемым в рамках Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Фундаментальные проблемы океанологии: физика, геология, биология, экология» в 2005–2014 гг. (проекты 06-І-П17-071, 09-І-П17-04, 12-І-П23-03), по проекту 15-І-1-046 программы «Дальний Восток» Президиума ДВО РАН, а также по проектам, выполненным по грантам Президента РФ в рамках поддержки ведущих научных школ РФ (научная школа академика РАН В.А. Акуличева «Развитие методов и средств подводной акустики для исследования океана», гранты НШ-3641\_2010\_5, НШ-1052.2012.5, НШ-6084.2014.5) и грантам РФФИ (проекты 94-02-0609-а, 96-02-19795-а, 00-02-16913-а, 03-02-16710-а, 06-05-65095-а, 08-05-99085-р\_офи, 09-02-01030-а, 12-02-01048-а, 17-02-00561-а).

Глава 1

## РАССЕЯНИЕ И ЗАТУХАНИЕ ЗВУКА В МИКРОНЕОДНОРОДНОЙ ЖИДКОСТИ

В главе 1 обсуждаются теоретические основы исследования рассеяния и затухания звука в воде с мелкомасштабными неоднородностями, основанные главным образом на линейном приближении. Вместе с тем в настоящей главе представляется уместным обсудить более общие уравнения гидродинамики, теории упругости и уравнения состояния воды, содержащей включения, которые в дальнейших главах используются в том числе и для обсуждения нелинейных явлений. Поэтому в первом разделе рассмотрим общие уравнения гидродинамики жидкости и растворов, которые будут записаны как в общем виде, так и в квадратичном приближении.

## 1.1. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ГИДРОДИНАМИКИ И ТЕОРИИ УПРУГОСТИ

### 1.1.1. Уравнения гидродинамики чистой жидкости

Уравнения гидродинамики классической жидкости имеют следующий вид [93]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\nabla \cdot \rho \mathbf{v}) = 0, \qquad (1.1.1)$$

$$\frac{\partial j_i}{\partial t} + \frac{\partial \Pi_{ik}}{\partial x_k} = 0, \quad j_i = \rho v_i, \quad \Pi_{ik} = \rho v_i v_k + P \delta_{ik} - \sigma_{ik}, \quad (1.1.2)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla S) = \frac{1}{\rho T} \left\{ (\nabla \cdot \kappa \nabla T) + \frac{\partial v_i}{\partial x_k} \sigma_{ik} \right\}, \tag{1.1.3}$$

$$\sigma_{ik} = 2\eta v_{ik} + (\varsigma - 2\eta / 3)(\nabla \cdot \mathbf{v})\delta_{ik}, \ v_{ik} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right), \tag{1.1.4}$$

где  $\rho$  — плотность,  $v_i$  — i-я компонента скорости,  $j_i$  — i-я компонента плотности потока массы,  $\Pi_{ik}$  — тензор плотности потока импульса, P — давление,  $\sigma_{ik}$  — тензор вязких напряжений ( $\eta$  и  $\varsigma$  — коэффициенты сдвиговой (динамической) и объемной вязкости), S — энтропия, T — температура,  $\kappa$  — коэффициент теплопроводности; по повторяющимся индексам предполагается суммирование.

Уравнение (1.1.1) является уравнением неразрывности (непрерывности) и отвечает закону сохранения массы. Для стационарных процессов из уравнения (1.1.1) можно записать дивергенцию плотности потока массы, равной нулю:

$$(\nabla \cdot \rho \mathbf{v}) = 0. \tag{1.1.5}$$

Для нахождения вектора скорости  ${\bf v}$  в неоднородных средах важна также зависимость плотности от координат. Вводя скалярный потенциал скорости по формуле

$$\mathbf{v} = \nabla \varphi \,, \tag{1.1.6}$$

для однородных и несжимаемых консервативных сред можно написать следующие уравнения потенциального движения жидкости:

$$(\nabla \cdot \mathbf{v}) = 0, \ \nabla^2 \varphi = 0. \tag{1.1.7}$$

Уравнение (1.1.2) является уравнением движения и отвечает закону сохранения импульса, его обычно записывают в ином виде – в форме уравнения Навье—Стокса. Для получения уравнения Навье—Стокса следует подставить уравнение неразрывности (1.1.1) в уравнение (1.1.2) и перейти от тензорных к векторным обозначениям:

$$\rho \left[ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right] + \nabla P = \eta \Delta \mathbf{v} + \left( \frac{1}{3} \eta + \varsigma \right) \nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}). \tag{1.1.8}$$

Для несжимаемых сред уравнение (1.1.8) существенно упрощается и его можно написать в следующем виде:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} + \frac{\nabla P}{\rho} = \nu \Delta \mathbf{v} , \qquad (1.1.9)$$

где коэффициент кинематической вязкости  $v = \eta / \rho$ .

Наряду с уравнением сохранения массы (1.1.1) и сохранения импульса (1.1.3) следует написать уравнение сохранения энергии. Его можно записать в следующей дивергентной форме:

$$\frac{\partial E}{\partial t} + (\nabla \cdot \mathbf{Q}) = 0, \qquad (1.1.10)$$

где плотность энергии E и поток энергии  ${\bf Q}$  записываются в виде:

$$E = \rho \left(\frac{v^2}{2} + \varepsilon\right), \ \mathbf{Q} = \rho \mathbf{v} \left(\frac{v^2}{2} + w\right) + \mathbf{q}_T + \mathbf{q}_{\eta}. \tag{1.1.11}$$

Здесь введены следующие обозначения: плотность внутренней энергии  $\varepsilon$  и энтальпия w, связанные известным термодинамическим соотношением  $w = \varepsilon + P / \rho$ , а также поток тепловой энергии, имеющий вид:

$$\mathbf{q}_T = -\kappa \nabla T \,, \tag{1.1.12}$$

и поток энергии  $\mathbf{q}_{\eta}$ , обусловленный диссипацией за счет вязкостного трения (работа сил вязких напряжений  $\sigma_{ik}$ ), который, в свою очередь, может быть записан в виде:

$$\mathbf{q}_{\eta} = \left\{ \left( q_{\eta} \right)_{k} \right\} = -\left\{ \sigma_{ik} v_{i} \right\} \equiv -\mathbf{v} \hat{\mathbf{\sigma}}. \tag{1.1.13}$$

Поток энергии  $\mathbf{q}_{\eta}$  выражает скорость диссипации кинетической энергии, обусловленной наличием вязкого трения, которую следует учитывать при существовании в системе движений с большими скоростями, а также при определении затухания волновых процессов в среде.

Следует отметить, что уравнение переноса энтропии (1.1.3) связано с переносом тепла и его можно получить [93] непосредственно из уравнения сохранения энергии, используя уравнения сохранения массы (1.1.1) и сохранения импульса (1.1.2). Преобразуя  $(\partial v_i / \partial x_k) \sigma_{ik}$  в правой части (1.1.3), уравнение переноса энтропии можно записать в более употребительной форме:

$$\frac{\partial S}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla S) = \frac{1}{\rho T} \left[ (\nabla \cdot \kappa \nabla T) + \frac{\eta}{2} \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right)^2 + \left( \zeta - \frac{2}{3} \eta \right) (\nabla \cdot \mathbf{v})^2 \right]. \tag{1.1.14}$$

Уравнение переноса тепла, или уравнение теплопроводности выводится из уравнения переноса энтропии (1.1.14) с помощью разложения энтропии S(T,P) в ряд по возмущениям давления P и температуры T, используя термодинамические соотношения  $[94] \left( \partial S/\partial T \right)_P = C_P/T$ ,  $\left( \partial S/\partial P \right)_T = -\alpha/\rho$ :

$$\frac{dT}{dt} - d_S \frac{dP}{dt} = \frac{1}{\rho C_P} (\nabla \cdot \kappa \nabla T) + \frac{v}{2C_P} \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right)^2 + \frac{1}{\rho C_P} \left( \zeta - \frac{2}{3} \eta \right) (\nabla \cdot \mathbf{v})^2,$$
(1.1.15)

где символ d/dt определяет субстанциональную производную по времени  $d/dt = \partial/\partial t + v_k \, \partial/\partial x_k$ , величина  $d_S = (dT/dP)_S = \alpha T/\rho C_P$  характеризует наклон адиабаты,  $C_P$  — теплоемкость при постоянном давлении,  $\alpha = -(1/\rho)(\partial\rho/\partial T)_P$  — изобарический коэффициент теплового расширения. Для несжимаемой жидкости уравнение теплопроводности (1.1.15) существенно упрощается и принимает вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla T) = \frac{1}{\rho C_P} (\nabla \cdot \kappa \nabla T) + \frac{\nu}{2C_P} \left[ \frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right]^2. \tag{1.1.16}$$

В обычных жидкостях коэффициент теплопроводности *к* не сильно изменяется за счет изменения температуры при появлении движения в среде, поэтому его обычно считают постоянной величиной, и окончательно уравнение теплопроводности для несжимаемой жидкости можно записать в виде:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla T) = \chi \Delta T + \frac{v}{2C_P} \left[ \frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right]^2, \tag{1.1.17}$$

где  $\chi = \kappa/\rho C_P$  — коэффициент температуропроводности. Очень часто в жидкости можно пренебречь изменениями температуры, связанными с выделением тепла за счет внутреннего вязкостного трения — последний член в (1.1.17). Тогда уравнение теплопроводности для несжимаемой жидкости принимает привычный вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla T) = \chi \Delta T. \tag{1.1.18}$$

Для неподвижной жидкости и твердого тела можно записать:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \Delta T \ . \tag{1.1.19}$$

## 1.1.2. Уравнения гидродинамики растворов и многокомпонентных жидкостей

Морская вода является сложной многокомпонентной жидкостью, в которой растворено значительное количество различных веществ. Поэтому гидродинамические процессы в морской воде, также как и волновые явления, происходящие в ней, следует рассматривать с учетом гидродинамики многокомпонентных жидкостей или растворов. Предполагаем, что растворенные вещества и растворитель (вода) химически не реагируют друг с другом. В этом случае как для растворенного вещества, так и для растворителя имеет место закон сохранения массы. Обозначим через  $m_1$  и  $n_1$  массу молекул растворителя и их количество в единице объема, а через  $m_2$  и  $n_2$  массу молекул растворенного вещества и их количество в единице объема соответственно. Далее введем концентрацию растворенного вещества (примеси) в единице массы жидкости  $c = m_2 n_2 / (m_1 n_1 + m_2 n_2)$ .

Обычно предполагается, что несущая фаза (растворитель), содержащая растворенное вещество, находится в избытке по сравнению с растворенном веществом, т.е. имеет место неравенство  $m_1 n_1 >> m_2 n_3$ . Это неравенство, по существу, сводится к условию малых массовых концентраций растворенного вещества c << 1. Такое предположение в теории растворов является традиционным. Тем не менее, ниже будут сформулированы уравнения гидродинамики многокомпонентных жидкостей, в которых предположение о малости концентраций по возможности не будет применяться. Случай, где будет сделано предположение c << 1, будет обсужден дополнительно. Для дальнейшего определим плотность растворенного вещества и растворителя формулами  $\rho_2 = m_2 n_2 / V$  и  $\rho_1 = m_1 n_1 / V$  соответственно, где V – единица объема жидкости. При этом обычно определяемая плотность выглядит следующим образом:  $\rho = (m_2 n_2 + m_2 n_2) / V$ . Отсюда имеем следующие соотношения для плотностей растворенного вещества и растворителя:

$$\rho_2 = m_2 n_2 / V = \rho c$$
,  $\rho_1 = m_1 n_1 / V = \rho (1 - c)$ . (1.1.20)

В соответствии с законом сохранения массы химически не реагирующих компонентов к исходной системе гидродинамических уравнений, представленных выше, следует добавить дополнительное уравнение, описывающее уравнение непрерывности для растворенного вещества. При этом следует учесть взаимное проникновение фаз в единице объема среды, которое выражается диффузией примеси. Такое уравнение для растворенного вещества имеет следующий вид [93]:

$$\frac{\partial \rho c}{\partial t} + \left(\nabla \cdot \left[\rho c \mathbf{v} + \mathbf{g}\right]\right) = 0, \qquad (1.1.21)$$

где в правой части стоит дивергенция потока  ${\bf g}$  диффузии растворенного вещества, которая выражается законом Фика:

$$\mathbf{g} = -\rho D \nabla c . \tag{1.1.22}$$

В этом уравнении вектор g представляет собой диффузионный поток примеси с учетом явлений бародиффузии и термодиффузии, которые в неоднородной по давлению и температуре среде формируют диффузионные потоки не только за счет градиента концентрации растворенного вещества  $\nabla c$ , но также и за счет градиентов давления  $\nabla P$  и температуры  $\nabla T$ . Тогда поток g имеет следующий вид [93]:

$$\mathbf{g} = -\rho D \left( \nabla c + \frac{k_T}{T} \nabla T + \frac{k_P}{P} \nabla P \right), \tag{1.1.23}$$

где комбинации величин  $Dk_{\scriptscriptstyle T}$  и  $Dk_{\scriptscriptstyle p}$  определяют соответственно коэффициенты термодиффузии и бародиффузии [93, 94, 125].

Уравнение диффузии (1.1.23) с учетом уравнения неразрывности (1.1.1) и с учетом того, что эффекты бародиффузии в жидкостях обычно играют незначительную роль, можно записать в виде:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla c) = D \left[ \Delta c + \frac{k_T}{T} \Delta T \right]. \tag{1.1.24}$$

Второе слагаемое в правой части уравнения определяет изменение концентрации за счет термодиффузии, но если пренебречь эффек-

тами термодиффузии, уравнение диффузии в жидкости записывают в привычном виде:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla c) = D\Delta c. \tag{1.1.25}$$

Уравнение теплопроводности в растворах из-за наличия термодиффузии также содержит дополнительные члены, связанные с диффузионным потоком  ${f g}$ :

$$\frac{dT}{dt} - d_S \frac{dP}{dt} = \frac{1}{\rho C_P} \left[ (\nabla \cdot \kappa \nabla T) - k_T \frac{\partial \mu}{\partial c} (\nabla \cdot \mathbf{g}) - \left( \mathbf{g} \cdot \nabla \left( k_T \frac{\partial \mu}{\partial c} + \mu - T \frac{\partial \mu}{\partial T} \right) \right) \right]. \tag{1.1.26}$$

Здесь введен химический потенциал раствора  $\mu$ , который равен  $\mu = \mu_1 - \mu_2$ . Уравнение (1.1.26) допускает упрощение в случае слабых растворов. Для таких растворов можно написать выражения для химических потенциалов  $\mu_1$  и  $\mu_2$  в виде [94]:

$$\mu_2 = \mu_{20} + (kT/m_2)\ln(\tilde{c}/\tilde{c}_\sigma), \qquad (1.1.27)$$

$$\mu_1 = \mu_{10} - (kT/m_1)\ln(1-\tilde{c}),$$
 (1.1.28)

где  $\tilde{c}$  — концентрация частиц раствора, определяемая формулой  $\tilde{c}=n_2/(n_1+n_2)$ . Индекс 0 у химического потенциала означает, что потенциал соответствует чистому веществу, не находящемуся в растворе. Индекс  $\sigma$  означает, что концентрация раствора соответствует кривой фазового равновесия относительно растворения вещества. Концентрацию  $\tilde{c}$  можно связать с обычно вводимой массовой концентрацией c соотношением

$$\tilde{c} = c(m_1/m_2)/[1-c(m_2-m_1)/m_2].$$
 (1.1.29)

В итоге можно получить выражение для величины  $\partial \mu/\partial c$ , содержащейся в уравнении (1.1.26), в виде:

$$\partial \mu / \partial c = (kT/m_2) [c(1-c)(1-(m_2-m_1)/m_2)]^{-1}.$$
 (1.1.30)

Используя формулу (1.1.30), величину  $k_T \partial \mu/\partial c$  можно записать в простом виде. Для этого предварительно заметим [93, 94], что коэффициент  $k_T$  выражается следующей зависимостью

от концентрации раствора:  $k_T = \alpha_T \tilde{c} \left(1 - \tilde{c}\right)$ , где  $\alpha_T$  — термодиффузионный фактор, который для жидкости примерно равен [94, 125]  $\alpha_T \sim 0.02 \div 0.3$ . Выражая  $\tilde{c}$  через концентрацию c, получаем

 $\tilde{c}(1-\tilde{c})/c(1-c) = (m_1/m_2)/[1-c(m_2-m_1)/m_2]^2$ . Подставляя найденные соотношения в выражение для  $k_T \partial \mu/\partial c$ , находим:

$$k_T \frac{\partial \mu}{\partial c} = C_P d_c, \ d_c = \frac{\alpha_T k T m_1}{C_P m_2^2} \left[ 1 - c \frac{m_2 - m_1}{m_2} \right]^{-1} \approx \frac{\alpha_T k T m_1}{C_P m_2^2}.$$
 (1.1.31)

Произведем дальнейшее упрощение уравнения (1.1.26). Используя известные термодинамические соотношения [93, 94], заключаем, что величина  $\mu-T\,\partial\mu/\partial T$  представляет собой разность энтальпий растворенного вещества и растворителя в растворе, т.е.  $\mu-T\,\partial\mu/\partial T=w_2-w_1$ . Учитывая выражения (1.1.27) и (1.1.28) для химических потенциалов  $\mu_2$  и  $\mu_1$ , можно записать соотношение  $\mu-T\,\partial\mu/\partial T=w_{20}-w_{10}+L_c$ , где  $L_c$  — теплота растворения, определяемая в виде  $L_c=\left(kT^2/m_2\tilde{c}_\sigma\right)\left(\partial\tilde{c}/\partial T\right)_\sigma$ , величины  $w_{20}$  и  $w_{10}$  определяют энтальпию чистого растворенного вещества и растворителя соответственно. Учитывая полученные выше выражения для  $\mu-T\,\partial\mu/\partial T$  и  $k_T\,\partial\mu/\partial c$ , получаем уравнение теплопроводности в растворах в виде:

$$\frac{dT}{dt} - d_S \frac{dP}{dt} - d_c \frac{dc}{dt} = \frac{1}{\rho C_P} \left[ (\nabla \cdot \kappa \nabla T) - \left( \mathbf{g} \cdot \nabla \left( d_c C_P + w_2 - w_1 \right) \right) \right], (1.1.32)$$

которое допускает дальнейшее упрощение:

$$\frac{dT}{dt} - d_S \frac{dP}{dt} - d_c \frac{dc}{dt} = \frac{1}{\rho C_P} \left[ (\nabla \cdot \kappa \nabla T) + \rho D d_c C_P \frac{m_2 - m_1}{m_2} \left( (\nabla c)^2 + \frac{k_T}{T} \nabla T \nabla c \right) \right]. \tag{1.1.33}$$

В случае малых концентраций и малых градиентов диффузионных потоков в растворе уравнение (1.1.33) принимает вид:

$$\frac{dT}{dt} - d_c \frac{dc}{dt} = \chi \Delta T . \tag{1.1.34}$$

Следует обратить внимание, что в уравнении (1.1.34) опущены члены, связанные с адиабатическими изменениями температуры, вы-

ражаемые членом  $d_S(dP/dt)$ , и вязкостью; их восстановление не составляет труда — они имеют такой же вид, как в уравнениях (1.1.14) и (1.1.33) и просто дописываются в уравнение (1.1.34) в качестве дополнительных членов в правой части.

## 1.1.3. Уравнения теории упругости для твердых фазовых включений

Для полного рассмотрения динамики фазовых включений (ФВ) в жидкости следует написать систему уравнений, описывающих сплошную среду внутри включений. В случае жидких включений, когда имеем дело с эмульсиями или аэрозолями, в качестве уравнений движения можно применять рассмотренные выше уравнения гидродинамики. Аналогично обстоит дело с газовыми включениями различных типов в жидкости — здесь также можно применять сформулированные выше уравнения гидродинамики (учитывая при этом сжимаемость и специфические уравнения состояния газа).

В случае ФВ в виде твердых частиц, когда имеем дело с суспензиями, взвесями твердых и мягких частиц, следует воспользоваться уравнениями теории упругости [95]. Для твердого тела движение частиц принято описывать с помощью вектора смещения частиц  $\mathbf{u}'$ , связанного со скоростью  $\mathbf{v}'$  соотношением  $\mathbf{v}' = d\mathbf{u}'/dt$ . Некоторым аналогом уравнения движения для жидкости (1.1.2) в случае изотропного твердого тела является уравнение Ламе [95], которое в случае малых деформаций имеет вид:

$$\rho \frac{\partial v_i'}{\partial t} = \rho \frac{\partial^2 u_i'}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{ik}'}{\partial x_k},$$

$$\sigma_{ik}' = \lambda' u_{il}' \delta_{ik} + 2\mu' u_{ik}' - (\lambda' + 2\mu' / 3)\alpha' (T' - T_0') \delta_{ik}, \qquad (1.1.35)$$

где  $\lambda'$  и  $\mu'$  – коэффициенты Ламе,  $\alpha'$  – изобарический коэффициент температурного расширения твердой фазы,  $T'-T_0'$  – отклонение температуры твердой фазы от равновесной, штрихи здесь и далее означают принадлежность величины к фазовому включению,  $u_{ik}'$  – тензор малых деформаций, связанный со смещениями частиц соотношением:

$$u'_{ik} = (1/2) \left[ \left( \partial u'_i / \partial x_k \right) + \left( \partial u'_k / \partial x_i \right) \right]. \tag{1.1.36}$$

Введя давление P' внутри твердой фазы соотношением  $P' = -\sigma_{ii}/3$  и свертывая тензор  $\sigma'_{ik}$  по индексам i и k, получаем, что

$$u'_{II} = \nabla \cdot \mathbf{u}' = -\beta' P' + \alpha' (T' - T'_{0}),$$
 (1.1.37)

где  $\beta' = 1/K_T'$ ;  $K_T' = \lambda' + 2\mu'/3$ ;  $K_T'$  — изотермический объемный модуль упругости,  $\beta'$  — изотермический коэффициент объемного расширения.

Отметим, что соотношение (1.1.37) можно рассматривать как следствие уравнения неразрывности, если последнее написать в линеаризованном виде  $\delta \rho'/\rho' = \beta' P' - \alpha' (T' - T_0')$  и положить смещения частиц малыми, т.е. считать  $\mathbf{v}' = d\mathbf{u}'/dt \approx \partial \mathbf{u}'/\partial t$ .

С помощью (1.1.37) удобно записать  $\sigma'_{ik}$  через давление P' в виде

$$\sigma'_{ik} = 2\mu' u'_{ik} - (2\mu' \nabla \cdot \mathbf{u}' / 3 + P') \delta_{ik}$$
(1.1.38)

## 1.2. УРАВНЕНИЯ ГИДРОДИНАМИКИ В КВАДРАТИЧНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ

## 1.2.1. Основные приближения

Для решения сложной системы уравнений, что была сформулирована выше, требуются упрощения. Наиболее известным приемом, позволяющим резко упростить уравнения, сохранив при этом возможность описания наиболее важных физических явлений, является введение малого параметра. Будем считать, что возмущения полей температуры, давления, скоростей и др., которые обозначим за  $\psi$ , можно представить в виде двух составляющих  $\psi = \overline{\psi} + \delta \psi$  — некоторой равновесной (или усредненной по достаточно большому промежутку времени)  $\overline{\psi} = (1/T) \int_{t}^{t+T} \psi(t) dt$  и некоторой малой добавки  $\delta \psi$ . При этом предположим выполненными соотношения [8, 49, 101, 203]:

$$|\delta\psi| \ll \overline{\psi}, \ |\dot{\overline{\psi}}| \ll |\delta\dot{\psi}|.$$
 (1.2.1)

Далее будем предполагать величины  $\delta \psi$  линейными или квадратичными по возмущающему полю  $\delta \psi = \psi^{(1)} + \psi^{(2)}$ , а отклонения средних величин  $\overline{\psi}$  от их невозмущенных значений — по крайней

мере квадратичными по полю, т.е.  $\overline{\psi} = \overline{\psi}^{(2)}$ . При введенных предположениях оказывается можно записать линеаризованные уравнения и уравнения квадратичного приближения, которые в основном и будут использоваться во всем дальнейшем изложении.

## 1.2.2. Линейное приближение и основные уравнения акустики

Распространение возмущений в жидкости в акустическом приближении описываются линеаризованными уравнениями гидродинамики, которые можно записать в виде:

$$\frac{\partial \rho^{(1)}}{\partial t} + \rho \left( \nabla \cdot \mathbf{v}^{(1)} \right) = 0, \qquad (1.2.2)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}^{(1)}}{\partial t} + \nabla P^{(1)} = \eta \Delta \mathbf{v}^{(1)} + \left(\frac{1}{3}\eta + \varsigma\right) \nabla \left(\nabla \cdot \mathbf{v}^{(1)}\right), \tag{1.2.3}$$

$$\frac{\partial T^{(1)}}{\partial t} - d_S \frac{\partial P^{(1)}}{\partial t} - d_c \frac{\partial c^{(1)}}{\partial t} = \chi \Delta T^{(1)}, \qquad (1.2.4)$$

$$\frac{\partial c^{(1)}}{\partial t} = D \left[ \Delta c^{(1)} + \frac{k_T}{T} \Delta T^{(1)} \right]. \tag{1.2.5}$$

Следует отметить наличие перекрестных термодиффузионных членов даже в линейном приближении уравнений гидродинамики. Так, уравнение (1.2.5) представляет собой уравнение диффузии растворенного вещества с концентрацией с в растворителе при учете термодиффузионных явлений, и по этой причине в нем и в уравнении теплопроводности (1.2.4) возникают «зацепляющиеся» термодиффузионные члены, которые в общем случае следует учитывать. Для удобства написания формул здесь и в дальнейшем черту над средними значениями величин будем опускать во всех случаях, где это не вызовет недоразумения.

Рассмотрим далее различные упрощения полученной системы линейного приближения. Рассмотрим случай гидродинамики чистой жидкости. Имеем следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial \rho^{(1)}}{\partial t} + \rho \left( \nabla \cdot \mathbf{v}^{(1)} \right) = 0, \qquad (1.2.6)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}^{(1)}}{\partial t} + \nabla P^{(1)} = \eta \Delta \mathbf{v}^{(1)} + \left(\frac{1}{3}\eta + \varsigma\right) \nabla \left(\nabla \cdot \mathbf{v}^{(1)}\right), \tag{1.2.7}$$

$$\frac{\partial T^{(1)}}{\partial t} - d_S \frac{\partial P^{(1)}}{\partial t} = \chi \Delta T^{(1)}. \tag{1.2.8}$$

Действуя операторами  $\partial_t \equiv \partial / \partial t$  на (1.2.6),  $\nabla \cdot$  на (1.2.7) и исключая  $\rho \partial_t (\nabla \cdot \mathbf{v}^{(1)})$ , получаем:

$$\Delta P^{(1)} = \left(4\eta / 3 + \varsigma\right) \Delta \left(\nabla \cdot \mathbf{v}^{(1)}\right) + \partial_t^2 \rho = \rho (\partial_t^2 - \tilde{v} \Delta \partial_t) (\beta P^{(1)} - \alpha T^{(1)}),$$
 где  $\tilde{v} = \left(4\eta / 3 + \varsigma\right) / \rho$ .

Подставляя в полученное уравнение величину  $T^{(1)}$  из уравнения теплопроводности (1.2.8) вида  $T^{(1)}=d_S\partial_t P^{(1)}/(\partial_t-\chi\Delta)$ , получаем уравнение Кирхгофа:

$$\widehat{\mathbf{K}}P^{(1)} = \left[ \partial_t \left( \Delta - \frac{1}{c^2} \partial_t^2 + \widetilde{v} \frac{1}{c^2} \Delta \partial_t \right) - \chi \Delta \left( \Delta + \widetilde{v} \frac{\gamma}{c^2} \Delta \partial_t - \frac{\gamma}{c^2} \partial_t^2 \right) \right] P^{(1)} = 0 ,$$

$$c^2 = \left( \frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_{\mathcal{S}} . \tag{1.2.9}$$

Из уравнения (1.2.9) имеем следующее дисперсионное уравнение:

$$k^{4} \left( 1 + \gamma \frac{k_{1}^{2}}{k_{3}^{2}} \right) - \tilde{v}k^{2}k_{2}^{2} \left( 1 + \frac{k_{1}^{2}}{k_{3}^{2}} + \gamma \frac{k_{1}^{2}}{k_{2}^{2}} \right) + k_{1}^{2}k_{2}^{2} = 0,$$
(1.2.10)

где  $k_1^2=(\omega/c)^2$ ,  $k_2^2=i\omega/\chi$ ,  $k_3^2=i\omega/\tilde{v}$ . Корни уравнения (1.2.10) определяют волновые числа акустической моды (с поглощением) и тепловой моды в виде

$$\tilde{k}_1 = \frac{\omega}{c} + i \frac{\omega^2}{2c^3} \left[ \tilde{v} + (\gamma - 1)\chi \right], \ \tilde{k}_2 \approx k_2 = \sqrt{i\omega/\chi} = \sqrt{\omega/2\chi} (1 + i). \ (1.2.11)$$

Из первого корня формулы (1.2.11) следует известное выражение для коэффициента поглощения звука  $\alpha_1 = \operatorname{Im} \tilde{k_1}$  в виде [91, 93]

$$\alpha_1 = \frac{\omega^2}{2\rho c^3} \left[ \left( \frac{4}{3} \eta + \varsigma \right) + \kappa \left( \frac{1}{C_V} - \frac{1}{C_P} \right) \right]. \tag{1.2.12}$$

Уравнения гидродинамики для жидкости с малым поглощением можно написать, формально положив в дифференциальном операторе  $\hat{\mathbf{K}}$  уравнения Кирхгофа (1.2.9) равными нулю диссипативные коэффициенты вязкости и температуропроводности, т.е. положив  $\tilde{v}=0$  и  $\chi=0$ . В итоге получаем волновое уравнение вида

$$\left[\Delta - (1/c^2)\partial_t^2\right]P^{(1)} = 0, \qquad (1.2.13)$$

которое для гармонических волн  $\sim exp(-i\omega t)$  записывается в виде уравнения Гельмгольца:

$$\Delta P^{(1)} + k_1^2 P^{(1)} = 0. {(1.2.14)}$$

Рассмотрим линеаризованную систему гидродинамических уравнений в растворе. Исключим из рассмотрения диссипацию за счет вязкости и ограничимся исключительно термодиффузионными эффектами в растворе. Из уравнений (1.2.6) и (1.2.7) следует:

$$\Delta P^{(1)} = \rho \partial_t^2 (\beta P^{(1)} - \alpha T^{(1)}). \tag{1.2.15}$$

Из уравнений (1.2.8), (1.2.9) получаем соответственно:

$$T^{(1)} = \partial_t (d_S P^{(1)} + d_c c^{(1)}) / (\partial_t - \chi \Delta), \qquad (1.2.16)$$

$$c^{(1)} = D \frac{k_T}{T} \partial_t \Delta T^{(1)} / (\partial_t - D\Delta). \qquad (1.2.17)$$

Исключая  $c^{(1)}$  из (1.2.16), (1.2.17), получаем для  $T^{(1)}$  выражение

$$T^{(1)} = \partial_t (\partial_t - D\Delta) d_S P^{(1)} / \left[ (\partial_t - \chi \Delta) (\partial_t - D\Delta) - d_c D \frac{k_T}{T} \partial_t \Delta \right], \quad (1.2.18)$$

которое после подстановки в уравнение (1.2.15) приводит к акустико-термодиффузионному уравнению для растворов вида  $\hat{\mathbf{T}}P^{(1)}=0$  , где

$$\hat{\mathbf{T}} = \Delta(\partial_t - \chi \Delta)(\partial_t - D\Delta) - \frac{1}{c^2} \partial_t^3 (\partial_t - D\Delta) + 
+ \frac{\gamma}{c^2} \chi \partial_t^2 \Delta(\partial_t - D\Delta) - (\Delta - \frac{\gamma}{c^2} \partial_t^2) d_c D \frac{k_T}{T} \partial_t \Delta.$$
(1.2.19)

Из уравнения (1.2.19) имеем следующее дисперсионное уравнение:

$$k^{6} - k^{4}k_{c}^{2}A + k^{2}k_{2}^{2}k_{c}^{2}B - k_{1}^{2}k_{2}^{2}k_{c}^{2} = 0, (1.2.20)$$

где  $k_c^2 = i\omega/D$ ,  $A = 1 + \gamma \alpha_{1c} + \alpha_{2c} (1 + d_c k_T/T)$ ,  $B = 1 + \gamma \alpha_{1c} + \alpha_{1c} (1 + \gamma d_c k_T/T)$ ,

при этом введены обозначения  $\alpha_{12} = (k_1 / k_2)^2$ ,  $\alpha_{1c} = (k_1 / k_c)^2$ .

Решение кубического дисперсионного уравнения (1.2.20) доста-

точно громоздко, но при соблюдении условий  $|k_1 / k_2| << 1$ ,  $|k_1 / k_c| << 1$  его удается получить сравнительно просто. Имеем следующие корни уравнения (1.2.20):

$$k_{1} = \frac{\omega}{c} + i\alpha, \qquad \alpha = \frac{\omega^{2}}{2c^{3}} \left[ \chi(\gamma - 1) + D\left(1 + \gamma d_{c} \frac{k_{T}}{T}\right) \right],$$

$$k_{2} = \sqrt{\frac{\omega}{2\chi}} (1 + i), \qquad k_{c} = \sqrt{\frac{\omega}{2D}} (1 + i).$$
(1.2.21)

Первый корень — волновое число акустической моды с учетом поглощения за счет теплопроводности и термодиффузии. Два остальных корня — волновые числа тепловой и диффузионной моды, которые являются сильнозатухающими, — они поглощаются на длине своей волны и, в сущности, являются не распространяющимися в жидкости. Тем не менее их часто следует учитывать, т.к. они могут сильно влиять на характер тепло- и массообмена в пограничных слоях различных микронеоднородностей, особенно при малых размерах последних.

## 1.2.3. Квадратичное приближение

Для значений величин в квадратичном приближении теории возмущений можно написать следующие гидродинамические уравнения:

$$\frac{\partial \rho^{(2)}}{\partial t} + \rho \left( \nabla \cdot \mathbf{v}^{(2)} \right) = -\left( \nabla \cdot \rho^{(1)} \mathbf{v}^{(1)} \right), \tag{1.2.22}$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}^{(2)}}{\partial t} + \nabla P^{(2)} = -\frac{\rho}{2} \nabla \left( \mathbf{v}^{(1)2} \right) + \nabla P^{(1)} \frac{\rho^{(1)}}{\rho}, \tag{1.2.23}$$

$$\begin{split} &\frac{\partial T^{(2)}}{\partial t} - d_{S} \frac{\partial P^{(2)}}{\partial t} - d_{c} \frac{\partial c^{(2)}}{\partial t} = \chi \Delta T^{(2)} - \\ &- \left[ \mathbf{v}^{(1)} \cdot \left( \nabla T^{(1)} - d_{S} \nabla P^{(1)} - d_{c} \nabla c^{(1)} \right) \right] + \\ &+ D d_{c} \frac{m_{2} - m_{1}}{m_{2}} \left[ (\nabla c^{(1)})^{2} + \frac{k_{T}}{T} \nabla T^{(1)} \cdot \nabla c^{(1)} \right], \end{split}$$
(1.2.24)

$$\frac{\partial c^{(2)}}{\partial t} - D \left[ \Delta c^{(2)} + \frac{k_T}{T} \Delta T^{(2)} \right] = -\left( \mathbf{v}^{(1)} \cdot \nabla c^{(1)} \right). \tag{1.2.25}$$

Уравнения существенно упрощаются для однокомпонентных жидкостей при отсутствии диссипации. Для жидкости без примесей полагаем c=0, так что уравнение (1.2.25) можно опустить. Если дополнительно пренебречь эффектами диссипации ( $\chi\approx0$ ), т.е. рассматривать адиабатическое поведение температуры в возмущениях давления в жидкости, то из уравнения (1.2.24) получаем  $T^{(2)}\approx d_s P^{(2)}$ . Остаются уравнения (1.2.22) и (1.2.23), которые можно свести к одному уравнению второго порядка, применив дифференцирование  $\partial / \partial t$  к (1.2.22) и дивергенцию ( $div\equiv\nabla\cdot$ ) к (1.2.23):

$$\Delta P^{(2)} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 P^{(2)}}{\partial t^2} = \left( \nabla \cdot \left[ \frac{1}{c^2} \mathbf{v}^{(1)} \frac{\partial P^{(1)}}{\partial t} - \frac{\rho}{2} \nabla \mathbf{v}^{(1)2} \right] \right) - \frac{1}{c^4} \left( \frac{\partial c^2}{\partial P} \right)_S \frac{\partial^2 P^{(1)2}}{\partial t^2}.$$
(1.2.26a)

Уравнение (1.2.26а) удается упростить при условии квазиплоских

возмущений, когда полагаем  $\partial / \partial t \approx c \nabla$ ,  $\left| \mathbf{v}^{(1)} \right| \approx P^{(1)} / \rho c$  [99, 115]. Тогда имеем уравнение Вестервельта вида

$$\Delta P^{(2)} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 P^{(2)}}{\partial t^2} = -\frac{\varepsilon}{\rho c^4} \frac{\partial^2 P^{(1)2}}{\partial t^2},\tag{1.2.26b}$$

где введен параметр нелинейности вида  $\varepsilon = 1 + \Gamma / 2$ ,

$$\Gamma = B / A = \rho \partial c^2 / \partial P$$

обсуждение которого будет проведено в разделе 2.5.

#### 1.2.4. Граничные условия

## 1.2.4.1. Общие граничные условия

Наиболее общие граничные условия следуют из условий конечности решений на бесконечности и в начале координат. Условия на бесконечности, например вдали от отдельного фазового включения ФВ, выражаются соотношениями, которые могут являться функциями времени, при этом соответствующие величины ограничены, на-

пример, 
$$|P_{\infty}(t)| = |P(\infty,t)| < \infty$$
.

В начале координат, например в центре включения при сферической симметрии, также следует предполагать отсутствие сингулярности, выражаемое в виде:

$$T'(0,t) < \infty$$
,  $(\partial T' / \partial r)(0,t) = 0$ ;  $(\partial P' / \partial r)(0,t) = 0$ . (1.2.27)

## 1.2.4.2. Граничные условия на межфазной поверхности

Для сшивки решений сформулированной системы уравнений на межфазной поверхности ФВ требуется определить соотношения между физическими величинами, характеризующими каждую фазу. Таковыми условиями для каждого из объемов внутри и вне ФВ по отдельности являются общие граничные условия на межфазной поверхности, которые написать достаточно сложно. Данный вопрос требует тщательного анализа, и здесь приведен общий подход к решению этой задачи. В случае однокомпонентной жидкости с одиночным фазовым включением без учета изменения его формы требуется написать в общем случае пять граничных условий (неизвестными являются давление и температура в  $\Phi B$  и в жидкости, а также радиус R(t)). В случае многокомпонентной жидкости количество граничных условий на межфазной поверхности увеличивается соответственно количеству вводимых уравнений гидродинамики, требуемых для описания динамики жидкости с ФВ. Всю совокупность граничных условий на межфазной поверхности можно условно разделить на 2 группы – на условия, следующие из наиболее общих законов сохранения, и на условия, отвечающие эмпирически установленным закономерностям.

*Граничные условия, отвечающие законам сохранения*. Получим вначале граничные условия, следующие из общих законов сохране-

ния массы, импульса и энергии, которые символически можно записать в виде [8, 49]:

$$\frac{\partial \psi_i}{\partial t} + \frac{\partial \Psi_{ik}}{\partial x_k} = 0, \tag{1.2.28}$$

где  $\psi_i$  означает плотность некоторой сохраняющейся величины  $\hat{\psi}_i = \int \psi_i dV$ ,  $\Psi_{ik}$  представляет собой плотность потока величины  $\hat{\psi}_i$ . Величиной  $\hat{\psi}_i$  могут быть масса, энергия или импульс.

Пусть в процессе динамики жидкости с ФВ площадь их общей поверхности в моменты времени t и t+dt принимает значения соответственно  $\Sigma$  и  $\Sigma + d\Sigma$ . Изменение величины  $\hat{\psi_i} = \int \psi_i dV$  в результате фазового превращения за время dt равно  $(\psi_i' - \psi_i)dV$  . Кроме вклада за счет объемных изменений величины  $\hat{\psi}_i$  возможен также вклад за счет изменения поверхности. Для изменения энергии таким вкладом является изменение поверхностной энергии  $(\sigma - Td\sigma / dT)d\Sigma$ , где  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения. В случае уравнения сохранения импульса следует учитывать дополнительное изменение импульса, связанное с поверхностным давлением и поэтому всегда существующей силой  $-(2\sigma/R)\delta_{ik}n_k\Sigma$ , вызывающей это изменение, где  $n_{\iota}$  – вектор внешней нормали к поверхности ФВ. Данная формула написана для случая сферических ФВ, модели которых обычно рассматриваются в работах по акустической спектроскопии. Единственной величиной, для которой не требуется учета дополнительного поверхностного изменения, является масса. Таким образом, величина  $d\hat{\psi}_{i}/dt$  определяется следующим образом:

$$\frac{d\hat{\psi}_i}{dt} = (\psi_i' - \psi_i) \frac{dV}{dt} + \tau^{(\psi)} \Sigma, \qquad (1.2.29)$$

где величина  $au^{(\psi)}$  равна

$$\tau^{(\psi)} = \begin{cases} 0, & \psi = \rho; \\ -\frac{2\sigma}{R} \delta_{ik} n_k \Sigma, & \psi = \rho \mathbf{v}; \\ \left[\sigma - T(d\sigma / dT)\right] (1/\Sigma) (d\Sigma / dT), & \psi = \rho \left(\varepsilon + v^2 / 2\right). \end{cases}$$
(1.2.30)

Локальное изменение  $\hat{\psi}_i$  вызовет потоки, компенсирующие в сумме изменение величины  $\hat{\psi}_i$  во всем пространстве:

$$\frac{\partial \hat{\psi}_{i}}{\partial t} = -\int \frac{\partial \Psi_{ik}}{\partial x_{k}} dV = -\oint \Psi_{ik} n_{k} d\Sigma = (\Psi'_{ik} - \Psi_{ik}) n_{k} \Sigma. \qquad (1.2.31)$$

Отметим, что в последнем равенстве формулы (1.2.31) мы учли сферическую симметрию задачи, в силу которой величина  $\Psi_{ik}n_k$  одинакова всюду на поверхности ФВ. Из формул (1.2.29)—(1.2.30) следует основное соотношение между сохраняющимися величинами на поверхности ФВ [8]:

$$\left(\psi_{i}^{\prime} - \psi_{i}\right) \frac{dR}{dt} = \left(\Psi_{ik}^{\prime} - \Psi_{ik}\right) n_{k} - \tau^{(\psi)}. \tag{1.2.32}$$

Отметим также, что выражение (1.2.32) написано в наиболее общем виде, если в величине  $\tau^{(w)}$  учесть также и наличие объемных источников или стоков величины  $\hat{\psi}_i$ , т.е., например, для уравнения сохранения энергии учесть диссипацию кинетической энергии за счет вязкости, выражаемую членом в правой стороне уравнения (1.2.7). Аналогично, для энтропийного уравнения (1.2.3) требуется учитывать производство энтропии на межфазной поверхности, обусловленное теплообменом и вязким трением. Во всех случаях в величину  $\tau^{(w)}$  следует включать дополнительное слагаемое, которое для уравнения сохранения энергии можно выразить в виде  $\left(\tau^{(w)}\right)' = \left\{\sigma_{ik}\left(\partial v_i / \partial x_k\right)\right\} (dR/dt)$ . Заметим, что данный член имеет кубичную степень по скорости и при малых возмущениях им, как правило, можно пренебречь. Таким образом, уравнением, которое следует принимать в качестве основного граничного условия на движущейся межфазной поверхности ФВ, является уравнение (1.2.32).

Запишем теперь конкретные граничные условия на поверхности ФВ для наиболее общего случая многокомпонентной жидкости. При этом предполагаем выполненными условия сферической симметрии, так что производные по нормали, следующие из уравнения (1.2.32), можно записать через производные по радиальной переменной. Первые граничные условия можно получить из общих законов сохранения массы, импульса, энергии. Из уравнений сохранения массы и импульса следует:

$$J = \rho(\dot{R} - U) = \rho'(\dot{R} - U'), \ U \equiv v(R, t), \tag{1.2.33}$$

$$J = J_1 + J_2$$
,  $J_2 = c_R J - g_R = c'_R J - g'_R$ , (1.2.34)

$$P_{R}' = P_{R} + \frac{2\sigma}{R} + J^{2} \frac{\Delta \rho}{\rho' \rho} + \left[ 4\eta \frac{U}{R} - \left( \frac{4}{3} \eta + \varsigma \right) (\nabla \cdot \mathbf{v})_{R} \right] - 4\mu' \left[ \frac{u_{R}'}{R} - \frac{(\nabla \cdot \mathbf{u}')_{R}}{3} \right]$$

$$(1.2.35)$$

Нижние индексы 1 и 2 относятся к различным компонентам жидкости — индекс 1 будем относить к молекулам растворителя, а индекс 2 — к молекулам растворенного вещества.

Следует отметить, что в уравнениях (1.2.33)—(1.2.35) введена скорость частиц на межфазной поверхности U = v(R,t), которую в общем случае считаем отличной от скорости движения самой поверхности, т.е. имеется относительный поток массы  $J \neq 0$  через межфазную поверхность, связанный с массообменом при фазовом превращении или при другом процессе массообмена. Однако вдали от точек фазовых переходов имеем J=0, и тогда

$$U = dR / dt \equiv \dot{R} . \tag{1.2.36}$$

Граничное условие для уравнения диффузии (1.2.34) также резко упрощается и принимает вид:

$$g_R = g_R', \quad \rho D\left( (\nabla c)_R + \frac{k_T}{T} (\nabla T)_R \right) = \rho' D' \left( (\nabla c')_R + \frac{k_T}{T} (\nabla T')_R \right). \quad (1.2.37)$$

Обычно внутри твердых  $\Phi B$  градиенты концентрации и температуры незначительны, поэтому можно считать, что

$$(\nabla c)_R = -\frac{k_T}{T} (\nabla T)_R \,. \tag{1.2.38}$$

Так как при малых концентрациях  $k_T$  является малой величиной, очень часто в качестве граничного условия можно брать  $(\nabla c)_R = 0$ , т.е. равенство нулю градиента концентрации раствора на поверхности  $\Phi B$ .

Наконец, уравнение (1.2.35) очень часто упрощают не только за счет обращения J=0, но также и за счет пренебрежения дополнительными напряжениями, обусловленными вязкостью. В этом случае

для ФВ типа газовых пузырьков или эмульсионных капель можно написать следующее граничное условие:

$$P_R' = P_R + \frac{2\sigma}{R}, \qquad (1.2.39)$$

которое, в свою очередь, для достаточно больших  $\Phi B$  принимает обычное выражение типа  $P_R' = P_R$ .

Указанные уравнения удобно записать сразу же в линейном и квадратичном приближении в виде:

$$J^{(1)} = \rho \left( \dot{R}^{(1)} - U^{(1)} \right) = \rho' \left( \dot{R}^{(1)} - U'^{(1)} \right), \qquad J^{(1)} = J_1^{(1)} + J_2^{(1)}, \quad (1.2.40)$$

$$J_2^{(1)} = c_R J^{(1)} - g_R^{(1)} = c_R' J^{(1)} - g_R'^{(1)}, \qquad (1.2.41)$$

$$J^{(2)} = \rho \left( \dot{R}^{(2)} - U^{(2)} \right) + \frac{\rho^{(1)}}{\rho} J^{(1)} = \rho' \left( \dot{R}^{(2)} - U'^{(2)} \right) + \frac{\rho'^{(1)}}{\rho'} J^{(1)}, \quad (1.2.42)$$

$$J^{(2)} = J_1^{(2)} + J_2^{(2)}, \qquad J_2^{(2)} = c_R J^{(2)} - g_R^{(2)} = c_R' J^{(2)} - g_R'^{(2)}, \quad (1.2.43)$$

$$P_{R}^{\prime(1)} = P_{R}^{(1)} - \frac{2\sigma}{R} z^{(1)} + \left[ 4\eta \frac{U^{(1)}}{R} - \left( \frac{4}{3}\eta + \varsigma \right) \left( \nabla \cdot \mathbf{v}^{(1)} \right)_{R} \right] - 4\mu' \left[ \frac{u_{R}^{\prime(1)}}{R} - \frac{\left( \nabla \cdot \mathbf{u}^{\prime} \right)_{R}^{(1)}}{3} \right], \tag{1.2.44}$$

$$\begin{split} P_{R}^{\prime(2)} &= P_{R}^{(2)} + \frac{2\sigma}{R} \left[ z^{(1)2} - z^{(2)} \right] + J^{(1)2} \frac{\Delta \rho}{\rho' \rho} + \left[ 4\eta \frac{U^{(2)}}{R} - \left( \frac{4}{3} \eta + \varsigma \right) \left( \nabla \cdot \mathbf{v}^{(2)} \right)_{R} \right] - \\ &- 4\mu' \left[ \frac{u_{R}^{\prime(2)}}{R} - \frac{\left( \nabla \cdot \mathbf{u}' \right)_{R}^{(2)}}{3} \right]. \end{split} \tag{1.2.45}$$

Уравнения сохранения энергии в линейном и квадратичном приближении можно записать в следующем виде:

$$LJ_1^{(1)} = q_T^{(1)} - q_T^{(1)} + L_c J_2^{(1)}, \quad q_T^{(1)} = -\kappa (\nabla T)_R,$$
 (1.2.46)

$$LJ_{1}^{(2)} - J_{1}^{(1)} \left\{ \Delta C_{P} T_{R}^{(1)} - \frac{\Delta \rho}{\rho' \rho} P_{R}^{(1)} - \frac{1}{\rho'} \frac{2\sigma}{R} z^{(1)} \right\} = q_{T}^{(2)} - q_{T}^{\prime(2)} + L_{c} J_{2}^{(2)},$$

$$(1.2.47)$$

где L — теплота фазового превращения (+L — для кристаллизации и плавления, — L — для испарения и конденсации),  $\Delta C_P = C_P' - C_P$ . Следует обратить внимание на наличие дополнительного потока массы  $J_2$  и связанного с ним потока энергии на межфазной границе, которые обусловлены примесью — диффузией молекул растворенного вещества в растворе. Здесь следует обратить внимание на введение дополнительной теплоты, выделяющейся на межфазной границе, — величины  $L_c$ , являющейся теплотой растворения.

Эмпирические граничные условия. Остальные граничные условия являются следствием экспериментально установленных закономерностей. Важное граничное условие выражает непрерывность температуры на поверхности ФВ в виде:

$$T'(R,t) = T(R,t) = T_R.$$
 (1.2.48)

Наконец, последнее граничное условие представляет собой уравнение кинетики фазового превращения — уравнение Герца—Кнудсена [6, 8, 124, 125, 132, 204] в случае пузырьков, или уравнение кинетики кристаллизации [8, 37, 49, 130, 136, 140]:

$$J_1 = \rho_1' \Lambda \left( T_\sigma - T_R \right), \tag{1.2.49}$$

где  $\Lambda$  — кинетический коэффициент, учитывающий неравновесность фазового превращения: для центров кристаллизации (ц.к.)  $\Lambda = aL\rho/\eta T_\sigma$ ,  $\eta$  — коэффициент вязкости, a — параметр кристаллической решетки, для пузырьков  $\Lambda = -\alpha_{ak}\sqrt{2\pi kT_\sigma/m}$ ,  $\alpha_{ak}$  — коэффициент аккомодации,  $\alpha_{ak}\approx 0.5$ -0.02 в зависимости от температуры и типа жидкости, k — постоянная Больцмана, m — масса молекулы, индекс  $\sigma$  указывает на то, что величины взяты вдоль кривой фазового равновесия. Уравнение (1.2.49) для пузырьков является универсальным, а для случая кристаллизации — справедливо для большого количества веществ (металлы, криогенные жидкости, большой класс неорганических жидкостей), удовлетворяющих условию [8, 49]:  $L/kT_\sigma N_A \leq 2$  ( $N_A$  — число Авогадро).

Учет подвижности межфазной границы. Следует отметить, что все величины, следующие из уравнений гидродинамики, заданы в неподвижной системе координат (эйлерово описание), а величины, относящиеся к границе раздела сред (лагранжево описание), — в движущейся системе координат. Соответствие между лагранжевыми и эйле-

ровыми переменными, описывающими в квадратичном приближении физические величины на движущейся поверхности ФВ, задаются в виде [6, 8, 49]:

$$\psi_{R(t)}^{(2)} = \psi_{\overline{R}}^{(2)} + \left[ \left( R^{(1)} \nabla \right) \psi^{(1)} \right]_{\overline{R}}, \ \overline{R}(t) = \frac{1}{\tau} \int_{t}^{t+\tau} R(\xi) d\xi, \ \tau >> \frac{2\pi}{\omega}. \ (1.2.50)$$

Заметим, что величина  $\psi_{\bar{R}}^{(2)}$  совпадает в пределах квадратичного приближения с соответствующим значением  $\psi^{(2)}$  в неподвижной точке пространства. Формула (1.2.50) завершает формулировку исходной системы граничных условий.

## 1.3. АМПЛИТУДА, СЕЧЕНИЕ И КОЭФФИЦИЕНТ РАССЕЯНИЯ ЗВУКА

#### 1.3.1. Общие понятия

Введем понятия амплитуда, сечение и коэффициент рассеяния звука на простом примере стационарного рассеяния звука на малом включении в жидкости, при этом остановимся лишь на объемных пульсациях включения в волне, пренебрегая осцилляционными движения включения как целого. Рассмотрим динамику малого сферического ФВ с радиусом R меньше длины волны звука. Выберем сферическую систему координат, поместив начало координат в центре включения. Линейные возмущения и возмущения конечной амплитуды в жидкости описываются линеаризованными уравнениями и уравнениями гидродинамики квадратичного приближения, представленными выше в разделе 1.2. Дополнительным предположением является приближение гомобаричности и изотропности ФВ. Принимая во внимание условие  $k_1 R << 1$ , давление внутри ФВ можно считать одинаковым, т.е.  $P'(r,t) = P'(R,t) = P_R'(t)$  при  $r \le R$  , тогда можно получить выражения для распределения давления и температуры в жидкости и внутри ФВ в виде суперпозиции различных сферических мод акустической волны с волновым числом  $k_1 = \omega / c_1$  и тепловой волны с волновым числом  $k_2 = \omega / c_2 = \sqrt{\omega / 2\chi} (1+i)$  :

$$P^{(1)} = P_m e^{-i\omega t} \left\{ \frac{\sin(k_1 r)}{k_1 r} + f_1 \frac{\exp(ik_1 r)}{r} + f_2 \frac{\exp(ik_2 r)}{r} \right\}, \qquad (1.3.1)$$

$$T^{(1)} = d_S P_m e^{-i\omega t} \left\{ \frac{\sin(k_1 r)}{k_1 r} + f_1 \frac{\exp(ik_1 r)}{r} - \frac{f_2}{\alpha \rho c_1^2 d_S} \frac{\exp(ik_2 r)}{r} \right\}, \quad (1.3.2)$$

где  $f_1$  и  $f_2$  — амплитуды монопольного рассеяния звука, сопровождающегося распространением от  $\Phi B$  расходящихся сферических акустических и тепловых волн. Учитывая уравнение (1.2.3), можно также найти скорость частиц в рассеянной волне:

$$v^{(1)} = -\frac{P_m}{i\omega\rho}e^{-i\omega t} \left\{ f_1(1 - ik_1r) \frac{\exp(ik_1r)}{r^2} + f_2 \frac{(1 - ik_2r)}{1 - \tilde{v}/\chi} \frac{\exp(ik_2r)}{r^2} \right\}. \quad (1.3.3)$$

Второе слагаемое, связанное с вкладом тепловых процессов, обычно мало, поэтому можно написать выражение для скорости движения частиц на поверхности включения в виде

$$v^{(1)}_{R} \equiv U_{m} e^{-i\omega t} = -\frac{P_{m}}{i\omega \rho R^{2}} f_{1} e^{-i\omega t},$$
 (1.3.4)

откуда можно записать амплитуду рассеяния  $f_1$  с помощью скорости частиц  $U_{\dots}$  на поверхности:

$$f_1 = -i\omega\rho R^2 (U_m / P_m). {(1.3.5)}$$

С другой стороны, в том же приближении из (1.3.1) получаем давление в жидкости на поверхности ФВ  $P_{Rm} = P_m \left[ 1 + (f_1/R) \exp(ik_1R) \right]$ , которое с помощью граничного условия (1.2.44) может быть записано в виде

$$P_{m}\left(1+\frac{f_{1}}{R}\right) = \left(-\frac{3}{K} + \frac{2\sigma}{R}\right) \frac{R_{m}}{R} - \frac{4\eta U_{m}}{R}, \qquad (1.3.6)$$

где введена собственная сжимаемость вещества, составляющего  $\Phi B$ , K=(1/V)(dV/dP')=(3/R)(dR/dP'). В случае пренебрежения потоками массы через поверхность включения можно считать скорость частиц на поверхности равной скорости самой поверхности, т.е.  $U=\dot{R}=-i\omega R_{_m}\exp(-i\omega t)$ , где  $R_{_m}-$ амплитуда пульсаций радиуса  $\Phi B$ . Отсюда для  $\Phi B$  без массообмена получаем выражение

$$f_1 = -\rho \omega^2 R^3 (R_m / R P_m), \qquad (1.3.7)$$

подстановка которого в (1.3.6) позволяет найти относительную амплитуду колебаний радиуса ФВ в виде

$$\frac{R_m}{R} = -\frac{K}{3Q(R,\omega)} P_m \,, \quad Q(R,\omega) = 1 - \frac{K}{3} \left( \frac{\rho \omega^2 R^2}{1 - i k_1 R} + \frac{2\sigma}{R} + 4\eta i \omega \right). \tag{1.3.8}$$

Подстановка (1.3.8) в (1.3.7) позволяет определить амплитуду монопольного рассеяния в простом виде

$$f_1 = \frac{\rho \omega^2 R^3 K}{3O(R, \omega)}.$$
 (1.3.9)

Полезно также написать выражение для амплитуды давления на поверхности  $\Phi B$ , которое, как оказывается, может существенно отличаться от давления вдали от  $\Phi B$ :

$$P_{Rm} = P_m \left[ 1 + \frac{f_1}{R} (1 + ik_1 R) \right] = \frac{P_m}{Q(R, \omega)} \left[ 1 - \frac{K}{3} \left( \frac{2\sigma}{R} + 4\eta i\omega \right) \right] \approx \frac{P_m}{Q(R, \omega)}.$$

$$(1.3.10)$$

Наличие расходящихся от  $\Phi B$  сферических волн с амплитудой рассеяния  $f_1$  приводит к отводу части энергии в форме рассеянного излучения от энергии падающей волны. Введем определение сечения рассеяния. Если на  $\Phi B$  падает акустическая волна с интенсивностью  $I_i$  (средний по времени поток энергии  $\mathbf{Q}_i$  согласно (1.1.11) через единичную площадь), то отношение средней по времени полной рассеян-

ной мощности  $\left|\partial\int E_s dV / \partial t\right| = \left|\oint \mathbf{Q}_s ds\right|$  к величине  $I_i$  имеет размерность площади и называется полным эффективным сечением рассеяния:

$$\sigma = \overline{\left| \oint \mathbf{Q}_s ds \right|} / I_i. \tag{1.3.11}$$

Здесь индексы i и s относятся к падающей и рассеянной волне соответственно, черта сверху означает усреднение по времени. Интенсивность в падающей плоской волне равна  $I_i = |\overline{P_i \mathbf{v}_i}| = P_m^{\ 2} / 2\rho c_1$ . В рассеянной волне величину  $|\overline{\mathbf{Q}_s}| = |\overline{P_s \mathbf{v}_s}|$ , определяемую в дальнем поле  $(k_1 r >> 1)$ , согласно (1.3.1) и (1.3.3) можно записать в виде:

$$\overline{\left|\mathbf{Q}_{s}\right|} = \overline{\left|P_{s}\mathbf{v}_{s}\right|} = \overline{\left|P_{m}e^{-i\omega t}f_{1}\frac{\exp(ik_{1}r)}{r}\frac{P_{m}e^{-i\omega t}}{i\omega\rho}f_{1}(1-ik_{1}r)\frac{\exp(ik_{1}r)}{r^{2}}\right|} = \frac{P_{m}^{2}}{2\rho c_{1}}\frac{\left|f_{1}\right|^{2}}{r^{2}}.$$
(1.3.12)

Отсюда получаем выражение для полного сечения рассеяния:

$$\sigma = \oint (|f_1|^2 / r^2) r^2 d\Omega = \oint |f_1|^2 d\Omega,$$
 (1.3.13)

где  $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$  — элемент телесного угла. При отсутствии угловой зависимости амплитуды рассеяния (как в приведенном примере сферического ФВ) имеем простую, часто употребляемую на практике формулу [74, 93]:

$$\sigma = 4\pi \left| f_1 \right|^2. \tag{1.3.14}$$

Очень часто в качестве характеристики рассеяния употребляют дифференциальное сечение  $\sigma_d(\theta,\varphi)=d\sigma(\theta,\varphi)/d\Omega$  — рассеяние в определенном направлении в единице телесного угла  $d\Omega$ . Важным частным случаем дифференциального сечения рассеяния является сечение обратного рассеяния  $\sigma_{bs}=\sigma_d(\pi,0)$ , которое для монопольного рассеяния можно записать в простом виде [74, 93]:

$$\sigma_{bs} = \left| f_1 \right|^2. \tag{1.3.15}$$

Следует отметить, что в формулах (1.3.1) и (1.3.3) содержатся только монопольные члены рассеянного излучения и поэтому для дифференциального сечения рассеяния  $\sigma_d(\theta,\varphi)$  фактически отсутствует угловая зависимость. Введение высших мультиполей рассеяния — дипольного, квадрупольного и т.д. — сразу приводит к появлению сложной индикатрисы рассеяния  $\sigma_d(\theta,\varphi)$ . Отметим, что дипольная составляющая связана с осцилляционной динамикой ФВ в волне, а квадрупольная и высшие мультипольные составляющие — с искажением формы ФВ (например, с появлением капиллярных волн на поверхности пузырька — так называемая рябь Фарадея). Появление указанных механизмов рассеяния приводит в формуле (1.3.1) к появлению соответствующих мультипольных членов: дипольного  $\mathbf{A}_1 \cdot \nabla [\exp(ik_1r)/r]$ , квадрупольного  $A_{2i,j} \nabla_i \nabla_j [\exp(ik_1r)/r]$  и т.д. [8, 74, 99, 113, 213, 215–217]. Важно, однако, помнить, что измерение сечения рассеяния проводится в дальнем поле, где несмотря на слож-

ную структуру поля на близких от ФВ расстояниях реально остаются только сферические волны с амплитудой, имеющей угловую зависимость  $f(\theta, \varphi)$  вида  $f(\theta, \varphi)[\exp(ik_{\scriptscriptstyle \parallel}r)/r]$ . В итоге все представленные выше формулы (1.3.13)–(1.3.15) формально сохраняют свой вид, но вместо  $\left|f_{\scriptscriptstyle \parallel}\right|^2$  вводится величина, имеющая более сложный вид, куда наряду с квадратом модуля амплитуды монопольного рассеяния  $\left|f_{\scriptscriptstyle \parallel}\right|^2$  будут также входить члены типа  $\left|\mathbf{A}_{\scriptscriptstyle \parallel}\cdot\mathbf{k}_{\scriptscriptstyle \parallel}\right|^2$ ,  $\left|A_{\scriptscriptstyle 2i,j}k_ik_j\right|^2$  и т.д. Ниже некоторые из указанных составляющих мы рассмотрим применительно к наиболее часто встречающимся в морской воде микронеоднородностям.

Для описания рассеяния звука в среде с совокупностью включений вводят понятие сечения обратного рассеяния единицы объема среды  $\sigma_{bs}$  [74, 116] или коэффициента обратного рассеяния  $m_{V}$  [28, 36]. Суть заключается в следующем. В жидкостях, где имеется большое количество ФВ и они распределены случайным образом, рассеяние звука будет иметь некогерентный характер и рассеянная мощность будет пропорциональна числу ФВ, что в однородном случае фактически означает пропорциональность объему. Именно в этом случае вводится величина, равная сечению рассеяния, приходящаяся на единицу объема. Эта величина имеет размерность обратной длины и называется коэффициентом рассеяния, обычно она измеряется в м-1. Аналогично, с помощью дифференциального сечения рассеяния  $\sigma_{d}(\theta, \varphi)$ , можно определить дифференциальный коэффициент рассеяния  $m_{Vd}(\theta, \varphi)$ , а также коэффициент обратного рассеяния  $m_{Vd}(\pi, 0)$  в виде

$$m_{Vd}(\theta, \varphi) = |f(\theta, \varphi)|^2 / V$$
,  $m_V = |f(\pi, 0)|^2 / V \equiv \sigma_{bs} / V$ . (1.3.16)

В итоге интенсивность рассеянного излучения в обратном направлении в записанном выше приближении однократного рассеяния (борновском приближении) [74] определяется согласно выражению:

$$I_{bs} = I_i V m_V / r^2 \,, \tag{1.3.17}$$

где  $I_{bs} \sim P_{bs}^{\ 2}$ ,  $I_i \sim P_i^2$  — интенсивности падающего на неоднородность и рассеянного звука соответственно, при этом  $P_i$  и  $P_{bs}$  — соответственно амплитуды падающей на объем V волны и рассеянной в обратном направлении, r — расстояние до неоднородности, V — рассеивающий объем среды. Рассеивающий объем среды V можно определить исходя

из условий проведения эксперимента. Как правило, для исследования характеристик обратного рассеяния звука в морской среде применяют излучатели с узкой диаграммой направленности, причем излучатели работают в импульсном режиме. Указанные условия позволяют уменьшить рассеивающий объем среды и таким образом исследовать ее свойства в малом пространственном масштабе. В последнее время в практике акустических исследований в океане появились параметрические акустические излучатели, характеризующиеся очень узкой диаграммой направленности в широком диапазоне частоты звука [103, 104]. Для подобного рода остронаправленных излучателей, работающих в импульсном режиме, объем *V* можно записать в виде [12, 13, 144, 154]:

$$V = \pi r^2 \theta^2 c \tau / 2 \,, \tag{1.3.18}$$

где  $\theta$  — ширина диаграммы направленности излучателя, c — скорость звука,  $\tau$  — длина импульса звука. Из формул (1.3.16)—(1.3.18) можно получить экспериментальное значение коэффициента обратного рассеяния звука в жидкости с  $\Phi$ В в виде

$$m_V = \frac{2}{\pi \theta^2 c \tau} \left(\frac{P_{bs}}{P_i}\right)^2. \tag{1.3.19}$$

Часто коэффициент рассеяния звука  $m_V$  записывают в логарифмической форме — в децибелах согласно следующей формуле [28, 36, 92, 151]:

$$S_V(\omega) = 10 \lg m_V(\omega) , \qquad (1.3.20)$$

при этом размерность  $m_V$  берут в м<sup>-1</sup>.

При наличии в среде  $\Phi$ В различных размеров вводят функцию распределения по размерам g(R) и объемную концентрацию x, определяемую в виде

$$x = (4\pi/3) \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} R^3 g(R) dR. \qquad (1.3.21)$$

Функция распределения по размерам g(R) связана с количеством ФВ в единице объема жидкости n(R) в интервале размеров от минимального размера  $R_{\min}$  до текущего размера R формулой

$$n(R) = \int_{R_{min}}^{R} g(R)dR. \qquad (1.3.22)$$

Таким образом, функцию распределения по размерам g(R) можно записать в виде  $g(R) = \partial n(R)/\partial R$ . Размерность g(R) обычно берут в виде  $[\mathrm{cm}^{-4}]$ . Поскольку на практике используются, как правило, типичные высокочастотные излучатели, в качестве реперной характеристики распределения n(R) берут значения n(R) при некоторых наиболее типичных для применяемых частот звука размерах R, которую определяют как dn(R) = g(R)dR в интервале размеров dR, причем в качестве последнего берут обычно величину dR = 1 мкм. Поэтому вместо величины g(R) с типичной размерностью  $[\mathrm{cm}^{-4}]$  часто, особенно в англоязычной литературе [250-258], пользуются величиной dn(R)/dR с размерностью  $[\mathrm{m}^{-3}\mathrm{mkm}^{-1}]$ . Последняя связана с g(R) соотношением dn(R)/dR, имеющим размерность  $[\mathrm{m}^{-3}\mathrm{mkm}^{-1}]$ ,  $dn(R)/dR = 10^2 \cdot g(R)$ ,  $[\mathrm{cm}^{-4}]$ . Общее количество ФВ всех размеров в единице объема жидкости равно  $N = n(R_{\mathrm{max}})$ , где  $R_{\mathrm{min}}$  — максимальный размер ФВ в жидкости.

С помощью формулы (1.3.3) можно экспериментально определить частотную зависимость  $m_V(\omega)$ , которая при наличии микронеоднородностей одного типа позволяет определить некоторые их характеристики, например, объемную концентрацию x или функцию распределения по размерам g(R). Такое решение обратной задачи возможно только при существовании однозначной связи между коэффициентом рассеяния звука  $m_V$  и функцией g(R). Поэтому важным является теоретическое определение  $m_V$  для различных типов микронеоднородностей. Приведем ниже выражения для сечения рассеяния звука на одиночных  $\Phi B$  и коэффициентов рассеяния звука на совокупности различных микронеоднородностей.

## 1.3.2. Коэффициент и сечение рассеяния звука на нерезонансных включениях

Дифференциальное сечение в случае нерезонансных включений с размерами меньше длины волны звука (твердые частицы, зоопланктон, фитопланктон, нерезонансные пузырьки) можно записать в виде [93]:

$$\sigma_d(\theta) = \frac{2\pi}{9} R^6 k^4 \left( 1 - \frac{\beta'}{\beta} - 3\cos\theta \frac{\rho' - \rho}{2\rho' + \rho} \right)^2,$$
 (1.3.23)

где  $\rho$  и  $\beta$  – плотность и сжимаемость, штрихи относятся к включению, при этом сжимаемость понимается в расширенном смысле, т.е. наряду с типичной термодинамической характеристикой – адиабатической сжимаемостью,  $\beta'_s = (1/\rho')(\partial \rho'/\partial P')_s$ , требуется дополнительно учитывать динамические характеристики (резонансные – в случае пузырьков и релаксационные вязко-тепловые – в случае мягких и твердых включений). В приведенной формуле фактически рассматриваются достаточно низкочастотные характеристики включений, когда, с одной стороны, можно пренебречь вязкостью жидкости, а с другой стороны, можно использовать низкочастотное приближение для функции отклика включений при воздействии звука. Такое приближение возможно при размере включений  $R >> \sqrt{2\nu/\omega}$ , а также при дополнительном условии  $\hat{R} \ll R_{\omega} = F_{M} / \omega$ ,  $F_{M} = \sqrt{3\gamma P_{0} / \rho}$  в случае пузырьков, где обозначение  $R_{\alpha}$  указывает на резонансный радиус пузырька на частоте  $\omega$ . В реальном случае указанное приближение распространяется на диапазон размеров включений от 1 мкм до 1 мм.

Интегрируя по углам, можно получить полное сечение рассеяния звука на одиночных малых нерезонансных включениях в виде

$$\sigma_1(R) = \frac{4\pi}{9} R^6 k^4 \left[ \left( 1 - \frac{\beta'}{\beta} \right)^2 + 3 \left( \frac{\rho' - \rho}{2\rho' + \rho} \right)^2 \right]. \tag{1.3.24}$$

Интегрируя по размерам R с учетом функции распределения g(R), получаем сечение рассеяния единицей объема жидкости или коэффициент объемного рассеяния звука в виде

$$m_V = Dk^4$$
,  $D = \frac{1}{9} \left[ \left( 1 - \frac{\beta'}{\beta} \right)^2 + 3 \left( \frac{\rho' - \rho}{2\rho' + \rho} \right)^2 \right] \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} R^6 g(R) dR$ . (1.3.25)

Из (1.3.25) видно, что рассеяние звука здесь носит типичный рэлеевский характер, пропорциональный четвертой степени частоты  $m_V \sim \omega^4$ , и имеет полную аналогию с рассеянием света на малых микронеоднородностях в атмосфере [74, 116]. Величина D для гауссовской и степенной функций распределения равна [49, 145]

$$D \approx \begin{cases} \frac{1}{9} \left[ \left( 1 - \frac{\beta'}{\beta} \right)^2 + 3 \left( \frac{\rho' - \rho}{2\rho' + \rho} \right)^2 \right] \overline{R}^3 x, & g(R) \sim \exp\left( \frac{(R - \overline{R})^2}{2\Delta^2} \right), \\ \frac{1}{9} \left[ \left( 1 - \frac{\beta'}{\beta} \right)^2 + 3 \left( \frac{\rho' - \rho}{2\rho' + \rho} \right)^2 \right] \left( \frac{4 - n}{7 - n} \right) R_{\min} x, & g(R) \sim R^{-n}, \end{cases}$$

$$(1.3.26)$$

где  $R_{\min}$  — минимальный размер включений,  $\Delta$  — характерная ширина гауссовского распределения. Формулы (1.3.25) и (1.3.26) вместе с равенством (1.3.19) позволяют оценить объемную концентрацию x нерезонансных включений при условии известных параметров функции g(R).

# 1.3.3. Стационарное рассеяние звука на резонансных пузырьках

Рассмотрим стационарное рассеяние звука на пузырьках, предполагая, что длительность воздействия звука (длительность акустического импульса  $\tau$ ) существенно превышает характерный период раскачки пузырька на резонансе, равный  $Q/f_0$ . Стационарное рассеяние звука на резонансных пузырьках достаточно подробно изучено [36, 79, 127, 243], и в настоящем разделе ограничимся лишь наиболее типичными формулами. Сечение монопольного рассеяния звука на одиночном газовом пузырьке можно записать в виде

$$\sigma_{1}^{(b)} = 4\pi \left| f^{(b)}(R,\omega) \right|^{2}, \ f^{(b)}(R,\omega) = \frac{R}{\left(\omega_{0}(R)^{2} / \omega^{2} - 1\right) - i\delta(R,\omega)}, \ (1.3.27)$$

где  $\omega_0$  – собственная циклическая частота радиально-симметричных пульсаций газовых пузырьков, зависящая от радиуса R и типа газа, содержащегося в пузырьках (через постоянную адиабаты  $\gamma$ ). Впервые она была получена М. Миннэртом [243, 260, 275, 276] и имеет вид

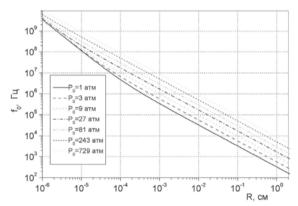
$$\omega_0 = \frac{1}{R} \sqrt{\left[3\gamma \left(P_0 + \frac{2\sigma}{R}\right) - \frac{2\sigma}{R}\right] \frac{1}{\rho}} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{3\gamma P_0}{\rho} \left[1 + \frac{3\gamma - 1}{3\gamma} \frac{2\sigma}{RP_0}\right]}. \quad (1.3.28)$$

При условии  $R \ge \left[ \left( 3\gamma - 1 \right) / 3\gamma \right] 2\sigma / P_0$  получаем:

$$\omega_0 = F_M / R$$
,  $F_M = \sqrt{3\gamma P_0 / \rho}$ . (1.3.29)

Собственную частоту  $f_0 = \omega_0 / 2\pi$  пузырьков по формуле (1.3.29) легко оценить для пузырьков, находящихся при атмосферном давлении, она приближенно равна  $f_0 \approx 320 / R$ , при этом частота  $f_0$  представляется в герцах, а R- в сантиметрах.

На рис. 1.3.1 представлена зависимость собственной частоты  $f_0$  пузырьков в воде от их радиуса при различных гидростатических давлениях  $P_0$ , рассчитанная по полной формуле (1.3.28). Видно, что при превышении гидростатического давления 10 атм (это соответствует глубине в море около 100 м) собственная частота пузырьков сильно изменяется.



 $Puc.\ 1.3.1.$  Собственная частота  $f_0$  пузырьков различных радиусов в воде при различных гидростатических лавлениях

Указанное обстоятельство имеет практическую значимость при океанографических исследованиях. Достаточно привести следующий пример. Известно, что на больших глубинах в море в донных осадках имеются большие залежи газогидратов, из которых наблюдаются выбросы газа в виде газовых пузырьков (газовые факелы) [21, 105, 123, 162, 191, 192, 197, 198, 233, 285]. Подобный факел, например, впервые наблюдался в Охотском море вблизи о-ва Парамушир на глубине около 800 м. На такой глубине пузырьки радиуса  $0.1\,$ см, которые вблизи поверхности моря являются резонансными на частоте  $3\,$ к $\Gamma$ ц, становятся резонансными уже для звука частотой около 25– $30\,$ к $\Gamma$ ц.

Важным параметром для любой колебательной системы является ее добротность Q или ее обратная величина — постоянная затухания

 $\delta = 1/Q$ . Величина  $\delta$  определяется суммой радиационных, вязкостных и тепловых потерь в виде [8, 36, 49, 91, 154, 199, 243]:

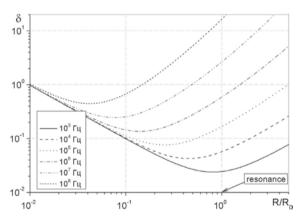
$$\delta = \delta_r + \delta_n + \delta_t \,. \tag{1.3.30}$$

Радиационные потери  $\delta_r$ , вязкостные  $\delta_\eta$  и тепловые потери  $\delta_t$  определяются выражениями:

$$\delta_r = kR, \ \delta_\eta = \frac{4\eta}{\rho R^2 \omega}, \tag{1.3.31}$$

$$\delta_{t} = \frac{\omega_{0}^{2}}{\omega^{2}} \delta_{tK}, \quad \delta_{tK} = \frac{(\gamma' - 1)\operatorname{Im}(\varphi)}{1 + (\gamma' - 1)|\varphi|}, \quad (1.3.32)$$

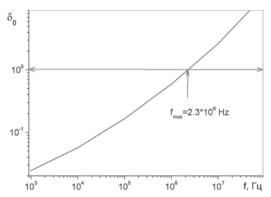
$$\varphi(z) = 3 \frac{zcthz - 1}{z^2}, \ z = \sqrt{\frac{\omega}{2\chi'}} R(1 - i). \tag{1.3.33}$$



*Рис. 1.3.2.* Зависимость  $\delta$  от безразмерного радиуса пузырьков  $R/R_0$ , рассчитанная для различных частот

На рис. 1.3.2 представлена зависимость  $\delta$  от безразмерного радиуса пузырьков  $R/R_{\omega}$ , рассчитанная для различных частот  $\omega$ . Резонансные пузырьки соответствуют величине  $R/R_{\omega}=1$ . Видно, что с ростом частоты  $\delta$  возрастает и даже становится больше 1.

На рис. 1.3.3 представлена зависимость постоянной затухания резонансных пузырьков  $\delta_0$  от частоты колебаний. Видно, что вплоть до очень высоких частот  $\sim 2$  МГц пузырьки еще проявляют колебатель-



 $Puc.\ 1.3.3.$  Зависимость постоянной затухания резонансных пузырьков  $\delta_0$  от частоты колебаний

ные свойства. На высоких частотах в несколько МГц пузырьки оказываются апериодическими системами и лишаются колебательных свойств.

На низких частотах  $\omega << \omega_0$  (пузырьки с малыми R) имеем:

$$f^{(b)}(R,\omega) = \frac{R^3}{3\gamma P_0 / \rho} = \frac{1}{3} k^2 R^3 \frac{\rho c^2}{\rho' c'^2},$$

$$\sigma_1^{(b)} = \frac{4\pi}{9} R^6 \left( \frac{\rho c^2}{\rho' c'^2} \right)^2 k^4. \tag{1.3.34}$$

Следует отметить, что формулу (1.3.34) можно также получить из (1.3.24) при условии, что  $\beta' >> \beta$  и  $\rho >> \rho'$ .

Наибольший вклад в рассеяние звука пузырьки вносят на резонансе. При  $\omega = \omega_0$  имеем резкое возрастание сечения рассеяния звука, которое в квадрат добротности Q превышает собственную площадь поверхности пузырька:

$$f^{(b)}(R,\omega_0) = i\frac{R}{\delta(R,\omega_0)}, \quad \sigma_1^{(b)} = 4\pi R^2 / \delta^2(R,\omega_0) = 4\pi R^2 Q^2. \quad (1.3.35)$$

Сечение обратного рассеяния единицей объема жидкости, или коэффициент обратного рассеяния звука резонансными пузырьками, можно получить, интегрируя по размерам R с учетом функции распределения g(R), в следующем виде:

$$m_V^{(b)}(\omega) = \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \left| f^{(b)}(R,\omega) \right|^2 g(R) dR = \frac{\pi R_{\omega}^3 g(R_{\omega})}{2\delta_{\omega}}, \ R_{\omega} = F_M / \omega, (1.3.36)$$

где  $\delta_{\omega}$  — постоянная затухания колебаний резонансных пузырьков. Формулы (1.3.19) и (1.3.36) являются основой для дистанционной акустической спектроскопии пузырьков [9–13, 21, 144, 154, 155, 205–208, 253, 306].

#### 1.3.4. Рассеяние звука на гомогенных неоднородностях

Наряду с неоднородностями гетерогенного происхождения в жидкости могут содержаться неоднородности гомогенного происхождения. Наиболее ярким представителем гомогенных неоднородностей в жидкостях, и особенно в морской среде, является турбулентность, которая приводит к существенным флуктуациям различных физических характеристик среды. Большое значение для понимания процессов взаимодействия звука с океанической средой имеет модель локально-изотропной турбулентности. Коэффициент рассеяния звука на локально-изотропной турбулентности в инерционном интервале часто записывают в виде [74, 116]:

$$m_V^{(tb)} = A_{tb}E(z)k^{1/3}, E(z) \approx 0.033C^2(z),$$
 (1.3.37)

где вблизи от поверхности воды  $C(0) \approx 6.6 \cdot 10^{-5} \, \text{ м}^{\text{-1/3}}, \; A_{tb} \approx 3.9 \cdot 10^{-2} \, .$  В этом случае коэффициент рассеяния звука  $m_V^{\ (tb)} \sim \omega^{\text{1/3}}$  .

На частотах ниже 1 кГц определенную роль в рассеянии звука в океане могут играть анизотропные неоднородности различного происхождения. Коэффициент рассеяния на анизотропных неоднородностях принято записывать в виде [36, 74, 116]:

$$m_V^{(a)} = \langle \mu^2 \rangle \left( \frac{l_z}{l_\perp} \right) \frac{1}{8\pi \cos^3 \chi} k, \ k = k_0 \left[ 1 + \mu(\mathbf{r}) \right]^{1/2},$$
 (1.3.38)

где  $l_z$  и  $l_\perp$  — характерные вертикальный и горизонтальный масштабы неоднородностей, обычно  $l_z << l_\perp$ ;  $\chi$  — угол скольжения. Здесь коэффициент рассеяния звука  $m_{_U}{}^{(a)} \sim \omega$ .

Интересными объектами в океане являются протяженные горизонтально ориентированные неоднородности различного происхождения, и в этом случае коэффициент рассеяния звука равен [68, 89]:

$$m_V^{(h)} = \frac{\pi^2}{2^{\nu+1}} E_0(z) k^{2-\nu}, \ \nu \sim 2 \div 3,$$
 (1.3.39)

т.е. величина  $\sigma_{bs}^{~(h)} \sim \omega^{2-\nu}$  и вклад тонкой структуры показателя преломления в коэффициент рассеяния могут увеличиваться с понижением частоты.

Используя приведенные выше соотношения, можно по частотной зависимости коэффициента объемного рассеяния определить тип преобладающих микронеоднородностей, а также функцию распределения по размерам g(R) или объемную концентрацию x.

Следует отметить, что сравнительно недавно появились новые представления о рассеянии звука, связанные с фрактальностью структуры неоднородностей и фрактальным характером рассеяния [89]. Это обстоятельство существенным образом усложняет характер частотной зависимости рассеяния звука, и возникают проблемы решения обратных задач даже в условиях рассеяния звука на одном и том же типе неоднородностей.

#### 1.4. РАССЕЯНИЕ ЗВУКА И ДИНАМИКА РЕЗОНАНСНЫХ ВКЛЮЧЕНИЙ

#### 1.4.1. Основные уравнения динамики пузырьков

Исследование динамики пузырьков имеет давнюю историю, начиная с классических работ Рэлея [2, 278]. Особый интерес к пузырькам возник в связи с установлением резонансного характера их динамики – так называемого резонанса Миннерта [260]. Выяснилось, что динамика газового пузырька во многом сходна с динамикой обычного классического осциллятора с одной степенью свободы, поэтому результаты, накопленные в теории колебаний, с определенной степенью приближенности применимы и к газовым пузырькам [73, 129]. Вместе с тем газовые пузырьки имеют и специфические черты, присущие только им, к которым традиционно относят механизмы диссипации энергии при колебаниях и особенности нелинейной динамики газовых пузырьков [243, 275, 276]. В первом случае механизм диссипации энергии существенно зависит от размера пузырьков и частоты звукового поля, так как наряду с традиционным радиационным затуханием он обусловлен специфическим механизмом вязкостного и теплового поглощения энергии [199, 274]. Во втором же случае наблюдается большое многообразие типов нелинейностей газовых пузырьков (различные типы квадратичной и кубичной нелинейности, нелинейности параметрического типа и т.п.), существенно зависящих как от размера пузырьков и частоты поля, так и от амплитуды внешнего поля. Всем этим случаям посвящено большое количество работ, частично они рассмотрены в ряде монографий и обзоров (см., например, [99, 243]).

Обычно предполагают, что пузырек является сферическим с радиусом R меньше длины звуковой волны  $\lambda$  в жидкости, kR < 1. В силу существенной сжимаемости пузырьков изучение их динамики начинают с анализа радиально-сферических пульсаций, имеющих, как правило, наибольшую амплитуду по сравнению с другими типами колебаний пузырьков под действием звука. Введем сферическую систему координат, поместив ее начало в центре пузырька. Давление и температуру жидкости вдали от пузырька в отсутствие звука обозначим через  $P_0$  и  $T_0$ . Динамика одиночного пузырька в несжимаемой жидкости описывается известным уравнением Рэлея [2, 93, 278]:

$$\rho \left[ R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 \right] = P_R(t) - P_{\infty}(t), \qquad (1.4.1)$$

которое в приближении адиабатического уравнения состояния газа и с учетом вязкости жидкости имеет вид

$$\rho \left[ R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 \right] + \frac{2\sigma}{R} + \frac{4\eta\dot{R}}{R} - \left( P_0 + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left( \frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} = -P_\infty(t), \qquad (1.4.2)$$

где  $P_{\infty}(t) = P_0 + P_a(t)$ ,  $P_a(t)$  — акустическое давление,  $R_0$  — равновесный радиус пузырька в начальный момент, когда выполняется условие  $P_0' = P_0 + 2\sigma / R_0$ ,  $\rho$  — плотность,  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения,  $\eta$  — коэффициент динамической вязкости,  $\gamma$  — показатель адиабаты, для воздуха  $\gamma \simeq 1.4$ . С учетом сжимаемости жидкости в первом порядке по  $\dot{R}/c$ , где c — скорость звука, уравнение динамики пузырьков приобретает следующий вид [2]:

$$\rho \left[ R\ddot{R} \left( 1 - \frac{2\dot{R}}{c} \right) + \frac{3}{2} \dot{R}^2 \left( 1 - \frac{4\dot{R}}{3c} \right) \right] + P_{\infty} + \frac{2\sigma}{R} + \frac{4\eta \dot{R}}{R} - \left( P_0 + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left( \frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} - \frac{R}{c} \left( 1 - \frac{\dot{R}}{c} \right) \dot{P}_R = 0$$

$$(1.4.3)$$

Уравнение (1.4.3) называется уравнением Херринга—Флинна [2, 128], оно было получено в приближении, когда можно пренебречь сжимаемостью жидкости вдали от пузырька, т.е. когда  $\partial P_{\infty}/\partial t=0$ . Для пузырька в условиях, когда можно пренебречь изменением ради-

уса за счет массообмена, следует писать  $U=\dot{R}$ . Однако в общем случае для газовых и паровых пузырьков при наличии массообмена скорость частиц жидкости не совпадает со скоростью движения границы вследствие дополнительного потока массы за счет газовой диффузии или фазовых превращений, т.е. имеет место неравенство  $U\neq\dot{R}$ . Для газовых пузырьков при  $U/c\ll 1$  и с учетом сжимаемости жидкости вдали от пузырька имеем [8,21,27]:

$$\rho \left[ R\dot{U} \left( 1 - \frac{2U}{c} \right) + \frac{3}{2} U^2 \left( 1 - \frac{4U}{3c} \right) \right] + P_{\infty} - P_R(t) - \frac{R}{c} \left( 1 - \frac{U}{c} \right) \dot{P}_R + \frac{R\dot{P}_{\infty}}{c} = 0.$$
(1.4.4)

3десь U – скорость частиц жидкости на поверхности пузырька,

обозначение  $\dot{P}_R = dP_R/dt = \left(\partial P/\partial t\right)_R + U\left(\partial P/\partial r\right)_R$  отвечает субстанциальной (полной) производной по времени от давления, взятой на движущейся поверхности. В предельном случае  $U/c \to 0$  из (1.4.4) следует уравнение, которое называют уравнением Рэлея–Плессета и часто применяют для анализа динамики газовых пузырьков при учете слабой сжимаемости жидкости:

$$\rho \left[ R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 \right] + P_{\infty} - P_R(t) - \frac{R}{c}\dot{P}_R + \frac{R\dot{P}_{\infty}}{c} = 0 \quad . \tag{1.4.5}$$

В уравнениях (1.4.4), (1.4.5) величина давления  $P_R$  в жидкости на границе пузырька связана с давлением внутри пузырька  $P_R'$  с помощью граничного условия:

$$P_R' = P_R + \frac{2\sigma}{R} + \frac{4\eta R}{R},\tag{1.4.6}$$

при этом величина  $P'_{R}$  для газового пузырька с учетом уравнения адиабатического состояния газа равна

$$P_R' = \left(P_0 + \frac{2\sigma}{R_0}\right) \left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\gamma}.$$
 (1.4.7)

Видно, что из (1.4.5)–(1.4.7) следует (1.4.3), если положить  $\partial P_{\infty}/\partial t=0$ .

В случае неадиабатического поведения газового пузырька, особенно в условиях, когда радиус пузырька сравним с длиной тепловой волны, величина  $\gamma$  является сложной функцией радиуса и частоты

поля [8, 99, 275]. Для ее определения в общем случае следует решать уравнение теплопроводности совместно с указанными выше уравнениями динамики типа уравнения Рэлея. Величина  $\gamma$  изменяется в небольших пределах от изотермического значения  $\gamma=1$  до адиабатического, равного, например в случае двухатомного газа,  $\gamma=1.4$ . Однако тогда уже не требуется совместного решения уравнения теплопроводности с уравнениями динамики, что существенно облегчает решение целого ряда задач.

# 1.4.2. Приближение слабой нелинейности в динамике пузырьков

Большое количество задач акустической диагностики можно решить в приближении слабых нелинейных пульсаций пузырьков, когда можно положить

$$R(t) = R_0 [1 + z(t)], z << 1.$$
 (1.4.8)

Пузырьки пульсируют под действием акустического давления в звуковой волне  $P_a(t)$ , которое связано с величиной давления вдали от пузырька  $P_{\infty}(t)$  соотношением  $P_{\infty}(t) = P(\infty,t) = P_0 + P_a(t)$ , где  $P_0$  – гидростатическое давление в жидкости.

Используя малый параметр  $z \ll 1$ , уравнение (1.4.2) можно записать с точностью до 3-го порядка в следующем виде:

$$\ddot{z}(1+z) + \frac{3}{2}\dot{z}^{2} - \frac{2\sigma}{\rho R_{0}^{3}}z\left[1-z+z^{2}\right] + \frac{4\eta}{\rho R_{0}^{3}}\dot{z}\left[1-z+z^{2}\right] + \left[a_{1}z+a_{2}z^{2}+a_{3}z^{3}\right] \left[P_{0} + \frac{2\sigma}{R_{0}} - \frac{2\sigma}{R_{0}}z(1-z)\right] \frac{1}{\rho R_{0}^{3}} = -\frac{P_{a}(t)}{\rho R_{0}^{2}},$$
(1.4.9)

где

$$a_1 = 3\gamma$$
,  $a_2 = \frac{3\gamma(3\gamma+1)}{2}$ ,  $a_3 = \frac{3\gamma(3\gamma+1)(3\gamma+2)}{6}$ . (1.4.10)

В линейном приближении из (1.4.9) можно получить следующее уравнение для z(t):

где  $\omega_0$  — собственная циклическая частота радиально-симметричных пульсаций газовых пузырьков, определенная выше формулами (1.3.28) и (1.3.29). Коэффициент  $\mu$ , входящий в уравнение (1.4.11), учитывает потери на трение и определяет вязкостный вклад в постоянную затухания собственных колебаний, равный

$$2\mu = \frac{4\eta}{\rho R_0^2}.$$
 (1.4.12)

Нелинейное уравнение (1.4.9) сильно упрощается для достаточно больших пузырьков с  $R_0 > 2\sigma/P_0$ , когда можно пренебречь поверхностным давлением по сравнению с гидростатическим, тогда получаем:

$$\ddot{z}(1+z) + \frac{3}{2}\dot{z}^2 + 2\mu\dot{z}\left[1 - z + z^2\right] + \omega_0^2 z \left[1 - \frac{(3\gamma + 1)}{2}z + \frac{(3\gamma + 1)(3\gamma + 2)}{6}z^2\right] = f(t).$$
 (1.4.13)

#### 1.4.3. Нестационарные пульсации пузырька в несжимаемой жидкости

При облучении звуком на пузырек действует импульсное давление, и тогда следует решать задачу с начальными условиями по раскачке колебаний с момента действия силы. Иными словами, следует рассматривать динамику газового пузырька с учетом переходных процессов установления колебаний после включения вынуждающей силы. В дальнейшем такой переходной процесс будем называть нестационарной динамикой газового пузырька в жидкости. Уравнение колебаний газового пузырька в несжимаемой жидкости можно записать в виде модифицированного уравнения Рэлея (1.4.2). Рассматриваем линейные пульсации радиуса пузырька R(t), удовлетворяющие уравнению (1.4.8). Получаем в линейном приближении уравнение (1.4.11) для z(t), которое удобно записать в виде

$$\ddot{z}^{(1)} + 2\mu \dot{z}^{(1)} + \omega_0^2 z^{(1)} = f(t) = -\omega_0^2 \tilde{P}, \qquad (1.4.14)$$

$$\tilde{P} = \frac{P_a(t)}{3\gamma P_0 \left[1 + (3\gamma - 1)\alpha_\sigma / 3\gamma\right]}, \quad \alpha_\sigma = 2\sigma / R_0 P_0, \quad (1.4.15)$$

с начальными условиями

$$z(t) = \dot{z}(t) = 0$$
. (1.4.16)

Здесь  $\mu$  — декремент затухания, зависящий в общем случае от характера диссипации энергии в процессе колебаний — тепловой, вязкостной, радиационной, но, строго говоря,  $\mu$  получается из уравнения (1.4.11) в виде (1.4.12), учитывающем только вязкостные потери. Для достаточно больших пузырьков  $R_0 \geq R_\sigma$ , где  $R_\sigma = 2\sigma / P_0$ , выражение силы  $\tilde{P}$  упрощается и принимает вид

$$\tilde{P} = P_a(t)/3\gamma P_0 \ . \tag{1.4.17}$$

Будем считать, что на пузырек падает импульсная акустическая волна длительности au, так что акустическое давление  $P_{\infty}(t)$  равно

$$P_{\infty}(t) = P_{m} \operatorname{Re} \left[ e^{-i\psi} e^{-i\omega t} \right] [\theta(t) - \theta(t - \tau)], \qquad \psi = \pi / 2, \qquad (1.4.18)$$

где  $\theta(t)$  — функция Хевисайда. Решение задачи (1.4.15)—(1.4.18) находим, используя интегральные преобразования, в частности, выражая временные функции через спектральную плотность с помощью преобразования Фурье обычным образом:

$$z(t) = \int_{-\infty}^{\infty} z_p e^{-ipt} dp, \qquad z_p = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} z(t) e^{ipt} dt,$$
 (1.4.19)

$$f(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f_p e^{-ipt} dp, \qquad f_p = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{ipt} dt$$
 (1.4.20)

Подставляя (1.4.19)–(1.4.20) в (1.4.15)–(1.4.18), получаем:

$$z_{p} = \frac{f_{p}}{\omega_{o}^{2} - p^{2} - i2p\mu},$$
 (1.4.21)

$$f_p = \frac{f_m}{2\pi i(p-\omega)} \left[ e^{i(p-\omega)t} - 1 \right] e^{-i\psi}, \qquad f_m = \frac{\omega_o^2 P_m}{3\gamma P_0}.$$
 (1.4.22)

Отсюда

$$z(t) = \operatorname{Re}\left\{\frac{f_m}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\left[e^{i(p-\omega)\tau} - 1\right]e^{-ipt}e^{-i\psi}dp}{(p-\omega)(\omega_o^2 - p^2 - i2p\mu)}\right\}.$$
 (1.4.23)

Интеграл (1.4.23) вычисляем методом вычетов, окончательно получаем [49]:

$$z(t) = f_m \operatorname{Re} \left\{ e^{-i\psi} \left[ \frac{e^{-i\omega t}}{\omega^2 - \tilde{\omega}_0^2} [\theta(t) - \theta(t - \tau)] + \left[ \Phi(t) - \Phi(t - \tau) e^{-i\omega \tau} \right] \right] \right\},$$
(1.4.24)

где

$$\Phi(t) = \theta(t) \frac{e^{-\delta\omega_0 t}}{2\omega_0} \left[ \frac{e^{-i\omega_0 t}}{\tilde{\omega}_0 - \omega} + \frac{e^{i\omega_0 t}}{\tilde{\omega}_0^* + \omega} \right], \qquad \tilde{\omega}_0 = \omega_0 (1 - i\delta). \quad (1.4.25)$$

Из (1.4.24)–(1.4.25) видно, что наряду с колебаниями на частоте внешней силы  $\omega$  имеются затухающие собственные колебания пузырьков на частоте  $\omega_{\rm o}$ .

Учет сжимаемости жидкости приводит к уравнению колебаний пузырька Херринга—Флинна, которое при условии  $U/c \ll 1$  удобно записать в виде (1.4.5). В линейном случае из (1.4.5) можно получить следующее выражение для z(t):

$$z(t) = f_m \operatorname{Re} \left\{ e^{-i\psi} \left[ \frac{e^{-i\omega t} (1 - ikR)}{\omega^2 - \tilde{\omega}_0^2} [\theta(t) - \theta(t - \tau)] + \left[ \tilde{\Phi}(t) - \tilde{\Phi}(t - \tau) e^{-i\omega \tau} \right] \right] \right\},$$
(1.4.26)

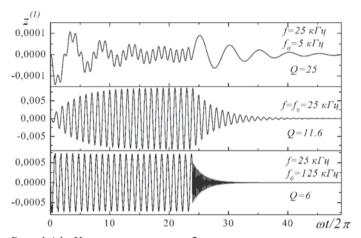
где

$$\Phi(t) = \theta(t) \frac{e^{-\delta\omega_0 t}}{2\omega_0} \left[ \frac{e^{-i\omega_0 t}}{\tilde{\omega}_0 - \omega} (1 - ik_0 R) + \frac{e^{i\omega_0 t}}{\tilde{\omega}_0^* + \omega} (1 + ik_0 R) \right],$$

$$\tilde{\omega}_0 = \omega_0 (1 - i\delta). \tag{1.4.27}$$

На рис. 1.4.1 представлены зависимости z(t) для газовых пузырьков в трех различных случаях: дорезонансные пузырьки, когда  $\omega > \omega_0$ ; резонансные, когда  $\omega = \omega_0$ ; зарезонансные, когда  $\omega < \omega_0$  [49, 154]. Хорошо видны известные из теории колебаний качественные закономерности раскачки линейного осциллятора во внешнем поле. В дорезонансном случае раскачка на вынужденной частоте  $\omega$  происходит на фоне медленно затухающей низкочастотной (на собственной частоте осциллятора  $\omega_0$ ) модуляции. На резонансе имеется медленная раскачка собственных колебаний осциллятора с характерным временем раскачки, определяемым добротностью пузырьков на резонансе.

В зарезонансном случае высокочастотные собственные колебания осциллятора затухают за время, меньшее периода низкочастотной внешней силы.



Puc. 1.4.1. Нестационарные колебания газовых пузырьков на различных частотах

Важной особенностью пузырьков является, как указывалось выше, их зависимость от характера потерь энергии при колебаниях, что, в свою очередь, определяется радиусом пузырька, частотой поля, типом жидкости, например ее вязкостью, а также газом, заполняющим пузырек. Поэтому требуется тщательно проводить изучение нестационарных колебаний применительно к пузырькам с учетом конкретных механизмов диссипации энергии и их зависимости от частоты поля и радиуса пузырьков.

Механизм потерь при колебаниях газовых пузырьков изучался различными авторами начиная с первых работ, посвященных динамике пузырьков. Первой достаточно полной работой, по-видимому, была работа Г. Пфрима [274], который рассчитал постоянную затухания  $\delta$  при колебаниях пузырьков с учетом радиационных, вязкостных и тепловых потерь энергии. К. Девиным [199] величина  $\delta$  была рассчитана другим методом, и были уточнены соотношения между указанными механизмами потерь. Следует также упомянуть работы А. Просперити [275, 276] и И.А. Чабан [135], сыгравшие ценную роль в плане методики и уточнения частотной зависимости (особенно на

низких частотах). Наиболее полно механизмы потерь при различных размерах пузырьков были проанализированы в работах ряда авторов, рассматривающих также и влияние фазовых превращений [5, 6, 8, 100–102, 132, 133].

#### 1.4.4. Нестационарное рассеяние звука на одиночном пузырьке

В большинстве случаев в среде одновременно находятся различные типы неоднородностей, и по одной частотной зависимости отделить вклад одних от вклада в рассеяние звука других микронеоднородностей не представляется возможным. Покажем возможность отделения рассеяния звука на резонансных микронеоднородностях типа пузырьков от рассеяния на других нерезонансных микронеоднородностях, основанную на применении нестационарной акустической спектроскопии. Суть метода заключается в следующем. Резонансные газовые пузырьки имеют достаточно высокую добротность, поэтому установление стационарных колебаний пузырьков на резонансе происходит не мгновенно, а в течение некоторого времени, определяемого добротностью Q. Применяя акустические импульсы различной длительности  $\tau$ , по нарастанию рассеянного сигнала в зависимости от  $\tau$  можно определить вклад резонансных пузырьков в общее рассеяние звука различными неоднородностями [148, 154].

Вычислим сечение рассеяния звука на резонансных пузырьках в нестационарном режиме. Пусть на пузырек радиуса R падает акустический импульс длительности  $\tau$  с частотой  $\omega$  в форме уравнения (1.4.18). Обозначим амплитуду давления рассеянного пузырьком сигнала через  $P_s$ . Полное поле запишется в виде

$$P(\mathbf{r},t) = P_i(\mathbf{r},t) + P_s(\mathbf{r},t). \tag{1.4.28}$$

Рассеянное поле  $P_s(\mathbf{r},t)$  определяется с помощью потенциала скорости  $\varphi$  (  $\mathbf{v} = -\nabla \varphi$  ) в виде

$$P_s(\mathbf{r},t) = \rho \dot{\varphi}_s(\mathbf{r},t). \tag{1.4.29}$$

Учитывая только уходящую волну (рассеянное поле), из волнового уравнения получаем:

$$P_{s}(r,t) = \frac{R}{r} P_{sR}\left(t - \frac{r - R}{c}\right) = \rho \frac{R}{r} \dot{\varphi}_{R}\left(t - \frac{r - R}{c}\right). \tag{1.4.30}$$

Отсюда имеем связь потенциала  $\varphi_R$  с амплитудой колебаний z в виде

$$\ddot{\varphi}_R + \frac{c}{R}\dot{\varphi}_R = cR\ddot{z}(t), \quad \varphi(-\infty) = 0. \tag{1.4.31}$$

Решение (1.4.31) имеет вид

$$\varphi_{R}(t) = cR \int_{-\infty}^{t} dx \int_{-\infty}^{x} \ddot{z}(\xi) \exp(\alpha(\xi - x)) d\xi, \quad \alpha = \frac{c}{R}.$$
 (1.4.32)

Вводя функцию Хевисайда, формулу (1.4.32) удобно записать в фиксированных пределах:

$$\varphi_{R}(t) = cR \int_{-\infty}^{\infty} dx \theta(t-x) \int_{-\infty}^{x} \ddot{z}(\xi) \exp(\alpha(\xi-x)) d\xi. \qquad (1.4.33)$$

Подставляя (1.4.33) в (1.4.30), получаем:

$$\operatorname{injdia}_{\mathcal{L}}(x) = \rho \frac{R}{r} \int_{-\infty}^{\infty} (\xi) \left( \tau(x) - \xi \right) \xi, \quad \tau = t - \frac{r - R}{c}. \quad (1.4.34)$$

Окончательно результирующее поле найдем, используя формулу (1.4.28).

Применяя преобразование Фурье, получаем выражение для спектра давления рассеянного поля  $(P_{sR})_p$  на поверхности пузырька (при r=R) в виде

$$(P_{sR})_p = -\frac{\rho R^2 p^2 f_p}{\omega_o^2 - p^2 - i2 p\mu},$$
 (1.4.35)

где  $f_p$  определяется формулой (1.4.22). Отсюда получаем давление рассеянного поле на поверхности пузырька во временной области в виде

$$P_{sR}(t) = -\frac{P_m}{2\pi} \operatorname{Re} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\left[ e^{i(p-\omega)\tau} - 1 \right] e^{-ipt} p^2 e^{-i\psi} dp}{(p-\omega)(\omega_o^2 - p^2 - i2p\mu)} \right\}.$$
(1.4.36)

Окончательно вне пузырька рассеянное поле имеет вид

$$P_{s}(r,t) = -\frac{P_{m}}{2\pi} \frac{R}{r} \operatorname{Re} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\left[ e^{i(p-\omega)\tau} - 1 \right] e^{-ip\tau_{t}} p^{2} e^{-i\psi} dp}{(p-\omega)(\omega_{o}^{2} - p^{2} - i2p\mu)} \right\}, \ \tau_{t} = t - \frac{r-R}{c}.$$
(1.4.37)

Учитывая, что в действительности пузырек находится не в точке r=0, а при r=r', а также учитывая то, что акустический импульс падает на рассеивающий объект спустя время t' после выхода из начала координат, можно записать выражение для  $P_{\rm s}\left(r,t\right)$  в виде

$$P_{s}(\mathbf{r},\mathbf{r}',t,t') = -\frac{P_{m}}{2\pi} \frac{R}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \operatorname{Re} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\left[e^{i(p-\omega)\tau} - 1\right] e^{-ip\tau_{n'}} p^{2} e^{-i\psi} dp}{(p-\omega)(\omega_{o}^{2} - p^{2} - i2p\mu)} \right\}, \quad (1.4.38)$$

$$\tau_{tt'} = t - t' - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| - R}{c}.$$
 (1.4.39)

Окончательное выражение для  $P_s$  вычисляется методом вычетов (с полюсами в нижней полуплоскости), аналогичным примененному для расчета нестационарной амплитуды пульсаций вблизи резонанса:

$$P_{s}(\mathbf{r},\mathbf{r}',t,t') = P_{m} \operatorname{Re} \left\{ e^{-i\psi} \left[ \frac{\omega^{2} e^{-i\omega\tau_{tt'}}}{\omega^{2} - \tilde{\omega}_{0}^{2}} [\theta(\tau_{tt'}) - \theta(\tau_{tt'} - \tau)] + \left[ \Phi(\tau_{tt'}) - \Phi(\tau_{tt'} - \tau) e^{-i\omega\tau} \right] \right] \frac{R}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right\},$$

$$(1.4.40)$$

$$\Phi(t) = \theta(t) \frac{e^{-\delta\omega_0 t}}{2\omega_0} \left[ \frac{\tilde{\omega}_0^2 e^{-i\omega_0 t}}{\tilde{\omega}_0 - \omega} + \frac{\tilde{\omega}_0^{*2} e^{i\omega_0 t}}{\tilde{\omega}_0^* + \omega} \right], \tag{1.4.41}$$

$$\tilde{\omega}_0 = \omega_0 (1 - i\delta_0), \ \psi = \pi / 2,$$
 (1.4.42)

где  ${\bf r}$  и  ${\bf r}'$  – координаты точки приема рассеянного сигнала и места нахождения пузырька соответственно;  $\delta_0 = \delta_0\left(\omega\right)$  – постоянная затухания колебаний пузырька на резонансе;  $\omega_0$  – резонансная частота пузырька.

Из приведенных формул, а также из результатов, отвечающих указанным эффектам нестационарности для z(t) и представленным на рис. 1.4.1, хорошо видны закономерности нестационарного рассеяния линейным осциллятором волн: в дорезонансном случае рассеяние на вынужденной частоте  $\omega$  происходит на фоне медленно затухающей низкочастотной (на собственной частоте осциллятора  $\omega_0$ ) модуляции; на резонансе имеется медленная раскачка собственных колебаний осциллятора с характерным временем раскачки, определяемым добротностью пузырьков на резонансе, и отвечающее им рассеяние звука; а

в зарезонансном случае высокочастотное рассеяние на собственных частотах осциллятора затухает за время, меньшее периода низкочастотной внешней силы.

### 1.4.5. Нестационарное рассеяние звука в облаке резонансных включений

Определим сечение нестационарного рассеяния акустических импульсов на резонансных пузырьках в линейном приближении. Рассеянное пузырьком поле удобно выражать через скалярный потенциал  $\varphi_s$ , связанный с  $P_s$  известным соотношением  $P_s = \rho \dot{\varphi}_s$ . Определяем интенсивность рассеянного поля на одиночном пузырьке с помощью формулы:

$$I_s(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t, t') = \rho \left| \left\langle \nabla \varphi_s \frac{\partial \varphi_s}{\partial t} \right\rangle \right|,$$
 (1.4.43)

где  $\nabla \varphi_s$  определяет скорость частиц в волне в направлении рассеянной волны, при этом в дальнейшем рассматриваем узкоугловое рассеяние назад, угловые скобки означают усреднение по времени. В итоге можно в борновском приближении вычислить интегральную интенсивность рассеянного поля совокупностью пузырьков по формуле

$$I_{s}(\mathbf{r},\mathbf{r}',t,t') = \rho \int_{V_{\tau}} dV \int_{\{R\}} dRg(R,\mathbf{r}') |\langle \dot{\varphi}_{s} \nabla \varphi_{s} \rangle (\mathbf{r},\mathbf{r}',t,t';\tau)|_{R}$$
(1.4.44)

Здесь введены следующие обозначения. Символ  $V_{\tau}$  в интеграле по объему означает, что при направленном излучении с шириной характеристики направленности  $\theta$  интегрирование проводим в каждой пространственной точке по объему  $V_{\tau} = (\pi/2)|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2 \ \theta^2 \tau$ , занимаемому импульсом с длительностью  $\tau$ . Символ  $\{R\}$  в интеграле с переменной интегрирования R означает, что производится интегрирование по области определения  $g(R, \mathbf{r}')$  — функции распределения пузырьков по радиусам в точке  $\mathbf{r}'$ , которая связана с концентрацией пузырьков N (количеством пузырьков в единице объема) в этой точке соотношением

$$N(\mathbf{r}') = \int_{\{R\}} g(R, \mathbf{r}') dR. \qquad (1.4.45)$$

Сравнивая формулу (1.4.43) с формулами (1.3.11) и (1.3.12), можно написать следующее выражение для коэффициента рассеяния  $m_V(\mathbf{r},\mathbf{r}';t)$  внутри импульсного объема:

$$m_{V}(\mathbf{r},\mathbf{r}';t) = \frac{\left|\mathbf{r}-\mathbf{r}'\right|^{2}}{I_{i}} \int_{\{R\}} I_{sR}(\mathbf{r},\mathbf{r}',t,t') g(R,\mathbf{r}') dR, \quad t-t' = \tau + \frac{\left|\mathbf{r}-\mathbf{r}'\right| - R}{c}.$$
(1.4.46)

Вводя абсолютное значение амплитуды нестационарного рассеяния  $f(\mathbf{r}, \mathbf{r}';t)$  по формуле

$$\left| f(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t) \right|^2 = \frac{\left| \mathbf{r} - \mathbf{r}' \right|^2}{I_i} I_{sR}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t, t'), \ t' = t - \tau - \frac{\left| \mathbf{r} - \mathbf{r}' \right| - R}{c}, \quad (1.4.47)$$

можно записать выражение для коэффициента рассеяния  $m_V(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t)$  в виде

$$m_{V}(\mathbf{r},\mathbf{r}';t) = \int_{\{R\}} |f(\mathbf{r},\mathbf{r}';t)|^{2} g(R,\mathbf{r}') dR. \qquad (1.4.48)$$

Учитывая, что в среде наряду с резонансными включениями, имеющими функцию распределения по размерам  $g^{(b)}(R, \mathbf{r}')$ , содержатся также нерезонансные включения, имеющие функцию распределения

 $g^{(s)}(R,\mathbf{r}')$ , можно записать суммарный коэффициент рассеяния от единицы объема среды в виде (далее для краткости опускаем зависимость коэффициента рассеяния среды вдоль распространения акустического импульса от пространственных и временных переменных)

$$m_V = m_V^{(b)} + m_V^{(s)} = \int_{\{R\}} \left[ \left| f^{(b)} \right|^2 g^{(b)}(R) + \left| f^{(s)} \right|^2 g^{(s)}(R) \right] dR.$$
 (1.4.49)

В заключение укажем наиболее часто употребляемое выражение для стационарной амплитуды монопольного (объемного) рассеяния звука на пузырьках и нерезонансных включениях, которое выражается в несколько отличном виде от формулы (1.3.27). Учитывая формулу Миннэрта (1.3.29) для достаточно больших пузырьков, можно из

(1.3.27) получить выражение для  $f^{(b)}$  в виде, удобном для вычислений акустических характеристик с произвольной функцией g(R) рас-

пределения пузырьков по размерам:

$$f^{(b)} = \frac{R}{\left[ \left( R_{\omega}^{2} / R^{2} \right) - 1 \right]^{2} + \delta^{2}}, \qquad (1.4.50)$$

где  $R_{\omega}$  – размер резонансного пузырька на частоте  $\omega$ ;  $\delta$  – постоянная затухания колебаний пузырька радиуса R на частоте  $\omega$ .

Вводя функцию  $W(\tau) = (P_s / P_i) / \sqrt{\tau}$  и учитывая выражения (1.4.46), (1.4.43), можно получить следующую зависимость [49, 154]:

$$W^{2}(\tau) = \frac{\pi c \theta^{2}}{2} \left[ m_{V}^{(b)}(\tau) + m_{V}^{(s)} \right], \quad W(\tau) = \frac{1}{\sqrt{\tau}} \frac{P_{s}}{P_{i}}, \quad (1.4.51)$$

$$m_V^{(b)}(\tau) = m_V^{(b)}(\infty)F(\tau/\tau_0), \qquad (1.4.52)$$

$$F(\tau/\tau_0) = 1 - \frac{1 - \exp(-\tau/\tau_0)}{(\tau/\tau_0)}, \ \tau_0 = 1/\omega\delta = Q/\omega,$$
 (1.4.53)

$$m_{V}^{(b)}(\infty) = \frac{\pi R^{3} g^{(b)}(R)}{2\delta(R)}, \qquad (1.4.54)$$

что позволяет определить функцию распределения пузырьков в виде

$$g^{(b)}(R) = \frac{4\delta(R)}{\pi^2 c\theta^2 R^3} \left[ W^2(\infty) - W^2(0) \right]. \tag{1.4.55}$$

Обозначения  $W(\infty)$  и W(0) отвечают условиям  $\tau \gg \tau_0$  и  $\tau \ll \tau_0$  соответственно. Таким образом, функция распределения пузырьков по размерам может быть определена по данным обратного рассеяния акустических импульсов большой и малой длительности. Коэффициент рассеяния на остальных включениях (типа твердых частиц и т.п.) можно определить по формуле:

$$m_V^{(s)} = \frac{2}{\pi^2 c \theta^2 R^3} W^2(0)$$
. (1.4.56)

Для диагностики пузырьков в воде представляет интерес также вид функции  $W(\tau)$ , в которую в качестве параметра входит время установления колебаний на резонансе  $\tau_0$ :

$$W(\tau) = \left\{ W^{2}(0) + F(\tau / \tau_{0}) \left[ W^{2}(\infty) - W^{2}(0) \right] \right\}^{1/2}.$$
 (1.4.57)

Функция  $W(\tau)$  плавно изменяется от значения W(0) при  $\tau \ll \tau_0$  до значения  $W(\infty)$  при  $\tau \gg \tau_0$ , поэтому по виду функции  $W(\tau)$  можно определить время нестационарности, имеющее вид

$$\tau_0 = 1/\omega \delta = Q/\omega \,, \tag{1.4.58}$$

а затем вычислить добротность пузырьков Q на резонансной частоте. Следует отметить, что функция  $F(\tau/\tau_0)$  непосредственно определяет эволюцию сечения нестационарного резонансного рассеяния, поэтому именно эта функция позволяет на практике отделять резонансное рассеяние от нерезонансного фона, а также определять добротность пузырьков на различных частотах.

## 1.5. ГОМОГЕННАЯ МОДЕЛЬ И АКУСТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ МИКРОНЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЫ

#### 1.5.1. Эффективные параметры микронеоднородной жидкости

Такие характеристики акустического поля, как коэффициент рассеяния, коэффициент поглощения и скорость звука, тесно связаны с наличием микронеоднородностей в жидкости. Особенно велика изменчивость основных характеристик звукового поля в условиях большой концентрации микронеоднородностей, а также вблизи точек фазовых переходов. Ниже представлено описание акустических параметров микронеоднородной среды в рамках гомогенной модели, которая позволяет описать поведение коэффициента поглощения звука, нелинейного акустического параметра и коэффициента рассеяния звука в зависимости от концентрации фазовых включений в жидкости и при различной температуре, что отвечает различной отдаленности от точек фазовых переходов.

Для описания акустических (и других физических) свойств микронеоднородной жидкости наиболее часто используют эффективные параметры микронеоднородной жидкости, которые обычно определяются в рамках гомогенной модели сплошной среды [99, 101]. Суть этой модели заключается в том, что отдельные гетерогенные включения и жидкие частицы при осреднении по пространству на характерной длине, превышающей расстояние между включениями, образуют новую сплошную среду с некоторыми эффективными параметрами. Тогда, оказывается, можно написать эффективные параметры такой среды без детального знания ее структуры. Такой феноменологический подход оказывается плодотворным для различных жидкостей, включая морскую воду с содержащимися в ней включениями различных типов. Рассмотрим вычисление ряда наиболее важных эффективных параметров микронеоднородной жидкости.

 $\mathcal{I}$  ффективная плотность. Эффективная плотность выводится непосредственно из сохранения массы единицы объема микронеоднородной жидкости  $V_{\Sigma}$  :

$$\rho_e = \frac{m + m'}{V_{\Sigma}} = \frac{mV}{VV_{\Sigma}} + \frac{m'V'}{V'V_{\Sigma}} = \rho(1 - x) + \rho'x , \ x = V'/V_{\Sigma}$$
 (1.5.1)

Здесь m' и m — соответственно масса вещества, содержащаяся в фазовых включениях (ФВ), занимающих суммарный объем V', и в основной жидкости, рассматриваемой как своеобразный растворитель и занимающей объем V. При этом  $V_{\Sigma} = V' + V'$  и через  $x = V' / V_{\Sigma}$  обозначена объемная концентрация ФВ, которую общем случае можно записать с помощью функции распределения ФВ g(R) по размерам R в виде формулы (1.3.21). В том случае, если  $\rho'$  является функцией R, выражение  $\rho'x$  следует понимать в операторном виде:

$$\rho' x = \frac{4}{3} \pi \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \rho' R^3 g(R) dR. \qquad (1.5.2)$$

Аналогичную запись будем применять и к другим физическим величинам  $\xi$ , при этом в формуле (1.5.2) будем делать соответствующую замену  $\rho'$  на  $\xi$ .

Эффективная сжимаемость. Продифференцируем по давлению уравнение (1.5.1) для эффективной плотности:

$$d\rho_e / dP \approx (\partial \rho_e / \partial P)_S \equiv (\rho_e)_P = \rho_P (1 - x) + \rho_P' x + (\rho' - \rho) x_P, \quad (1.5.3)$$

где S означает, что производная взята при постоянной энтропии единицы объема жидкости с  $\Phi$ B.

Далее следует учесть, что  $x_P$  можно выразить в виде

$$x_{P} = (V'/V_{\Sigma})_{P} = \frac{V'_{P}}{V_{\Sigma}} - \frac{V'}{V_{\Sigma}^{2}} (V_{\Sigma})_{P} = x(\frac{V'_{P}}{V'} - \frac{(V_{\Sigma})_{P}}{V_{\Sigma}}).$$
(1.5.4)

Учтем, что собственная сжимаемость одиночного  $\Phi B$  определяется соотношением [8, 49]:

$$K = -(1/V_1)(\partial V_1'/\partial P') = -(1/V_1')(\partial V_1'/\partial P)Q, \qquad (1.5.5)$$

где Q = (dP / dP'). Тогда связь давления внутри и снаружи ФВ в приближении несжимаемой жидкости определяется уравнением Рэлея вида

$$P' = P + 2\sigma / R + 4\eta \dot{R} / R + \rho \left( R \ddot{R} + 3\dot{R}^2 / 2 \right) = P / Q, \qquad (1.5.6)$$

где Q — инерционный множитель [8, 49]. Укажем также, что полная сжимаемость  $\Phi$ В в поле внешнего давления определяется в виде [8]  $\mathcal{K} = -(1/V_1')(\partial V_1'/\partial P) = \mathrm{K}/Q$ , при этом  $V_1' = 4\pi R^3/3$  — объем одиночного  $\Phi$ В. Определяя эффективную сжимаемость гомогенной среды соотношением  $\beta_e = -(1/V_\Sigma)(\partial V_\Sigma/\partial P)$ , получаем

$$x_{P} = x(\beta_{e} - \mathcal{K}) = \frac{4}{3}\pi \int_{R_{\text{min}}}^{R_{\text{max}}} (\beta_{e} - \mathcal{K})R^{3}g(R)dR.$$
 (1.5.7)

Отсюда получаем обобщение эффективной сжимаемости для жидкости с фазовыми превращениями в виде

$$(\rho_e)_P / \rho_e = \beta_e = \beta \left\{ 1 + x \left( \frac{\beta' - \beta}{\beta} + \frac{\Delta \rho}{\rho} \frac{\beta' - \mathcal{K}}{\beta} \right) \right\}, \ \Delta \rho = \rho' - \rho \ . \tag{1.5.8}$$

В случае отсутствия фазовых превращений и без учета поверхностного натяжения и инерционных эффектов имеем  $\mathcal{K} \approx \beta'$ , откуда получаем известное выражение для эффективной сжимаемости микронеоднородной жидкости без фазовых превращений [26]:

$$\beta_e = \beta(1-x) + \beta' x = \beta + \frac{4}{3} \pi \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} (\beta' - \beta) R^3 g(R) dR. \qquad (1.5.9)$$

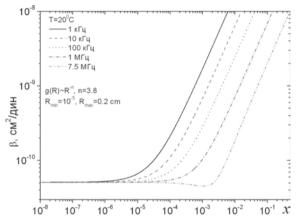
В ряде случаев для простоты анализа будем считать распределение  $\Phi B$  по размерам монодисперсным, тогда  $V' = N'V_1'$ , где N' – количество  $\Phi B$ ,  $V_1'$  – объем одиночного  $\Phi B$ .

На рис. 1.5.1 представлена концентрационная зависимость сжимаемости  $\beta_e(x)$  воды с газовыми пузырьками при T=20°C, вычис-

ленная для различных частот звука в случае полидисперсной смеси пузырьков для степенной функции распределения пузырьков по размерам  $g(R) = A_g R^{-n}$  в интервале размеров от  $R_{\min}$  до  $R_{\max}$ . При этом предполагалось выполнение соответствия между концентрацией x и g(R) согласно формуле, аналогичной (1.3.21) и имеющей в данном случае вид

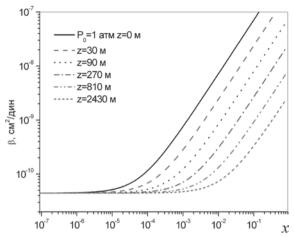
$$x = \frac{4}{3}\pi A_g \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} R^{3-n} dR \approx \frac{4}{3} \frac{\pi A_g}{4-n} \left( R_{\max}^{4-n} - R_{\min}^{4-n} \right). \tag{1.5.10}$$

Из рис. 1.5.1 видно, что в интервале концентраций от  $10^{-5}$  до  $10^{-3}$  (в зависимости от частоты) происходит резкое увеличение сжимаемости жидкости с пузырьками.



 $Puc.\ 1.5.1.$  Концентрационная зависимость сжимаемости  $\beta_e(x)$  воды с газовыми пузырьками при  $T=20^{\circ}\mathrm{C}$ , вычисленная для различных частот звука в случае полидисперсной смеси пузырьков для степенной функции распределения пузырьков по размерам  $g(R)=A_eR^{-n}$ 

Для практических задач акустики океана представляет интерес рассмотреть вопрос о поведении сжимаемости воды с газовыми пузырьками на различных глубинах в море. Это в большой степени касается поведения выбросов газа из газогидратных месторождений в виде метановых факелов на различных глубинах. На рис. 1.5.2 показана концентрационная зависимость низкочастотной сжимаемости  $\beta_e(x)$  воды с газовыми пузырьками при различных гидростатических

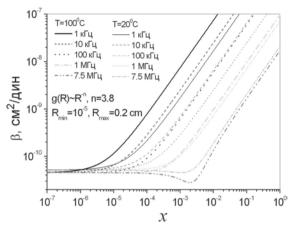


 $Puc.\ 1.5.2.$  Концентрационная зависимость низкочастотной сжимаемости  $eta_e(x)$  воды с газовыми пузырьками при различных гидростатических давлениях  $P_0$  (различные глубины в море)

давлениях  $P_{_0}$  (различные глубины в море). Видно, что с увеличением глубины и ростом концентрации газа эффективная сжимаемость воды с пузырьками заметно спадает, что свидетельствует об уменьшении вклада в возможную экранировку.

Представляет интерес сравнить сжимаемость воды с пузырьками при различных температурах. Важной чертой, отличающей свойства пузырьков при различных температурах, является относительное содержание газа и пара внутри пузырьков. При наличии пара следует учитывать фазовые превращения, существенно влияющие на акустические характеристики жидкости с пузырьками. Наличие последнего слагаемого в формуле (1.5.8) ( $\beta' - \mathcal{K}$ ) $x \neq 0$  характеризует это отличие. Анализ сжимаемости парогазового пузырька  $\mathcal{K}$  с учетом фазовых превращений подробно проводился в ряде отечественных и зарубежных работ 1980–1990-х гг. Подставляя выражения для  $\mathcal{K}$  из [8, 49] в формулу (1.5.8), можно вычислить концентрационные зависимости сжимаемости  $\beta_e(x)$  воды с газопаровыми пузырьками при различных температурах. Выражения для  $\mathcal{K}$  представлены ниже, в главе 3, раздел 3.2.2, а в разделе 3.2.3 подробно проанализированы для различ-

ных температур.



*Рис.* 1.5.3. Концентрационная зависимость сжимаемости  $\beta_e(x)$  воды с газовыми пузырьками при  $T=20^{\circ}$ С и  $100^{\circ}$ С, вычисленная для различных частот звука в случае полидисперсной смеси пузырьков для степенной функции распределения пузырьков по размерам  $g(R) = A_a R^{-n}$ 

На рис. 1.5.3 представлена концентрационная зависимость сжимаемости  $\beta_e(x)$  воды с паровыми пузырьками при  $T=100^{\circ}\mathrm{C}$  совместно с сжимаемостью  $\beta_e(x)$  воды с газовыми пузырьками при  $T=20^{\circ}\mathrm{C}$ , вычисленная для различных частот звука в случае полидисперсной смеси пузырьков. Результаты даны для степенной функции распределения по размерам  $g(R)=A_gR^{-n}$  в интервале размеров от  $R_{\min}$  до  $R_{\max}$ . Из рис. 1.5.3 видно, что наличие фазовых превращений достаточно существенно увеличивает сжимаемость на низких частотах звука и при больших концентрациях пузырьков. Появление запаздываний при фазовых превращениях на высоких частотах вследствие неравновесности фазовых переходов приводит к уменьшению контраста между сжимаемостями паровых и газовых пузырьков.

# 1.5.2. Поглощение и скорость звука в рамках гомогенной модели микронеоднородной жидкости

Эффективная скорость звука. Как следует из формулы (1.2.9), скорость звука определяется производной от плотности по давлению при постоянной энтропии  $c = (\partial \rho / \partial P)_S^{-1/2} \equiv 1/\sqrt{\rho_P}$ , которую часто записывают с помощью коэффициента адиабатической сжимаемости

 $\beta$  в виде  $c=1/\sqrt{\rho\beta}$ . Последнюю формулу часто называют формулой Вуда [317] и понимают в более расширенном смысле, распространяя указанную формулу в том числе на растворы, смеси и другие микронеоднородные среды. Основанием является фактически гомогенное приближение, представленное выше. Нетрудно видеть, что обобщение формулы Вуда для скорости звука  $c=1/\sqrt{\rho\beta}$  приводит к эффективной скорости звука  $\tilde{c}_e$  в жидкости с  $\Phi$ B аналогично тому, как это было получено выше для эффективной сжимаемости  $\beta_e$ . В итоге выражение для  $\tilde{c}_e$  может быть записано в виде [26, 49, 155]:

$$\tilde{c}_{e} = \frac{1}{\sqrt{(\rho_{e})_{P}}} = \frac{1}{\sqrt{\rho_{e}\beta_{e}}} = c \left\{ \left[ 1 + x \left( \frac{\beta' - \beta}{\beta} + \frac{\Delta\rho}{\rho} \frac{\beta' - \mathcal{K}}{\beta} \right) \right] \left[ 1 + \frac{\Delta\rho}{\rho} x \right] \right\}^{-1/2},$$
(1.5.11)

которое формально выглядит так же, как и известная формула Вуда [1, 2, 4, 10], но с измененными эффективными параметрами  $\rho_e$  и  $\beta_e$  в соответствии с (1.5.8) и (1.5.9).

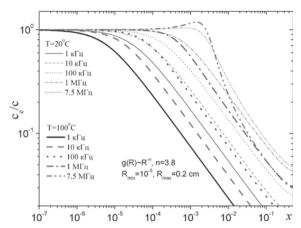
Следует отметить, что сжимаемость  $\mathcal{K}$  одиночного  $\Phi B$  в общем случае — величина комплексная [5] и учитывает резонансные и релаксационные отклики  $\Phi B$  на воздействие внешней силы. Поэтому выражение (1.5.11) для  $\tilde{c}_e$  является величиной комплексной, вещественная часть которой определяет фазовую скорость волны давления в виде:

$$c_e = \text{Re}(\tilde{c}_e) =$$

$$= c \operatorname{Re} \left\{ \left[ 1 + \frac{4}{3} \pi \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \left( \frac{\beta' - \beta}{\beta} + \frac{\Delta \rho}{\rho} \frac{\beta' - \mathcal{K}}{\beta} \right) R^{3} g(R) dR \right] \left[ 1 + \frac{\Delta \rho}{\rho} x \right] \right\}^{-1/2}.$$
(1.5.12)

Выражение для сжимаемости  $\mathcal{K}$  парогазового пузырька и центра кристаллизации подробно представлено в главе 3, где были учтены резонансные и тепловые релаксационные отклики указанных включений при воздействии внешнего давления в звуковой волне. В настоящей главе для удобства сравнения представим вычисленные значения  $\tilde{c}_e$  как для газовых пузырьков без фазовых превращений, так и для парогазовых пузырьков с учетом фазовых превращений — испарения и конденсации, которые более подробно представлены в главе 3.

На рис. 1.5.4 представлена концентрационная зависимость безразмерной скорости звука  $c_e(x)/c$  воды с пузырьками при  $T=20^{\circ}\mathrm{C}$ 



 $Puc.\ 1.5.4.$  Концентрационная зависимость безразмерной скорости звука  $c_e(x)/c$  воды с газовыми пузырьками при  $T=20^{\circ}\mathrm{C}$  и с паровыми пузырьками при  $T=100^{\circ}\mathrm{C},$  вычисленная для различных частот звука в случае полидисперсной смеси пузырьков для степенной функции распределения пузырьков по размерам  $g(R)=A_eR^{-n}$ 

и  $T=100\,^{\circ}$ С, вычисленная для различных частот звука в случае полидисперсной парогазовой смеси пузырьков для степенной функции распределения пузырьков по размерам  $g(R)=A_gR^{-n}$  в интервале размеров от  $R_{\min}$  до  $R_{\max}$ . Из рис. 1.5.4 видно, что в интервале концентраций от  $10^{-5}$  до  $10^{-3}$  происходит резкое снижение скорости звука в жидкости с пузырьками, что соответствует соответствующему резкому увеличению сжимаемости парогазовой смеси.

Из рис. 1.5.4 видно, что наличие фазовых превращений наиболее сильно увеличивает дисперсию скорости звука на низких частотах и при больших концентрациях пузырьков. Появление запаздываний при фазовых превращениях на высоких частотах вследствие неравновесности фазовых переходов приводит к уменьшению контраста между  $c_e(x)/c$  паровых и газовых пузырьков (см. раздел 3.2.2).

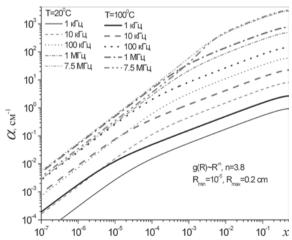
Поглощение звука. Определяя волновое число волны в жидкости с  $\Phi B$  в стандартном виде  $k_e = \omega / \tilde{c}_e$  и учитывая, что мнимая часть волнового числа  ${\rm Im}\,k_e$  является коэффициентом затухания  $\alpha$  волны, распространяющейся в жидкости с  $\Phi B$ , находим:

$$\alpha = \operatorname{Im}(k_{e}) = \omega \operatorname{Im} \begin{cases} 1 + \frac{4}{3}\pi \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \left( \frac{\beta' - \beta}{\beta} + \frac{\Delta \rho}{\rho} \frac{\beta' - \mathcal{K}}{\beta} + \frac{\Delta \rho}{\rho} \right) R^{3}g(R)dR + \\ + \frac{4}{3}\pi x \frac{\Delta \rho}{\rho} \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \left( \frac{\beta' - \beta}{\beta} + \frac{\Delta \rho}{\rho} \frac{\beta' - \mathcal{K}}{\beta} \right) R^{3}g(R)dR \end{cases}$$
(1.5.13)

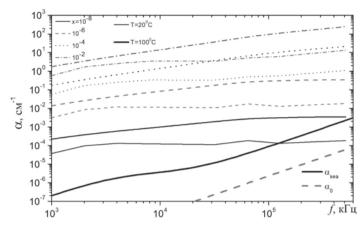
На рис. 1.5.5 представлена концентрационная зависимость коэффициента поглощения звука  $\alpha(x)$  воды с газопаровыми пузырьками при  $T=20^{\circ}\mathrm{C}$  совместно с  $\alpha(x)$  в воде с паровыми пузырьками при  $T=100^{\circ}\mathrm{C}$ , вычисленная при тех же условиях, что и скорость звука на рис. 1.5.4 для различных частот звука.

Из рис. 1.5.5 видно, что в интервале концентраций от  $10^{-5}$  до  $10^{-3}$  происходит переход от линейной концентрационной зависимости к более сложной нелинейной, имеющей плавный максимум при больших концентрациях пузырьков около 45%.

Из рис. 1.5.5 также видно, что наличие фазовых превращений сильно увеличивает коэффициент поглощения звука  $\alpha(x)$  в воде с пузырьками.



 $Puc.\ 1.5.5.$  Концентрационная зависимость коэффициента поглощения звука  $\alpha(x)$  воды с газовыми пузырьками при  $T=20^{\circ}\mathrm{C}$  и с паровыми пузырьками при  $T=100^{\circ}\mathrm{C}$ , вычисленная при тех же условиях, что и скорость звука для различных частот звука, представленная на рис. 1.5.4



Puc.~1.5.6. Частотная зависимость коэффициента поглощения звука  $\alpha(f)$  в воде с газопаровыми пузырьками при T=20°C (тонкие линии) и 100°C (толстые линии) для различных объемных концентраций пузырьков x (от  $x=10^{-2}$  до  $x=10^{-8}$ ) совместно с зависимостями коэффициента поглощения звука в пресной воде  $\alpha_0(f)$  и  $\alpha_{\rm sea}(f)$ 

На рис. 1.5.6 представлена частотная зависимость коэффициента поглощения звука  $\alpha$  в воде с газопаровыми пузырьками при  $T=20^{\circ}\mathrm{C}$  и 100°C, вычисленная для различных концентраций в случае полидисперсной смеси пузырьков. Здесь представлена частотная зависимость коэффициента поглощения звука в морской  $\alpha_{sea}(f)$  и пресной  $\alpha_0(f)$ воде при T = 20°C и солености 35 промилле (в случае морской воды). Частотная зависимость коэффициента поглощения звука в пресной воде равна  $\alpha_0(f) \approx 2.3 \cdot 10^{-16} f^{\frac{1}{2}}$  (где  $\alpha$  – в см<sup>-1</sup>, f – в  $\Gamma$ ц) [91, с. 42], а частотная зависимость коэффициента поглощения звука в морской воде определяется согласно формуле (П.16) Шулькина-Марша [288] (см. Приложение). Из рис. 1.5.6 видно, что в воде с пузырьками частотная зависимость  $\alpha(f)$  выражена слабо, особенно в воде с газовыми пузырьками (T = 20°C). Такая слабая частотная зависимость связана с известным преобладающим механизмом резонансного затухания в пелене пузырьков с широкой функцией распределения g(R) пузырьков по размерам [65, 79, 99, 129, 243]. В нашем случае даже степенной характер функции g(R) при типичном показателе степени n = 3.8 не приводит к существенному изменению  $\alpha(f)$  по сравнению с равномерным распределением g(R).

Из рис. 1.5.6 видно, что наличие фазовых превращений при высоких температурах может существенно увеличить коэффициент поглощения звука в воде с газопаровыми пузырьками. При этом следует обратить внимание на то, что в воде с паровыми пузырьками появляется сравнительно небольшая частотная зависимость  $\alpha(f) \sim f^m$ , где m изменяется в пределах от 0,5 до 1. Рост коэффициента поглощения звука в воде с газопаровыми пузырьками идет более слабыми темпами, поэтому на высоких частотах выше 1 МГц при концентрациях пузырьков меньше  $x_b \sim 10^{-8}$  возможно преобладание вклада в поглощение звука в чистой морской воде без пузырьков над вкладом от пузырьков с концентрацией ниже  $x_b \sim 10^{-8}$ .

В пресной воде указанный порог  $x_b$  снижается еще на порядок. При типичных концентрациях пузырьков в приповерхностных слоях морской воды  $x\sim10^{-6}-10^{-5}$  в условиях развитого волнения затухание звука всецело будет определяться структурой пузырьковой пелены.

Глава 2

#### НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗВУКА С МИКРОНЕОДНОРОДНОСТЯМИ ВОДЫ

В главе 2 обсуждаются теоретические основы нелинейного взаимодействия звука с различными микронеоднородностями, содержащимися в воде. При этом основное внимание направлено на возможность использования полученных результатов для изучения нелинейных акустических явлений в морской воде и создания методов акустической диагностики микронеоднородностей в воде на основе нелинейных эффектов рассеяния и распространения звука.

#### 2.1. НЕСТАЦИОНАРНЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ПУЗЫРЬКОВ В АКУСТИЧЕСКОМ ПОЛЕ

# 2.1.1. Общее решение задачи о колебаниях пузырьков с квадратичной нелинейностью

Задача о нелинейной динамике газового пузырька в жидкости впервые, по-видимому, была решена Е.А. Заболотской и С.И. Солуяном в работе [71]. Ими было показано, что вследствие уже квадратичной нелинейности (в основном обусловленной уравнением состояния газа внутри пузырька) возможна генерация второй гармоники, а при воздействии двух частот  $f_1$  и  $f_2$  — также генерация комбинационных частот  $f_1 - f_2$ . Наиболее сильная генерация сигналов комбинационных частот наблюдается на резонансных для указанных выше частот пузырьках.

Современное состояние вопроса о нелинейном рассеянии звука на пузырьках с учетом квадратичной и кубичной нелинейности подробно изложено в обзорах и монографиях [49, 99, 115, 243, 263], там же можно найти подробный список оригинальных исследований на данную тему.

Рассмотрим нелинейное рассеяние звука пузырьком в приближении квадратичной нелинейности уравнения состояния и уравнения движения пузырька. Будем считать изменения радиуса пузырька R(t) в виде

$$R(t) = R\left[1 + z^{(1)}(t) + z^{(2)}(t)\right], \qquad (2.1.1)$$

где  $z^{(1)}(t)$  и  $z^{(2)}(t)$  описывают пульсации пузырька в первом и втором приближениях, обозначение R перед скобкой подразумевает равновесное значение радиуса  $R_0$ , которое имеет пузырек в отсутствие внешних возмущений. В дальнейшем для простоты записи мы будем опускать индекс 0 для равновесного радиуса везде, где это не вызовет разночтения.

Используя уравнение (1.4.13), получаем в квадратичном приближении следующие уравнения для  $z^{(1)}(t)$  и  $z^{(2)}(t)$ :

$$\ddot{z}^{(1)} + 2\mu \dot{z}^{(1)} + \omega_0^2 z^{(1)} = f(t), \ f(t) = -\omega_0^2 \left( \tilde{P}(t) + \frac{R\dot{\tilde{P}}(t)}{c} \right), 
\tilde{P}(t) = \frac{P_{\infty}(t)}{3\gamma P_0 \left( 1 + a_1 \alpha_{\sigma} \right)};$$
(2.1.2)

$$\ddot{z}^{(2)} + 2\mu \dot{z}^{(2)} + \omega_0^2 z^{(2)} = F^{(2)}(t), \ \omega_0^2 = \frac{3\gamma P_0 \left(1 + a_1 \alpha_\sigma\right)}{\rho R^2}.$$
 (2.1.3)

Квадратичная возбуждающая сила  $F^{(2)}(t)$  равна

$$F^{(2)}(t) = -\left[ \ddot{z}^{(1)} z^{(1)} + \frac{3}{2} \dot{z}^{(1)2} - 2\mu \dot{z}^{(1)} z^{(1)} - \omega_0^2 \frac{3\gamma + 1}{2} \left( \frac{1 + a_2 \alpha_\sigma}{1 + a_1 \alpha_\sigma} \right) z^{(1)2} \right] + 2\frac{R}{c} \dot{z}^{(1)} \left[ \dot{z}^{(1)} + \omega_0^2 \frac{3\gamma + 1}{2} \left( \frac{1 + a_2 \alpha_\sigma}{1 + a_1 \alpha_\sigma} \right) z^{(1)} \right], \tag{2.1.4}$$

где

$$a_1 = \frac{3\gamma - 1}{3\gamma}, \ a_2 = \frac{3\gamma(3\gamma + 1) - 2}{3\gamma(3\gamma + 1)}, \ \alpha_{\sigma} = \frac{2\sigma}{RP_0}.$$
 (2.1.5)

Для достаточно больших пузырьков  $R \ge R_\sigma$ , где  $R_\sigma = 2\sigma/P_0$ , выражение для силы  $F^{(2)}(t)$  существенно упрощается и принимает следующий вид:

$$F^{(2)}(t) = -\left[ \dot{z}^{(1)} z^{(1)} + \frac{3}{2} \dot{z}^{(1)2} - 2\mu \dot{z}^{(1)} z^{(1)} - \omega_0^2 \frac{3\gamma + 1}{2} z^{(1)2} \right] + 2\frac{R}{c} \dot{z}^{(1)} \left[ \dot{z}^{(1)} + \omega_0^2 \frac{3\gamma + 1}{2} z^{(1)} \right]. \tag{2.1.6}$$

Будем считать, что на пузырек падает импульсная акустическая волна длительности  $\tau$  с различными частотами  $\omega_j$ , так что акустическое давление  $P_{\infty}(t)$  равно

$$P_{\infty}(t) = \text{Re}\left[\sum_{j,k} P_{j} e^{-i\omega_{j}t(-1)^{k}} e^{-i\psi}\right] [\theta(t) - \theta(t-\tau)], \quad \psi = \pi/2, \quad (2.1.7)$$

где в общем случае j,k=1,2,...n, однако практически важным будет рассмотрение бигармонического режима, когда j,k=1,2. Например, для параметрических излучателей обычно используют режим с разностной частотой  $\Omega \equiv \omega_{1,2} \equiv \omega_1 - \omega_2$ , тогда в сумме (2.1.7) следует рассмотреть два слагаемых с j=1,k=1 и j=2,k=2.

Решения линейного приближения находим методом преобразования Фурье. Частотный спектр малых пульсаций пузырьков можно определить в виде

$$z_{q}^{(1)} = \frac{\omega_{0}^{2}}{\omega_{0}^{2} - q^{2} + 2i\mu q} \left( \tilde{P}(t) + \frac{R}{c} \dot{\tilde{P}}(t) \right)_{q}, \quad \tilde{P}(t) = \frac{P_{\infty}(t)}{3\gamma P_{0} \left( 1 + a_{1}\alpha_{\sigma} \right)}. \quad (2.1.8)$$

Спектр внешней силы  $\left(\tilde{P}(t) + R\dot{\tilde{P}}(t)/c\right)_a$  записывается в виде

$$\left(\tilde{P}(t) + R\dot{\tilde{P}}(t)/c\right)_{q} = \sum_{j,k} \tilde{P}_{j} \left(1 - ik_{q}R\right) D_{q,jk}\left(\tau\right), \tag{2.1.9}$$

$$D_{q,jk}(\tau) = \left\{ \exp\left[i\left(q - \omega_j\left(-1\right)^k\right)\tau\right] - 1\right\} / 2\pi i \left(q - \omega_j\left(-1\right)^k\right). \quad (2.1.10)$$

Наконец, спектр пульсаций пузырька  $z_q^{\,(1)}$  определяется следующей формулой:

$$z_{q}^{(1)} = \frac{\omega_{0}^{2} \left(1 - ik_{q}R\right)}{Q_{\omega_{0},q}} \sum_{j,k} \tilde{P}_{j} D_{q,jk} , \qquad (2.1.11)$$

где резонансный коэффициент  $Q_{\omega_0,q}$  записывается в виде

$$Q_{\omega_0,q} = \omega_0^2 - q^2 + 2i\mu q . {(2.1.12)}$$

При достаточно длительных импульсах, когда  $\omega_j \tau \gg 1$ , спектр амплитуды пульсаций определится в виде

$$z_{q}^{(1)} = \frac{\omega_{0}^{2} \left(1 - ik_{q}R\right)}{Q_{\omega_{0},q}} \sum_{j,k} \tilde{P}_{j} \delta\left(q - \omega_{j}\left(-1\right)^{k}\right). \tag{2.1.13}$$

Обратимся теперь к нелинейному уравнению (2.1.3) для нахождения амплитуды нелинейных пульсаций  $z^{(2)}(t)$ . Спектр  $z_q^{(2)}$  следует из (2.1.3) в виде

$$z_q^{(2)} = -\frac{F_q^{(2)}}{Q_{\omega_0,q}}, \qquad (2.1.14)$$

где спектр силы  $F_q^{\,(2)}$  определяется виртуальными источниками первого приближения в виде

$$F_{q}^{(2)} = -\left[\dot{z}^{(1)}z^{(1)} + \frac{3}{2}\dot{z}^{(1)2} - 2\mu\dot{z}^{(1)}z^{(1)} - \omega_{0}^{2}\frac{3\gamma + 1}{2}z^{(1)2}\right]_{q} + 2\frac{R}{c}\dot{z}_{q}^{(1)}\left[\dot{z}^{(1)} + \omega_{0}^{2}\frac{3\gamma + 1}{2}z^{(1)}\right]_{q},$$

$$(2.1.15)$$

Отсюда  $F_q^{\,(2)}$  можно выразить с помощью спектров  $z_r^{\,(1)}$  и  $z_s^{\,(1)}$  следующим образом:

$$F_q^{(2)} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int dt dr ds e^{i(q-r-s)t} \left[ s^2 + \frac{3}{2} rs + \tilde{\tilde{\omega}}_0^2 - 2\mu is \right] z_r^{(1)} z_s^{(1)}, \quad (2.1.16)$$

где

$$\tilde{\tilde{\omega}}_{0}^{2} = \omega_{0}^{2} \frac{3\gamma + 1}{2} \left( \frac{1 + a_{2}\alpha_{\sigma}}{1 + a_{1}\alpha_{\sigma}} \right) \underset{\alpha_{\sigma} \ll 1}{\simeq} \omega_{0}^{2} \frac{3\gamma + 1}{2}. \tag{2.1.17}$$

Окончательно получаем выражение для  $z_{q}^{\ (2)}$  в виде

$$z_{q}^{(2)} = \frac{\omega_{0}^{4}}{Q_{\omega_{0},q}} \int_{-\infty}^{\infty} \left[ s^{2} + \frac{3}{2} (q - s) s + \tilde{\tilde{\omega}}_{0}^{2} - 2\mu i s \right] \frac{\left( 1 - i k_{q} R \right)}{Q_{\omega_{0},q-s} Q_{\omega_{0},s}} \sum_{jk,im} D_{q-s,jk} D_{s,im} \tilde{P}_{j} \tilde{P}_{i} ds.$$

$$(2.1.18)$$

Вычисление интеграла (2.1.18) весьма громоздко в общем случае произвольной длины импульса накачки, когда функции  $D_{r,jk}$  и  $D_{s,im}$  имеют общий вид. В дальнейшем воспользуемся тем обстоятельством, что в первую очередь проявления нестационарности интересны на низких частотах, когда наблюдается преобразование из частот накачки  $\omega_1 \simeq \omega_2$  в низкую частоту  $\Omega = \omega_1 - \omega_2 \ll \omega_1, \omega_2$ . Поэтому в дальнейшем будем считать, что акустический импульс содержит достаточно большое количество периодов на частотах накачки (но не на разностной частоте!). В этом случае спектральная линия на накачке будет достаточно узкой, и тогда эффекты нестационарности будут ярко выражены только на разностных частотах. Таким образом, без ограничения сути рассматриваемого эффекта можно положить функцию  $D_{s,im}$  равной

$$D_{s,im} = \delta\left(s - \omega_i \left(-1\right)^m\right). \tag{2.1.19}$$

Здесь предполагаем, что частота  $\omega_i$  является максимальной из набора частот  $\omega_j$  и  $\omega_{ij} \equiv \omega_j \left(-1\right)^k + \omega_i \left(-1\right)^m$ , где  $j, k, i, m = 1, 2, 3, \dots$  В этом случае имеем следующее выражение для спектра  $z_a^{\ (2)}$ :

$$\begin{split} z_{q}^{(2)} &= \frac{\omega_{0}^{4}}{Q_{\omega_{0},q}} \sum_{jk,im} \frac{\omega_{i}^{2} + (3/2) \left(q - \omega_{i} \left(-1\right)^{m}\right) \omega_{i} \left(-1\right)^{m} + \tilde{\tilde{\omega}}_{0}^{2} - 2 \mu i \omega_{i} \left(-1\right)^{m}}{Q_{\omega_{0},q - \omega_{i} \left(-1\right)^{m}} Q_{\omega_{0},\omega_{i} \left(-1\right)^{m}}} \times \\ &\times \left(1 - i k_{q} R\right) D_{q - \omega_{i} \left(-1\right)^{m},jk} \tilde{P}_{j} \tilde{P}_{i}. \end{split} \tag{2.1.20}$$

#### 2.1.2. Стационарные нелинейные колебания

Дальнейшее упрощение достигается предположением стационарности, т.е. что на любой комбинационной частоте  $q = \omega_j \left(-1\right)^k + \omega_i \left(-1\right)^m$  колебания являются установившимися. Физически ясно, что это имеет место только при воздействии достаточно длинных импульсов по сравнению с периодом любой из комбинационных частот. В этом случае можно положить функцию  $D_{_{q-\wp,(-1)^m,jk}}$  равной

$$D_{q-\omega_i(-1)^m,jk} \simeq \delta\left(q-\omega_i\left(-1\right)^m-\omega_j\left(-1\right)^k\right) \tag{2.1.21}$$

и получить следующее приближенное выражение:

$$z_{q}^{(2)} = \frac{\omega_{0}^{4}}{Q_{\omega_{0},q}} \sum_{jk,im} \frac{\omega_{i}^{2} + (3/2) \left(q - \omega_{i} \left(-1\right)^{m}\right) \omega_{i} \left(-1\right)^{m} + \tilde{\omega}_{0}^{2} - 2\mu i \omega_{i} \left(-1\right)^{m}}{Q_{\omega_{0},q-\omega_{i}\left(-1\right)^{m}} Q_{\omega_{0},\omega_{i}\left(-1\right)^{m}}} \times \left(1 - i k_{q} R\right) \delta\left(q - \omega_{i} \left(-1\right)^{m} - \omega_{j} \left(-1\right)^{k}\right) \tilde{P}_{j} \tilde{P}_{i}.$$
(2.1.22)

Практически важным является применение нелинейного взаимодействия в простейшем случае, когда из всего набора комбинационных частот  $\omega_{ij} = \omega_j \left(-1\right)^k + \omega_i \left(-1\right)^m$  используется разностная частота  $\Omega = \omega_1 - \omega_2$ .

Используя полученные выражения для спектра  $z_q^{(2)}$ , с помощью обратного Фурье-преобразования можно получить выражение для  $z^{(2)}(t)$ ; в наиболее простом случае генерации разностной частоты получаем:

$$z_{\Omega}^{(2)}(t) = 2 \frac{\omega_{0}^{4} \left(\omega_{1}^{2} - 3\omega_{1}\omega_{2}/2 + \tilde{\tilde{\omega}}_{0}^{2} - 2\mu i\omega_{1}\right)}{Q_{\omega_{0},\Omega}Q_{\omega_{0},-\omega_{2}}Q_{\omega_{0},\omega_{1}}} e^{-i\Omega t} \left(1 - ik_{\Omega}R\right) \tilde{P}_{1}\tilde{P}_{2}. (2.1.23)$$

Именно такого рода выражения приводятся в большом количестве работ, посвященных исследованиям нелинейного взаимодействия звука с резонансными включениями [49, 81, 99, 235, 243, 263].

В общем случае произвольной комбинационной частоты в стационарном случае получаем из (2.1.22) следующее выражение для  $z^{(2)}(t)$ :

$$z^{(2)}(t) = \omega_{0}^{4} \sum_{jk,im} \frac{\omega_{i}^{2} + (3/2)\omega_{j}\omega_{i}(-1)^{m+k} + \tilde{\omega}_{0}^{2} - 2\mu i\omega_{i}(-1)^{m}}{Q_{\omega_{0},\omega_{i}(-1)^{m}+\omega_{j}(-1)^{k}}Q_{\omega_{0},\omega_{i}(-1)^{m}}Q_{\omega_{0},\omega_{j}(-1)^{k}}} \times (1 - ik_{\omega_{i}(-1)^{m}+\omega_{j}(-1)^{k}}R)e^{-i\left[\omega_{i}(-1)^{m}+\omega_{j}(-1)^{k}\right]t}\tilde{P}_{j}\tilde{P}_{i}.$$

$$(2.1.24)$$

#### 2.1.3. Нестационарные нелинейные колебания

Обратимся теперь к случаю, когда оказываются существенными переходные процессы установления стационарных колебаний. Тогда величину  $D_{q-\omega_l(-1)^m,jk}$ , вообще говоря, нельзя рассматривать в виде  $\delta$ -функции (по крайней мере, на самых низких частотах из рассматриваемого спектра). Наиболее общее выражение для  $z^{(2)}(t)$  для нестационарного случая можно получить в виде

$$z^{(2)}(t) = \tilde{z}^{(2)}(t) - \sum_{jk,lm} e^{-i\left[\omega_{j}(-1)^{m} + \omega_{j}(-1)^{k}\right]^{\tau}} \tilde{z}^{(2)}(t-\tau), \qquad (2.1.25)$$

$$\tilde{z}^{(2)}\left(t\right) = -\frac{\omega_{0}^{4}}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\omega_{i}^{2} + (3/2)\left(q - \omega_{i}\left(-1\right)^{m}\right)\omega_{i}\left(-1\right)^{m} + \tilde{\tilde{\omega}}_{0}^{2} - 2\mu i\omega_{i}\left(-1\right)^{m}}{Q_{\omega_{0},q}Q_{\omega_{0},q-\omega_{i}\left(-1\right)^{m}}Q_{\omega_{0},\omega_{i}\left(-1\right)^{m}}} \times$$

$$\times \frac{1 - ik_q R}{q - \omega_i \left(-1\right)^m - \omega_j \left(-1\right)^k} e^{-iqt} \tilde{P}_j \tilde{P}_i dq. \tag{2.1.26}$$

Вычисление интеграла (2.1.26) можно произвести методом вычетов, учитывая, что основной вклад дают значения в по-

люсах 
$$q=\omega_{ij}\equiv\omega_{j}\left(-1\right)^{k}-\omega_{i}\left(-1\right)^{m}, \quad q=\omega_{i}\pm\tilde{\omega}_{0}\,, \quad q=\omega_{i}\pm\tilde{\omega}_{0}^{*}\,,$$
 где  $\tilde{\omega}_{0}=\omega_{0}(1+i\delta)\,,\; \tilde{\omega}_{0}^{*}=\omega_{0}(1-i\delta)\,.$  Тогда  $z^{(2)}\left(t\right)$  можно найти в виде

$$z^{(2)}(t) = \omega_0^4 \sum_{jk,lm} \frac{\tilde{P}_j \tilde{P}_i}{\tilde{\omega}_0^2 - \omega_i^2} \left[ \varsigma_{\omega_j} + \varsigma_{\omega_l + \tilde{\omega}_0} + \varsigma_{\omega_l - \tilde{\omega}_0^*} + \varsigma_{\tilde{\omega}_0} \right]. \tag{2.1.27}$$

Формула (2.1.27) состоит из четырех отдельных сумм, выражаемых слагаемыми  $\mathcal{G}_{\omega_j}$ ,  $\mathcal{G}_{\omega_i+\bar{\omega}_0}$ ,  $\mathcal{G}_{\omega_i-\bar{\omega}_0^*}$  и  $\mathcal{G}_{\bar{\omega}_0}$ , соответствующими комбинационному рассеянию. Слагаемое  $\mathcal{G}_{\omega_j}$  отвечает нелинейному вынужденному рассеянию на комбинационной частоте  $\omega_j$ . Слагаемые  $\mathcal{G}_{\omega_i+\bar{\omega}_0}$  и  $\mathcal{G}_{\omega_i-\bar{\omega}_0^*}$  отвечают нелинейному взаимодействию между одной из частот накачки и собственной частотой. Наконец, слагаемое  $\mathcal{G}_{\bar{\omega}_0}$  отвечает нестационарной генерации колебаний на собственной частоте осциллятора  $\omega_0$ . Следует подчеркнуть, что из всех слагаемых только первое, т.е.  $\mathcal{G}_{\omega_i}$ , отвечает незатухающим колебаниям на комбинаци-

онных частотах внешнего возбуждения. Все остальные колебания отвечают нелинейному взаимодействию с осциллятором на собственной частоте, и они являются затухающими с декрементом затухания, определяемым добротностью осциллятора.

Выражения для  $\zeta_{\omega_j}$ ,  $\zeta_{\omega_i+\tilde{\omega}_0}$ ,  $\zeta_{\omega_i-\tilde{\omega}_0^*}$  имеют сложный вид, рассмотрим более простой и одновременно наиболее часто применяемый случай большого разнесения частоты накачки по сравнению с комбинационной частотой, т.е. случай  $\omega_i\gg\omega_{ij}$ . Предположим, кроме того, что комбинационная частота  $\omega_{ij}$  равна разностной частоте  $\Omega$ . В этом случае колебания с частотами  $\omega_i\pm\tilde{\omega}_0^*$  являются нестационарными колебаниями с временами установления (затухания), определяемыми постоянными затухания на частотах, близких к частоте накачки. Имеем следующие выражения для колебаний на разностной частоте  $\Omega=\omega_{12}$  и на собственной частоте пузырька  $\omega_0$ :

$$\varsigma_{\omega_{12}} = \frac{\left(1 - ik_{\omega_{12}}R\right)e^{-i\omega_{12}t}}{Q_{\omega_{0},\omega_{1}}Q_{\omega_{0},\omega_{2}}Q_{\omega_{0},\omega_{12}}} \begin{cases} \left(\omega_{1}^{2} - (3/2)\omega_{2}\omega_{1} + \tilde{\tilde{\omega}}_{0}^{2} - 2\mu i\omega_{1}\right)\left(\tilde{\omega}_{0}^{2} - \omega_{1}^{2}\right) + \\ +\left(\omega_{2}^{2} - (3/2)\omega_{2}\omega_{1} + \tilde{\tilde{\omega}}_{0}^{2} + 2\mu i\omega_{2}\right)\left(\tilde{\omega}_{0}^{2} - \omega_{2}^{2}\right) \end{cases},$$

$$(2.1.28)$$

$$\varsigma_{\tilde{\omega}_{0}} = \frac{e^{-\delta\omega_{0}t}}{2\omega_{0}} \left\{ \frac{(1-i\delta_{r})\{\omega_{1}^{2} + (3/2)\omega_{1}[\tilde{\omega}_{0} - \omega_{1}] + \tilde{\tilde{\omega}}_{0}^{2} - 2\mu i\omega_{1}\}}{\omega_{1}[\omega_{1} - 2\omega_{0}][\tilde{\omega}_{0} - (\omega_{1} - \omega_{2})]} e^{-i\omega_{0}t} + \frac{(1+i\delta_{r})\{\omega_{2}^{2} - (3/2)\omega_{2}[\tilde{\omega}_{0} - \omega_{2}] + \tilde{\tilde{\omega}}_{0}^{2} + 2\mu i\omega_{2}\}}{\omega_{2}[\omega_{2} - 2\omega_{0}][\tilde{\omega}_{0}^{*} + (\omega_{1} - \omega_{2})]} e^{i\omega_{0}t} \right\}.$$
(2.1.29)

Наиболее важным является случай совпадения разностной частоты  $\omega_{12}=\Omega$  с собственной частотой пузырька  $\omega_0$ . Тогда из (2.1.28), (2.1.29) в случае  $\omega_0\ll\omega_1,\omega_2$  и  $\Omega\to\omega_0$  можно получить следующее выражение:

$$\varsigma_{\omega_{12}} + \varsigma_{\omega_{0}} \simeq \frac{1}{2} \frac{1}{\tilde{\omega}_{0}^{2} - {\omega_{12}}^{2}} e^{-i\Omega t} \left( 1 - e^{-\delta\Omega t} \right).$$
(2.1.30)

Из этого выражения следует, что при точном совпадении частот  $\omega_2$  и  $\omega_0$  получаем

$$\varsigma_{\omega_{12}} + \varsigma_{\omega_{0}} \simeq \frac{1}{2\omega_{0}^{2}\delta} e^{-i\Omega t} \left(1 - e^{-\delta\Omega t}\right). \tag{2.1.31}$$

Таким образом, при больших длительностях импульса  $\tau > \tau_{\Omega}^*$ , где  $\tau_{\Omega}^* = 1/\delta\!\Omega$ , получили известное выражение для амплитуды пульсаций пузырька на разностной частоте в установившимся режиме [49, 81, 99, 235, 243, 263]:

$$z_{\Omega}^{(2)} = (\tilde{z}_{\Omega} / q_{\Omega}) \tilde{P}_{1} \tilde{P}_{2}, \qquad (2.1.32)$$

$$q_{\Omega} = x^2 - \eta^2 - ix^2 \delta_{r\Omega},$$
 (2.1.33)

$$\tilde{z}_{\Omega} = -\frac{\left[1 + \eta - x^{2} (3\gamma + 1)\right] x^{4}}{\left[x^{2} - (1 + 2\eta) - i\delta\right] \left[x^{2} - 1 + i\delta\right]},$$
(2.1.34)

где введены следующие безразмерные частоты:  $x=\omega_0$  /  $\omega$  ,  $\eta=\Omega$  /  $\omega_2$  .

Существенно иной результат получается при малых длительностях импульса, когда справедливо неравенство  $\tau \ll {\tau_\Omega}^*$ , тогда для частот  $\Omega$ , близких  $\omega_0$ , получаем оценку

$$\tilde{z}_{\Omega}^{(2)} \sim \frac{\theta(t)}{q_{\Omega}} \left( 1 - e^{-\delta_{\Omega} \Omega \tau} \right) e^{-i\Omega t} \simeq \frac{\theta(t)}{q_{\Omega}} e^{-i\Omega t} \frac{t}{\tau_{\Omega}^{*2}} \to 0, \qquad (2.1.35)$$

которая свидетельствует о малости амплитуд пульсаций пузырьков на разностной частоте при малых длительностях импульса. Видно, что нелинейные колебания пузырьков имеют, аналогично линейным колебаниям, переходный участок, на протяжении которого колебания устанавливаются постепенно, причем время нестационарности (время установления колебаний) зависит от декремента затухания.

Подчеркнем, что процесс установления колебаний в нелинейном режиме является весьма важным фактором, определяющим границы применения импульсного метода раскачки нелинейных колебаний. Так, из указанного выше ясно, что для получения значительных амплитуд пульсаций в стационарном режиме требуется большая длительность импульса, которую не всегда можно реализовать на практике, особенно в лабораторных условиях. Последнее важно также в связи с необходимостью учета при больших временах развивающихся акустических течений радиационного давления и других факторов, накладывающих ограничения на возможности нелинейной акустической диагностики пузырьков в жидкости.

### 2.2. НЕЛИНЕЙНОЕ РАССЕЯНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ ГАЗОВЫМИ ПУЗЫРЬКАМИ

Вычислим величину давления в акустической волне разностной частоты, генерируемой при нелинейном рассеянии звука на пузырьке. Вклад пузырьков в генерацию волны разностной частоты (ВРЧ) является преобладающим по сравнению с вкладом от нелинейности собственно чистой жидкости. Будем предполагать размер пузырьков малым по сравнению с длиной волны звука,  $R << \lambda$ . Тогда на расстояниях  $R < r < \lambda$  для описания движения жидкости вблизи пузырька можно использовать уравнение Лапласа для скалярного потенциала. Его решение в наиболее общем виде при наличии объемного источ-

ника V(t) дается уравнением [93]  $\varphi = -\dot{V}/4\pi r$ . Отсюда в волновой зоне, при  $r>>\lambda$ , имеем

$$\varphi = -\frac{\dot{V}(t - r/c)}{4\pi r} \,. \tag{2.2.1}$$

Учитывая сферическую симметрию и что радиальная компонента скорости  $v \sim 1/r^2$ , можно получить простое выражение для давления в рассеянной волне, уходящей от пузырька [93, 99]:

$$P_s(r,t) = -\frac{\rho}{4\pi r} \frac{\partial^2 V(t - r/c)}{\partial t^2}, \quad r \gg \lambda.$$
 (2.2.2)

Учитывая колебания пузырька в квадратичном приближении, во 2-м порядке получаем:

$$P_s(r,t) = \frac{\rho R^3}{r} \left[ \ddot{z}^{(2)} + 2z^{(1)} \ddot{z}^{(1)} + 2(\dot{z}^{(1)})^2 \right]_{|t-(r-R)/c}, \quad r \gg \lambda. \quad (2.2.3)$$

Используя преобразование Фурье и полученные в разделе 2.1 результаты для нелинейных колебаний пузырька, можем получить замкнутое решение задачи о нелинейном нестационарном рассеянии звука пузырьком. Рассмотрим случай бигармонической накачки и более того — случай большого разнесения частоты накачки по сравнению с комбинационной частотой.

Используя написанные выше выражения, можно легко получить формулы для давления в рассеянных волнах на всех комбинационных частотах. Здесь для краткости изложения ограничимся наиболее

практически важным случаем рассеяния на разностной частоте и на собственной частоте пузырька. Имеем следующий результат:

$$P_s(r,t) = \frac{R}{r} P_R \left( t - \frac{r - R}{c} \right) = P_{R\Omega} \left( t - \frac{r - R}{c} \right) + P_{R\omega_0} \left( t - \frac{r - R}{c} \right), \quad (2.2.4)$$

$$P_{R\Omega}(t) = -\text{Re}\left\{\frac{\rho R^{2} \Omega^{2} \omega_{0}^{4} (1 - ik_{\Omega}R) \left[3(\gamma + 1)\omega_{0}^{2} - \omega_{1}\omega_{2}\right]}{Q_{\omega_{0},\Omega}Q_{\omega_{0},\omega_{1}}Q^{*}_{\omega_{0},\omega_{2}}}\tilde{P}^{2}e^{-i\Omega t}H(t,\tau)\right\},$$
(2.2.5)

$$P_{R\omega_{0}}(t) = -\text{Re}\left\{\frac{\rho R^{2}\omega_{0}^{6}(1 - ik_{0}R)\left[3(\gamma + 1)\omega_{0}^{2} - \omega_{1}\omega_{2}\right]}{2Q_{\omega_{0},\omega_{1}(\tilde{\omega}_{0} - \Omega)}(4\tilde{\omega}_{0}^{2} - \omega^{2})}\tilde{P}^{2}e^{-\delta\omega_{0}t}e^{-i\omega_{0}t}\tilde{H}(t,\tau)\right\},$$
(2.2.6)

$$H(t,\tau) = \theta(t) - \theta(t-\tau) , \ \tilde{H}(t,\tau) = \theta(t) - \theta(t-\tau)e^{\delta \omega_0 \tau} e^{-i\omega_0 t - i\Omega t} . \tag{2.2.7}$$

Из (2.2.4)–(2.2.7) можно видеть, что при  $\Omega \approx \omega_o$  получаем аналогично выражениям (2.1.35) следующий результат:

$$P_{R\Omega}(t) \sim \left(1 - e^{-\delta\omega_0 t}\right) e^{-i\Omega t} \xrightarrow[t \ll 1/\delta\omega_0]{} 0, \qquad (2.2.8)$$

Таким образом, нелинейное рассеяние звука на резонансных включениях имеет нестационарный участок, который подобен аналогичному при линейном рассеянии. Он, как и в линейном случае, важен при использовании коротких импульсов с длительностями  $\tau \ll \tau_0 = 1/\delta \omega_0$ . Для импульсов с  $\tau \gg \tau_0$  получаем известное выражение для рассеянного поля на разностной частоте [49, 81, 99, 235, 243, 263] в виде (2.2.5).

### 2.3. НЕСТАЦИОНАРНАЯ НЕЛИНЕЙНАЯ АКУСТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

# 2.3.1. Метод нелинейного рассеяния для диагностики пузырьков в жидкости

Применение нелинейного рассеяния звука для задач диагностики пузырьков в жидкости было продемонстрировано в ряде работ [49,

106, 119, 135, 243, 244, 267, 287]. В работах [106, 119] появление нелинейного рассеяния на разностной и суммарной частотах использовалось в качестве регистратора события — появления отдельных пузырьков, предположительно резонансных на комбинационных частотах. Считая отдельные события и имея информацию о величине комбинационных частот, можно измерить функцию распределения пузырьков по размерам [119, 120, 243]. Здесь информация о нелинейном рассеянии звука пузырьками использовалась в своеобразном акустическом счетчике частиц — пузырьков. Ясно, что указанная методика может быть использована лишь в среде с малой концентрацией пузырьков. При больших концентрациях пузырьков отдельные акты нелинейного рассеяния звука на пузырьках перекрываются, и тогда следует говорить уже об интенсивности нелинейного рассеяния совокупностью пузырьков одновременно.

В работах [106, 263] нелинейная диагностика пузырьков получила дальнейшее развитие, при этом основное внимание уделялось диагностике пузырьков по второй гармонике или суммарной комбинационной частоте. В ряде случаев этот метод давал хорошую чувствительность и помехозащищенность. В частности, этот метод применялся и для проведения натурных исследований пузырьков в приповерхностном слое моря. Аналогичные работы проводились также за рубежом, причем работы В. Ньюхауса и др. [267] начались почти одновременно с работами [97, 106, 116], проводимыми в Институте прикладной физики РАН.

В настоящее время наблюдается постоянный интерес к акустической спектроскопии пузырьков в жидкости и мягких средах, по свойствам близких к жидкости. Этот интерес возник и поддерживается постоянно в основном в связи с развитием новых методов акустического изображения внутренних органов в медицине, основанных на регистрации контрастных агентов – искусственных микропузырьков, проникающих вместе с кровью в различные ткани и делающих их более контрастными. Поэтому развитие методов акустической спектроскопии пузырьков [96, 97] и улучшение их чувствительности имеют важное практическое значение для биологических применений. Не менее важным является применение методов акустической диагностики, основанных на нелинейном взаимодействии, для морских исследований, в которых они уже успешно использовались. В связи

с этим особо следует отметить большое развитие нелинейных акустических методов для изучения приповерхностного слоя моря, которое было сделано Т. Лейтоном с сотрудниками [243, 244].

Ниже рассмотрено нелинейное рассеяние звука распределенными в жидкости пузырьками различных размеров. При этом изучено проявление эффектов нестационарности рассеяния акустических импульсов малой длительности, которые зачастую следует применять для получения хорошего пространственного разрешения.

### 2.3.2. Сечение нелинейного стационарного рассеяния

Сечение нелинейного стационарного рассеяния на одиночном пузырьке при генерации разностной частоты  $\sigma_{\Omega}^{(2)}(R)$  можно определить из формулы

$$\sigma_{1\Omega}^{(2)}(R) = r^2 \left| P_{\Omega}^{(2)}(r,t) \right|^2 / \left| P_{i\omega}^{(1)} \right|^2 = R^2 \left| P_{R\Omega}^{(2)} \right|^2 / \left| P_{i\omega}^{(1)} \right|^2, \tag{2.3.1}$$

где  $P_{i\omega}^{\ (1)}=P_1\exp(-i\omega t)$  — давление в падающей волне частоты  $\omega$ . Тогда для сечения стационарного рассеяния  $\sigma_{1\Omega}^{\ (2)}{}_{\infty}(R)$ , когда учитываем только вынужденное рассеяние на частоте  $\Omega$ , имеем следующий результат:

$$\sigma_{1\Omega^{\infty}}^{(2)}(R) = \frac{R^2}{9} \left(\frac{\Omega}{\omega_0}\right)^4 \left(\frac{R}{R_{\omega}}\right)^4 \left[3(\gamma+1)\left(\frac{R}{R_{\omega}}\right)^{-2} - 1\right] \frac{\left|K_1 K_2^* P_1 P_2^*\right|}{\left|q_{\Omega} q_1 q_2^*\right|^2}, \quad (2.3.2)$$

где

$$q_{1,2} = 1 - \left(\frac{\omega_{1,2}}{\tilde{\omega}_0}\right)^2, \ q_{\Omega} = 1 - \left(\frac{\Omega}{\tilde{\omega}_0}\right)^2, \ K \approx \frac{\beta'}{\gamma'} \approx \frac{1}{\gamma' P_0}. \tag{2.3.3}$$

#### 2.3.3. Сечение нелинейного нестационарного рассеяния

В случае коротких импульсов для пузырьков, резонансных на частоте  $\Omega$ , следует учесть переходной участок, и тогда полученный результат в формуле (2.3.2) следует умножить на нестационарный множитель в следующем виде:

$$\sigma_{1\Omega}^{(2)}(R_{\Omega}) = \sigma_{1\Omega\infty}^{(2)}(R_{\Omega}) \left(1 - e^{-\delta\omega_0 t}\right)^2.$$
 (2.3.4)

При рассеянии на совокупности пузырьков сечение нелинейного рассеяния в приближении борновского рассеяния имеет вид

$$\sigma_{\Omega}^{(2)} = \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \sigma_{1\Omega}^{(2)}(R) g(R) dR. \qquad (2.3.5)$$

Выполняя интегрирование по R и используя полученные выражения для  $P_{R\Omega}$  и  $P_{R\omega_0}$ , получаем следующее выражение для  $\sigma_{\Omega}^{(2)}$  [45, 48, 49, 154, 176]:

$$\sigma_{\Omega}^{(2)} = \sigma_{\Omega\omega}^{(2)} + \sigma_{\Omega\Omega\omega}^{(2)} F(\tau / \tau_0), \qquad (2.3.6)$$

$$\sigma_{\Omega\omega}^{(2)} = \frac{\pi^2 (3\gamma + 2)^2 \eta^4 R_{\omega}^3 g(R_{\omega}) |KP_1|^2}{2\delta_{\omega} (\delta_{\omega}^2 + \eta^2)} \frac{|KP_1|^2}{9}, \quad \eta = \frac{\Omega}{\omega}, \quad (2.3.7)$$

$$\sigma_{\Omega\Omega^{\infty}}^{(2)} = \frac{\pi^{2}}{2} \frac{\left|K_{1}K_{2}^{*}\right|}{2\left|K_{\Omega}\right|^{2}} \frac{\eta^{4}R_{\Omega}^{3}g(R_{\Omega})}{\delta_{\Omega}} \frac{\left|KP_{1}\right|^{2}}{9} \approx \frac{\pi^{2}}{4} \left(\frac{\Omega}{\omega}\right)^{4} \frac{R_{\Omega}^{3}g(R_{\Omega})}{\delta_{\Omega}} \frac{\left|KP_{1}\right|^{2}}{9}.$$
(2.3.8)

Здесь второй индекс указывает на резонансную частоту, на которой пузырьки дают наибольший вклад в рассеяние звука (указанные частоты соответствуют полюсам  $\sigma_{\Omega}^{(2)}$ ). Интересно отметить, что функция  $F(\tau/\tau_0)$  в точности совпадает с соответствующей нестационарной функцией для нестационарного линейного рассеяния на пузырьках. Таким образом, из (2.3.6) видно, что на длинных импульсах сечение нелинейного рассеяния определяется суммой  $\sigma_{\Omega}^{(2)} = \sigma_{\Omega\omega}^{(2)} + \sigma_{\Omega\Omega\infty}^{(2)}$ , а на коротких импульсах  $\sigma_{\Omega}^{(2)} \approx \sigma_{\Omega\omega}^{(2)}$  [49, 154, 176], т.е.:

$$\sigma_{\Omega}^{(2)} = \begin{cases} \sigma_{\Omega\omega}^{(2)} + \sigma_{\Omega\Omega\omega}^{(2)}, & \tau >> \tau_0 \\ \sigma_{\Omega\omega}^{(2)}, & \tau << \tau_0 \end{cases}$$
 (2.3.9)

Рассмотрим относительный вклад указанных составных частей сечения рассеяния. Их отношение равно:

$$\frac{\sigma_{\Omega\omega}^{(2)}}{\sigma_{\Omega\Omega\omega}^{(2)}} \approx \frac{\left(3\gamma + 2\right)^2}{\left(\delta_{\omega}^2 + \eta^2\right)} \frac{R_{\omega}^3 g(R_{\omega})}{R_{\Omega}^3 g(R_{\Omega})}.$$
 (2.3.10)

Из (2.3.10) видно, что результат существенно зависит от вида функции распределения. В случае монотонной функции g(R) сечение нелинейного рассеяния на разностных частотах, как правило, опре-

деляется пузырьками, резонансными на накачке вне зависимости от длительности импульса, т.е.  $\sigma_{\Omega}^{(2)} \approx \sigma_{\Omega\omega}^{(2)}$  [49, 154]. Например, для степенной функции  $g(R) \sim R^{-n}$  указанное обстоятельство справедливо при значениях показателя степени n > 3. Таким образом, в этом случае вклад нестационарного рассеяния незначителен, акустическая спектроскопия пузырьков в широком интервале размеров затруднена, т.к. на разностную частоту будут в основном откликаться только пузырьки, резонансные на накачке, и поэтому для определения g(R) потребуется изменение именно частоты накачки (а не разностной частоты) в широких пределах.

Следует отметить, что для случая функции распределения с максимумом, когда частота накачки соответствует пузырькам на ниспадающей ветви функции распределения, можно получить обратное неравенство:  $\sigma_{\Omega\Omega^{\infty}}^{(2)}\gg\sigma_{\Omega^{\omega}}^{(2)}$ . Именно в этом случае необходимо учитывать эффекты нестационарного нелинейного рассеяния. По существу, наличие нестационарного нелинейного рассеяния свидетельствует об определенном характере функции распределения пузырьков по размерам g(R) — существованию максимума при  $R=R_m$  и его расположению между радиусами, резонансными на накачке  $R_{\omega}$  и на разностной частоте  $R_{\Omega}$ , т.е. когда  $R_{\omega} < R_m < R_{\Omega}$ .

Таким образом, акустическая спектроскопия пузырьков возможна только в случае, когда имеется соотношение  $R_\omega < R_m < R_\Omega$ , при этом спектр размеров  $R_\Omega$ , доступный для регистрации, отвечает неравенству  $R_\Omega > R_m$ . Окончательно функция распределения g(R) может быть определена в виде

$$g(R_{\Omega}) = \frac{4\delta_{\Omega}}{\pi^2} \frac{\sigma_{\Omega \infty}^{(2)} - \sigma_{\Omega 0}^{(2)}}{R_{\Omega}^3 (\Omega / \omega)^4} \frac{9}{|KP_1|^2}.$$
 (2.3.11)

### 2.4. НЕЛИНЕЙНОЕ РАССЕЯНИЕ ЗВУКА В ВОДЕ С ТВЕРДЫМИ ВЗВЕСЯМИ

Рассмотрим задачу о нелинейном рассеянии звука на твердых частицах без фазовых превращений. Будем предполагать размер частиц малым по сравнению с длиной волны звука, отсюда в волновой зоне при  $r >> \lambda$  имеем уравнение (2.2.2) для P(r,t). Задача о нелинейном

рассеянии звука на твердых частицах без фазовых превращений существенно упрощается в случае, если введем довольно естественное предположение о малости собственной сжимаемости самой частицы по сравнению со сжимаемостью окружающей жидкости. Тогда в качестве эффективного объемного источника V(t) следует иметь в виду не само изменение объема твердой частицы, а разность изменения объема частицы и собственно среды, которое при указанном предположении определяется главным образом сжимаемостью окружающей жидкости. Тогда, используя соотношение  $\Delta \rho / \rho = -\Delta V / V$ , получаем:

$$P(r,t) = -\rho(V_0 / 4\pi r)(\ddot{\rho} / \rho_0). \tag{2.4.1}$$

Величина  $\ddot{\rho}/\rho_0 \equiv (1/\rho_0)(\partial^2\rho/\partial t^2)$  в (2.4.1) определяется соотношением, следующим из уравнения состояния в разложении в ряд Тейлора до второго порядка по внешнему возмущению – акустическому давлению, которое запишем в виде

$$\frac{\ddot{\rho}}{\rho_0} = \frac{\rho_P}{\rho_0} \ddot{P} + \frac{1}{2} \frac{\rho_{PP}}{\rho_0} \frac{\partial^2 P^2}{\partial t^2} = -\beta \ddot{P} - \frac{1}{2} \Gamma \beta^2 \frac{\partial^2 P^2}{\partial t^2}, \qquad (2.4.2)$$

где  $\Gamma = -\rho_0 \rho_{PP} / \rho_P^2$  — параметр акустической нелинейности [91, 99]. Этот параметр обычно употребляется в качестве характеристики отклонения свойств среды от линейности и его зачастую определяют в виде  $\Gamma = B / A$ , т.е. равного отношению некоторых величин  $B = \rho_0^2 c^2 (\partial c^2 / \partial P)_S$  и  $A = \rho_0 c^2 = 1 / \beta$ , определяющих состояние среды, в виде

$$\frac{B}{A} = \rho_0 \left( \frac{\partial c^2}{\partial P} \right)_S = 2\rho_0 c \left( \frac{\partial c}{\partial P} \right)_S \tag{2.4.3}$$

Таким образом, эффект второго порядка в (2.4.2) имеет вид

$$\frac{\ddot{\beta}^{(2)}}{\rho_0} = -\frac{1}{2}\Gamma \beta^2 \frac{\partial^2 P^{(1)2}}{\partial t^2} \,. \tag{2.4.4}$$

Отсюда получаем:

$$P^{(2)} = -\frac{\rho_0}{2} \frac{V_0}{4\pi r} \Gamma \beta^2 \frac{\partial^2 P^{(1)2}}{\partial t^2}.$$
 (2.4.5)

Найдем интенсивность  $I_s$  рассеянной волны в дальнем поле при  $r\gg\lambda$  , которая может быть записана уравнением

$$I_{s} = \overline{P_{s}^{(2)}} / \rho c,$$
 (2.4.6)

где черта над величиной Р означает усреднение по времени. Используя (2.4.6), можно получить:

$$I_{s} = \left(\frac{\rho_{0} \Gamma \beta^{2} V_{0}}{8\pi}\right)^{2} \frac{1}{\rho c} \overline{\left(\frac{\partial^{2} P_{s}^{(1)2}}{\partial t^{2}}\right)^{2}} \frac{1}{r^{2}}.$$
 (2.4.7)

Вводя суммарное сечение рассеяния в форме [93]  $\sigma = (1/I_i) \oint I_s dS$ , где  $I_i$  – интенсивность падающей звуковой волны, можно получить суммарное сечение в виде [49]:

$$\sigma^{(2)} = 4\pi \left(\frac{\rho_0 \Gamma \beta^2 V_0}{8\pi}\right)^2 \overline{\left(\frac{\partial^2 P_s^{(1)2}}{\partial t^2}\right)^2} \frac{1}{\overline{P_i^{(1)2}}}.$$
 (2.4.8)

Рассмотрим наиболее типичные случаи нелинейного преобразования во вторую гармонику и в разностную частоту (при применении двухчастотной накачки). Используя для случая генерации второй гар-

моники выражение вида в  $\partial^2 \overline{P_\omega^{\ (1)2}}$  /  $\partial t^2 = -4\omega^2 \overline{P_\omega^{\ (1)2}}$  , можно получить в результате [49, 179]:

$$\sigma_{2\omega}^{(2)} = \frac{16}{9} \pi (k_{\omega} R)^4 R^2 \Gamma^2 \overline{(\beta P_{\omega})^2} . \qquad (2.4.9)$$

В случае нелинейного преобразования двухчастотной накачки в разностную частоту имеем в  $\partial^2 \overline{P_\omega^{(1)2}}$  /  $\partial t^2 = -\Omega^2 \overline{P_\omega^{(1)2}}$  , отсюда получаем:

$$\sigma_{\Omega}^{(2)} = \frac{1}{9}\pi (k_{\Omega}R)^4 R^2 \Gamma^2 \overline{(\beta P_{\omega})^2}.$$
 (2.4.10)

Видно, что сечение нелинейного рассеяния  $\sigma_{2\omega}^{(2)}$  при преобразовании во вторую гармонику заметно превышает сечение нелинейного рассеяния  $\sigma_{\Omega}^{(2)}$  при преобразовании в разностную частоту:

$$\sigma_{2\omega}^{(2)} / \sigma_{\Omega}^{(2)} \approx 16(\omega / \Omega)^4$$
. (2.4.11)

Таким образом, при проведении экспериментов в микронеоднородных средах с твердыми частицами более практичным является применение нелинейного рассеяния звука на второй гармонике (или на суммарной частоте в случае бигармонического возбуждения на накачке).

Найдем отношение сечения нелинейного к сечению линейного рассеяния звука. Как известно [74], сечение линейного рассеяния звука твердыми частицами при  $\beta' << \beta$  согласно (1.3.24) имеет вид

$$\sigma_{\omega}^{(1)} = \frac{4}{9}\pi (k_{\omega}R)^4 R^2. \qquad (2.4.12)$$

Тогда отношение  $\sigma^{(2)}/\sigma^{(1)}$  может быть записано в виде [49]

$$\sigma_{2\omega}^{(2)} / \sigma_{\omega}^{(1)} = 4\Gamma^{2} \overline{(\beta P_{\omega})^{2}}, \quad \sigma_{\Omega}^{(2)} / \sigma_{\omega}^{(1)} = (1/4)\Gamma^{2} (\Omega/\omega)^{4} \overline{(\beta P_{\omega})^{2}}.$$
(2.4.13)

Сделаем оценки полученного эффекта. Для воды  $\Gamma=5$ , тогда  $\sigma_{2\omega}^{(2)}/\sigma_{\omega}^{(1)}\approx 4\cdot 10^{-17}P_{\omega}^{\ 2}$ . Взяв величину  $P_{\omega}=10^5$  Па = 1 атм, получаем весьма малую величину  $\sigma_{2\omega}^{\ (2)}/\sigma_{\omega}^{\ (1)}\approx 4\cdot 10^{-7}$ . Тем не менее эффект может быть измерен даже при весьма низких концентрациях частиц. Определим величину давления в рассеянном сигнале второй гармоники. Используем соотношение

$$I_s = I_i \sigma N c \tau / 2$$
,  $N = 3x / 4\pi R^3$ , (2.4.14)

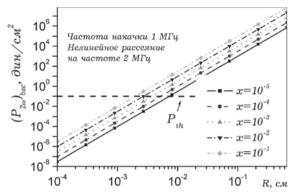
где  $\tau$  – длительность импульса, получаем

$$P_{2\omega} = \frac{2}{\sqrt{3}} \sqrt{\frac{c\tau/2}{R}} (k_{\omega}R)^2 \Gamma \beta P_{\omega}^2 \sqrt{x} . \qquad (2.4.15)$$

Выражение (2.4.15) получено для случая, когда учитываются лишь объемные пульсации включений. В действительности существуют также пространственные осцилляции включения. Выражение

для сечения линейного рассеяния  $\sigma_{\omega}^{(1)}$  в этом случае приобретает вид, определяемой формулой (1.3.23), где для дифференциального сечения рассеяния возникает угловая зависимость, а в полном сечении рассеяния и коэффициенте обратного рассеяния появляется зависимость от плотности жидкости и ФВ, определяемая соответственно формулами (1.3.24) и (1.3.25).

На рис. 2.4.1 и 2.4.2 показана величина давления нелинейного обратного рассеяния звука  $P_{2m}$  как функция радиуса частиц (при раз-



*Puc. 2.4.1.* Амплитуда давления на второй гармонике при нелинейном рассеянии звука в случае суспензий с различной концентрацией частиц

личных концентрациях) и как функция концентрации (при различных радиусах). В качестве критерия возможности регистрации нелинейного рассеяния  $P_{2\omega}$  была введена пороговая величина давления  $P_{th}=0.01\,\Pi \mathrm{a}$  (или  $0.1\,\mathrm{дин/cm^2}$ ). Это весьма малая величина, но она может быть зарегистрирована в условиях отсутствия посторонних сигналов на указанной частоте  $2\omega$ . Величина  $P_{th}$  отмечена на рис.  $2.4.1\,\mathrm{d}$ 

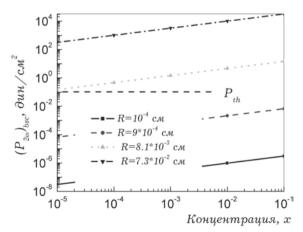


Рис. 2.4.2. Амплитуда давления на второй гармонике при нелинейном рассеянии звука в случае суспензий с частицами различных радиусов

и 2.4.2 штриховой линией. Видно, что практически с R=60 мкм и выше сигнал нелинейного рассеяния звука может быть зарегистрирован уже при концентрациях  $x\approx 0.1\%$ . Увеличение радиуса частиц приводит к резкому уменьшению этой пороговой концентрации, что значительно увеличивает чувствительность метода.

Таким образом, этот метод очень чувствителен к величине радиуса частиц R. Для определения этого радиуса следовало бы применять многочастотное зондирование. Например, для случая узкого гауссовского распределения частиц по радиусам можно было бы применить только двухчастотное зондирование. Тогда решение двух уравнений типа (2.4.15) и (1.3.25) для различных частот  $\omega_1$  и  $\omega_2$  позволит определить как радиус R, так и концентрацию x.

### 2.5. АКУСТИЧЕСКАЯ НЕЛИНЕЙНОСТЬ ЖИДКОСТИ С ВКЛЮЧЕНИЯМИ

### 2.5.1. Нелинейный акустический параметр, общие соотношения

Нелинейное взаимодействие звука в микроненоднородной среде наиболее часто описывается в рамках гомогенной модели сплошной среды, когда вводятся эффективные линейные и нелинейные акустические параметры среды и решаются нелинейные уравнения, описывающие эволюцию звуковой волны в нелинейной среде с эффективными акустическими параметрами. Наиболее часто для описания распространения звука в микронеоднородных жидкостях, содержащих включения различных типов, используются уравнения в квадратичном приближении, где наблюдается в основном квадратичная нелинейность. Как правило, при этом вводят физическую величину – нелинейный акустический параметр, описывающий нелинейность эволюции волны в среде. Сразу же следует отметить, что существует некоторая неоднозначность в употреблениях термина «нелинейный акустический параметр».

В зарубежной литературе [139, 163, 166–168] этим термином обозначают величину

$$\Gamma = B / A = \rho \partial c^2 / \partial P, \qquad (2.5.1)$$

где c — скорость звука. Величину  $\Gamma$  можно также переписать с использованием сжимаемости  $\beta$  в виде

$$\Gamma = -\left(1 + \beta_P / \beta^2\right),\tag{2.5.2}$$

где  $\beta_P = \partial \beta / \partial P$ . В отечественной литературе этим термином зачастую именуют величину  $\varepsilon$ , определяющую эволюцию нелинейной волны в известном решении Римана [91, 93, 115] или определяющую эффективность параметрического излучения в теории параметрических акустических излучателей [103, 104]. Как известно [91, 93, 99], величина  $\varepsilon$  связана с  $\Gamma$  соотношением

$$\varepsilon = 1 + \Gamma / 2, \qquad (2.5.3)$$

отсюда получаем

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \left( 1 - \beta_P / \beta^2 \right). \tag{2.5.4}$$

Нелинейный параметр  $\varepsilon$  имеет четкий физический смысл — он определяет расстояние разрыва в волне  $r^*$  согласно соотношению [99, 115]:

$$r^* = 1/\varepsilon kM \,, \tag{2.5.5}$$

где  $k=\omega/c$  — волновое число,  $M=v/c=P/\rho c^2$  — число Маха, v и P — скорость частиц и давление в волне,  $\rho$  — плотность. Часто на практике определение нелинейного параметра осуществляется именно посредством измерения  $r^*$  и дальнейшего вычисления согласно приведенной зависимости.

В микронеоднородной среде параметр  $\varepsilon$  зависит от структуры среды, а также от динамических свойств включений [25, 40, 61, 82, 107]. Нелинейный параметр  $\varepsilon$  жидкости с пузырьками можно выразить как сумму, один член которой определяет нелинейность воды без пузырьков, а другой определяет влияние самих пузырьков. Обобщая формулу (2.5.4), можно найти нелинейный параметр жидкости с ФВ или эффективный нелинейный параметр  $\varepsilon_e$  в следующем виде:

$$\varepsilon_e = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \left( \beta_e \right)_p / \left( \beta_e \right)^2 \right\}. \tag{2.5.6}$$

В главе 1 (раздел 1.5) были получены выражения для эффективной сжимаемости  $\beta_e$ , используя которые, можно определить  $\varepsilon_e$ . Пред-

варительно для определения  $\varepsilon_e$  следует вычислить наряду с  $(\beta_e)^2$  также  $(\beta_e)_p$ . Для этого следует преобразовать уравнение (2.5.6) аналогично тому, как это было сделано при выводе уравнения (1.5.8). Тогда получаем:

$$(\beta_e)_P = \beta_P (1 - x) + \beta_P' x + (\Delta \rho / \rho)(\beta_P' - \mathcal{K}_P) x + \beta_e^2 - \beta_e \mathcal{K} - \beta(\beta_e - \mathcal{K}) + (\beta' - \mathcal{K})(\beta' - \beta)(\rho' / \rho) x.$$
(2.5.7)

Отсюда можно получить следующее уравнение:

$$(\beta_{e})_{P} - \beta_{e}^{2} = \beta_{P}' x - {\beta'}^{2} x + \beta_{P} (1 - x) - {\beta}^{2} (1 - x) + (\Delta \rho / \rho) (\beta_{P}' - \mathcal{K}_{P}) x + (\beta' - \mathcal{K}) x [(\beta' - \mathcal{K}) (\rho' / \rho) + 2[\mathcal{K} - (\rho' / \rho) \beta]].$$
(2.5.8)

Подставляя (2.5.8) в (2.5.6), получаем выражение для эффективного нелинейного параметра в виде

$$\varepsilon_e(x) = \varepsilon_{0e}(x) + \tilde{\varepsilon}(x),$$
 (2.5.9)

где нелинейный параметр  $\varepsilon_{0e}(x)$ , характеризующий жидкость без фазовых превращений, и дополнительное изменение нелинейного параметра  $\tilde{\varepsilon}(x)$ , связанное с фазовыми превращениями (а в случае пузырьков и с динамическими свойствами), определяются следующими выражениями:

$$\varepsilon_{0e} = \frac{\beta^{2}}{\beta_{e}(x)^{2}} \varepsilon(1-x) + \frac{\beta'^{2}}{\beta_{e}(x)^{2}} \varepsilon' x = \varepsilon \frac{\beta^{2}}{\beta_{e}(x)^{2}} \left[ 1 + x \left( \frac{\varepsilon' \beta'^{2}}{\varepsilon \beta^{2}} - 1 \right) \right], \quad (2.5.10)$$

$$\tilde{\varepsilon}(x) = \frac{x}{\beta_{e}(x)^{2}} \left[ \frac{\Delta \rho}{\rho} \left( \beta'_{P} - \mathcal{K}_{P} \right) + \frac{\rho'}{\rho} \left( \beta' - \mathcal{K} \right)^{2} + 2 \left( \mathcal{K} - \frac{\rho'}{\rho} \beta \right) (\beta' - \mathcal{K}) \right], \quad (2.5.11)$$

или в окончательном виде:

$$\begin{split} & \varepsilon_{e} = \varepsilon \frac{\beta^{2}}{\beta_{e}(x)^{2}} \Biggl\{ \Biggl[ 1 + x \Biggl( \frac{\varepsilon' \beta'^{2}}{\varepsilon \beta^{2}} - 1 \Biggr) \Biggr] + \\ & + \frac{1}{\varepsilon} x \Biggl[ \frac{\Delta \rho}{\rho} \frac{\beta'_{P}}{\beta^{2}} \Biggl( 1 - \frac{\mathcal{K}_{P}}{\beta'_{P}} \Biggr) + \frac{\rho'}{\rho} \frac{\beta'^{2}}{\beta^{2}} \Biggl( 1 - \frac{\mathcal{K}}{\beta'} \Biggr)^{2} + 2 \frac{\beta'^{2}}{\beta^{2}} \Biggl( \frac{\mathcal{K}}{\beta'} - \frac{\rho'}{\rho} \frac{\beta}{\beta'} \Biggr) \Biggl( 1 - \frac{\mathcal{K}}{\beta'} \Biggr) \Biggr] \Biggr\} \end{split}$$

$$(2.5.12)$$

При этом следует учесть, что величины:  $\beta_p'$ , относящаяся к материалу, составляющему  $\Phi B$  (пар, газ или твердое вещество), и производная от сжимаемости  $\Phi B - \mathcal{K}_p$  связаны как с нелинейным параметром  $\varepsilon'$  этого материала, так и с параметрами, зависящими от динамики  $\Phi B$ , т.е. от условий генерации волны комбинационной частоты. В частном случае генерации волны разностной частоты  $\Omega = \omega_1 - \omega_2$ , при распространении бигармонической волны, т.е. волны накачки с двумя частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , получаем (такой же результат имеем и для амплитудно-модулированной волны):

$$\beta_P' = \beta'^2 (1 - 2\varepsilon'), \qquad (2.5.13)$$

$$\mathcal{K}_{P}(\omega_{1}, \omega_{2}, \Omega) = \frac{\mathcal{K}(\omega_{1})\mathcal{K}(\omega_{2})^{*}}{3} \left[ I - B_{\Omega}(\omega_{1}, \omega_{2}, \Omega) \right]. \tag{2.5.14}$$

Здесь величина  $B_{\Omega}(\omega_1,\omega_2,\Omega)$  характеризует нелинейную восприимчивость  $\Phi B$ , зависящую от кинетики фазового превращения и динамических характеристик  $\Phi B$  и подробно проанализирована в монографии [49].

Из (2.5.11)—(2.5.14) видно, что при условии отсутствия фазовых превращений, когда имеется равенство  $\beta = \mathcal{K}$ , получаем соотношение [26, 49]  $\mathcal{E}_e(x) = \mathcal{E}_{0e}(x)$ . Полученные формулы (2.5.11)—(2.5.14) показывают, что нелинейный параметр существенным образом зависит от поведения функции сжимаемости  $\mathcal{K}(R,\omega)$  жидкости с ФВ. Сжимаемость  $\mathcal{K}(R,\omega)$  для жидкости с пузырьками при различной температуре (пузырьки — газовые, парогазовые, паровые) и центрами кристаллизации подробно проанализирована в книге [49] для различных жидкостей: вода, криогенные жидкости, жидкие металлы. Ниже, в главе 3, сжимаемость  $\mathcal{K}(R,\omega)$  проанализирована для воды с парогазовыми пузырьками при различной температуре от 20 до 100°С и центрами кристаллизации при 0°С.

# 2.5.2. Нелинейный акустический параметр воды с пузырьками

Формулы (2.5.12)–(2.5.14) позволяют вычислить нелинейный акустический параметр воды с пузырьками при различной концентрации.

При этом следует учесть, что величины  $\beta_P'$  и  $K_P$  зависят как от нелинейного параметра  $\varepsilon'$  материала, составляющего пузырек, так и от характера нелинейной динамики пузырька, т.е. от условий генерации волны комбинационной частоты.

Проводя существенные упрощения параметров пузырьков и оставляя лишь резонансные характеристики и основной вклад в амплитуду рассеяния, связанную с монопольной составляющей колебаний пузырьков, можно вычислить параметр  $\varepsilon$ , который будет зависеть от структуры среды, а также от динамических свойств включений [49]. Окончательно величина  $\varepsilon$  определяется в виде

$$\frac{\varepsilon_{e}}{\varepsilon} \approx \left\{ 1 + \frac{4\pi}{3} \frac{\beta'^{2} \varepsilon'}{\beta^{2} \varepsilon} \int_{0}^{\infty} dR R^{3} g(R) \left[ 1 + \frac{2\varepsilon' - 1}{\varepsilon'} \left( 1 - \frac{(R/R_{\omega})^{2}}{Q(R,R_{\omega})} \right) \right] \right\} / \left[ 1 + \frac{\beta'}{\beta} \int_{0}^{\infty} \frac{R^{3} g(R) dR}{Q(R,R_{\omega})} \right]^{2},$$
(2.5.15)

где резонансный множитель имеет вид

$$Q(R, R_{\omega}) = (1 - (R/R_{\omega})^{2} (1 + i\delta)). \qquad (2.5.16)$$

При вычислениях были использованы результаты, изложенные в главе 3 для сжимаемости  $\mathcal{K}(R,\omega)$  в случае воды с пузырьками при различной температуре от 20 до  $100^{\circ}$ С. При этом были использованы типичные функции распределения пузырьков по размерам g(R), которые были экспериментально изучены в морских условиях и изложены в главе 5.

На рис. 2.5.1 представлены зависимости нелинейного акустического параметра воды с пузырьками при температуре  $20^{\circ}$ С от объемной концентрации пузырьков при преобразовании накачки на частоте  $750~\mathrm{k}\Gamma$ ц в различные разностные частоты. Видно, что при увеличении концентрации x пузырьков величина  $\varepsilon$  при малых x линейно растет с концентрацией и не зависит от частоты. Однако примерно при концентрациях  $10^{-6}-10^{-5}$  рост  $\varepsilon$  замедляется и появляется зависимость от частоты. При концентрациях  $10^{-4}-10^{-3}$  наблюдается максимум функции  $\varepsilon(x)$ , положение которого существенно зависит от частоты.

На рис. 2.5.2 представлены зависимости нелинейного акустического параметра воды с пузырьками при температуре 20°С от разностной частоты при различной объемной концентрации пузырьков. Видно, что при малых концентрациях и на низких частотах нелинейный акустический параметр воды с пузырьками зависит только от концен-

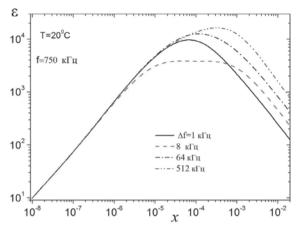


Рис. 2.5.1. Зависимость нелинейного акустического параметра воды с пузырьками при температуре 20°С от объемной концентрации пузырьков при преобразовании накачки на частоте 750 кГц в различные разностные частоты

трации. На высоких частотах величина  $\varepsilon$  при малых x уменьшается с увеличением частоты.

Ситуация резко изменяется при высоких концентрациях x пузырьков больше  $\sim 10^{-4}$ . В этой области  $x > 10^{-4}$  нелинейный акустический параметр воды с пузырьками увеличивается с частотой.

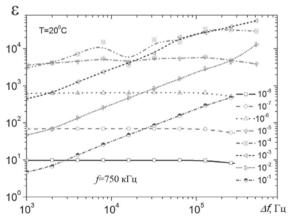


Рис. 2.5.2. Зависимость нелинейного акустического параметра воды с пузырьками от разностной частоты при различной объемной концентрации пузырьков

Таким образом, функция  $\varepsilon(x,\Delta f)$  воды с газовыми пузырьками достаточно сложна, при этом в целом нелинейность такой газожид-костной смеси резко возрастает, особенно на низких частотах. Максимальное увеличение нелинейности составляет величину  $\sim 10^4$ .

### 2.6. НЕЛИНЕЙНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ И НЕЛИНЕЙНЫЙ АКУСТИЧЕСКИЙ МЕТОД ДИАГНОСТИКИ ГЕТЕРОГЕННЫХ СРЕД

Рассмотрим возможности акустического диагностирования микронеоднородных сред при нелинейном распространении звука. В работе [67] рассмотрены некоторые особенности распространения звука в микронеоднородной среде на примере распространения плоской волны с генерацией второй гармоники. При этом считается, что в среде отсутствует дисперсия скорости звука, но существенно влияние поглощения звука. Для чистой жидкости впервые решение было получено методом возмущения Гольдбергом и имеет вид:

$$\frac{v_{2\omega}}{v_{\omega}} = \frac{1}{2\alpha_{\omega}r^*} (e^{-2\alpha_{\omega}r} - e^{-4\alpha_{\omega}r}), \qquad (2.6.1)$$

где  $r^*=1/\varepsilon kM$  — расстояние разрыва,  $\varepsilon$  подробно будет рассмотрен в главе 8, он имеет вид  $\varepsilon=(1/2)\left(1-\beta_p/\beta^2\right)$ ,  $\alpha_\omega$  — коэффициент поглощения звука на частоте  $\omega$ . Из (2.6.1) видно, что амплитуда второй гармоники растет до расстояния  $r_m=\ln 2/\left(2\alpha_\omega\right)$ , где имеет максимум, равный

$$\frac{v_{2\omega}}{v_{\omega}} = \frac{1}{8\alpha_{\omega}r^*},\tag{2.6.2}$$

а затем резко затухает, подчиняясь экспоненциальному закону. Решение (2.6.1) справедливо, когда  $\alpha_{\omega} r_* > 1$ , т.е. когда длина затухания меньше длины разрыва. Очень часто имеет место противоположный случай, когда  $\alpha_{\omega} r_* < 1$ . Тогда решение справедливо лишь на небольших расстояниях  $r < r_0 < r_m$ , когда нелинейные эффекты не успевают развиться. В этом случае, используя  $\alpha r << 1$ , получаем следующее простое выражение:

$$\frac{v_{2\omega}}{v_{\omega}} = \frac{r}{r}.$$
 (2.6.3)

Это выражение может использоваться для определения нелинейного параметра с учетом сделанных выше замечаний. Будем рассматривать поведение волны только на линейном участке  $r < r^*$ , хотя влияние  $\Phi B$  на эволюцию всего профиля также представляет интерес. При этом удобнее перейти к давлению  $P = \rho cv$ , тогда получаем:

$$P_{2\omega} = \frac{\varepsilon_{2\omega}\omega}{\rho c^3} P_{\omega} r. \qquad (2.6.4)$$

В более сложном и наиболее практически важном случае применения бигармонического сигнала с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$  можно показать, что на линейном участке  $r < r^*$  генерация сигнала с разностной частотой  $\Omega = \omega_1 - \omega_2$  описывается следующей формулой:

$$P_{\Omega} = \left(\frac{\varepsilon_{\Omega}}{\rho c^3}\right)_e \Omega P_{\omega}^2 r \,. \tag{2.6.5}$$

Введем величину  $K_{\it ef}$ , характеризующую эффективность генерации второй гармоники или разностной частоты в микронеоднородной жидкости по отношению к чистой жидкости в виде

$$K_{2\omega ef} = \frac{(P_{2\omega})_e - P_{2\omega}}{P_{2\omega}}, \qquad K_{\Omega ef} = \frac{(P_{\Omega})_e - P_{\Omega}}{P_{\Omega}}.$$
 (2.6.6)

Тогда, используя (2.6.5), получаем:

$$K_{ef} = \frac{\left(\varepsilon / \rho c^{3}\right)_{e} - \varepsilon / \rho c^{3}}{\varepsilon / \rho c^{3}}, \qquad (2.6.7)$$

где нелинейный параметр  $\varepsilon$  отвечает частотной зависимости при преобразовании либо из  $\omega$  в  $2\omega$ , либо из  $\omega_1$  и  $\omega_2$  в  $\Omega$ . Окончательно получаем:

$$K_{ef} = \frac{\left(\varepsilon / \rho c^{3}\right)_{e}}{\varepsilon / \rho c^{3}} - 1 = \frac{\varepsilon_{e}}{\varepsilon} \left\{ \left[ 1 + x \left( \frac{\beta' - \beta}{\beta} + \frac{\Delta \rho}{\rho} \frac{\beta' - \mathcal{K}}{\beta} \right) \right] \right\}^{3/2} \left[ 1 + \frac{\Delta \rho}{\rho} x \right]^{1/2} - 1, \tag{2.6.8}$$

$$\frac{\varepsilon_{e}}{\varepsilon} = \frac{1}{\left[1 + x \left(\frac{\beta' - \beta}{\beta} + \frac{\Delta \rho}{\rho} \frac{\beta' - \mathcal{K}}{\beta}\right)\right]^{2}} \left\{ \left[1 + x \left(\frac{\varepsilon' \beta'^{2}}{\varepsilon \beta^{2}} - 1\right)\right] + \frac{1}{\varepsilon} x \left[\frac{\Delta \rho}{\rho} \frac{\beta'_{e}}{\beta^{2}} \left(1 - \frac{\mathcal{K}_{p}}{\beta'_{p}}\right) + \frac{\rho'}{\rho} \frac{\beta'^{2}}{\beta^{2}} \beta'_{K} \left(\beta'_{K} + 2 \left(\frac{\rho \mathcal{K}}{\rho' \beta'} - \frac{\beta}{\beta'}\right)\right)\right] \right\}, \tag{2.6.9}$$

или

$$\begin{split} K_{ef} &= \left\{ \left[ 1 + x \left( \frac{\varepsilon' \beta'^2}{\varepsilon \beta^2} - 1 \right) \right] + \frac{x}{\varepsilon} \left[ \frac{\Delta \rho}{\rho} \frac{\beta_P'}{\beta^2} \left( 1 - \frac{\mathcal{K}_P}{\beta_P'} \right) + \frac{\rho'}{\rho} \frac{\beta'^2}{\beta^2} \beta_K' \left( \beta_K' + 2 \left( \frac{\rho \mathcal{K}}{\rho' \beta'} - \frac{\beta}{\beta'} \right) \right) \right] \right\} \times \\ &\times \left\{ \left[ 1 + x \left( \frac{\beta' - \beta}{\beta} + \frac{\Delta \rho}{\rho} \frac{\beta' - \mathcal{K}}{\beta} \right) \right] \right\}^{-1/2} \left[ 1 + \frac{\Delta \rho}{\rho} x \right]^{1/2} - 1, \end{split} \tag{2.6.10}$$

где  $\beta_K' = 1 - \frac{\mathcal{K}}{\beta'}$ . В отсутствие фазовых превращений и резонансных явлений имеем:

$$K_{0ef} = \left\{ \left[ 1 + x \left( \frac{\varepsilon' \beta'^2}{\varepsilon \beta^2} - 1 \right) \right] \right\} \left\{ \left[ 1 + x \left( \frac{\beta' - \beta}{\beta} \right) \right] \right\}^{-1/2} \left[ 1 + \frac{\Delta \rho}{\rho} x \right]^{1/2} - 1. \tag{2.6.11}$$

Зачастую изменения эффективного нелинейного параметра среды оказываются малыми. В этом случае из (2.6.10) в линейном приближении получаем:

$$\begin{split} K_{ef} &= x \left\{ \frac{\varepsilon' \beta'^2}{\varepsilon \beta^2} - 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{\beta' - \beta}{\beta} + \frac{\Delta \rho}{\rho} \frac{\beta' - \mathcal{K}}{\beta} \right) + \\ &+ \frac{1}{2} \frac{\Delta \rho}{\rho} + \frac{1}{\varepsilon} \left[ \frac{\Delta \rho}{\rho} \frac{\beta'_P}{\beta^2} \left( 1 - \frac{\mathcal{K}_P}{\beta'_P} \right) + \frac{\rho'}{\rho} \frac{\beta'^2}{\beta^2} \beta'_K \left( \beta'_K + 2 \left( \frac{\rho \mathcal{K}}{\rho' \beta'} - \frac{\beta}{\beta'} \right) \right) \right] \right\} (2.6.12) \end{split}$$

В отсутствие фазовых превращений и резонансных явлений можно получить

$$K_{0ef} = x \left[ \frac{\varepsilon' \beta'^2}{\varepsilon \beta^2} - 1 - \frac{\beta' - \beta}{2\beta} + \frac{\rho' - \rho}{2\rho} \right]. \tag{2.6.13}$$

В случае твердых частиц  $\beta' << \beta$  , и тогда из (2.6.13) следует простое выражение

$$K_{0ef} = \left[ \frac{\rho'}{2\rho} - 1 \right] x. \tag{2.6.14}$$

Таким образом, эффективность нелинейной генерации в среде с твердыми ФВ связана непосредственно с плотностью частиц и их концентрацией. Замечательным является тот факт, что по наклону линейной зависимости  $K_{\it ef}(x)$  можно получить значение плотности твердых частиц в жидкости, а по самому значению  $K_{\it ef}$  — величину объемной концентрации этих частиц.

Следует обратить внимание на то, что в случае если в жидкости находятся газовые пузырьки, то величина  $K_{ef}$  резко изменяется по сравнению с (2.6.14). Действительно, в случае дорезонансных газовых пузырьков имеем  $\beta' >> \beta$ ,  $\rho' << \rho$ , и тогда

$$K_{0ef} = \frac{\beta'^2 \varepsilon'}{\beta^2 \varepsilon} x. \tag{2.6.15}$$

Из (2.6.15) видно, что наклон зависимости  $K_{e\!f}(x)$  резко увеличивается по сравнению с (2.6.14). Таким образом, при реализации нелинейной акустической диагностики микронеоднородных жидкостей типа суспензий следует тщательно следить за наклоном зависимости  $K_{e\!f}(x)$ . Резкое увеличение наклона кривых  $K_{e\!f}(x)$  свидетельствует о наличии газовых пузырьков. В случае, когда на опыте невозможно определить концентрационные зависимости  $K_{e\!f}(x)$ , существует большой риск получить завышенные концентрации твердых частиц по формуле (2.6.14) в том случае, если в жидкости содержится хоть небольшое количество пузырьков.

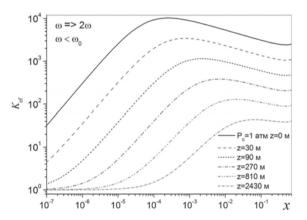
Важным является вопрос о возможности диагностирования слабоконтрастных ФВ в морской воде, например, планктона, медуз и т.п. В этом случае, учитывая, что  $\beta' \approx \beta$  и  $\rho' \approx \rho$ , получаем

$$K_{0ef} = x \left[ \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} - 1 \right]. \tag{2.6.16}$$

Из (2.6.16) видно, что для слабоконтрастных  $\Phi B$  величина  $K_{e\!f}(x)$  в основном зависит от разности нелинейных параметров жидкости и  $\Phi B$ . Этот случай существенно отличается от чисто твердых и газообразных включений тем, что слабоконтрастные  $\Phi B$  не позволяют

эффективно распознаваться по параметрам первого порядка (плотности, сжимаемости), но гораздо лучше видны с помощью параметра второго порядка — нелинейного акустического параметра.

На рис. 2.6.1 показана зависимость  $K_{e\!f}(x)$  для воды с пузырьками при различном гидростатическом давлении. Видно, что при малых значениях концентрации наблюдается линейный участок. Тем не менее начиная с концентраций ~ $10^{-5}$  наблюдается нелинейная зависимость от концентрации, которая имеет экстремальный характер. Так, при гидростатическом давлении 1 атм наблюдается максимум зависимости  $K_{e\!f}(x)$ , затем при увеличении концентрации величина  $K_{e\!f}(x)$  заметно уменьшается.



 $Puc.\ 2.6.1.\ 3$ ависимость  $K_{ef}(x)$  для воды с пузырьками при различном гидростатическом давлении

Таким образом, с помощью формул (2.6.14)—(2.6.16) по методу нелинейной генерации может быть реализована акустическая диагностика микронеоднородных жидкостей. Существенным является то, что можно выделить 3 группы включений в жидкости, диагностирование которых будет проходить по различным физическим параметрам: твердые частицы — по контрасту плотностей жидкости и ФВ, пузырьки — по соотношению сжимаемостей жидкости и пузырьков, слабоконтрастные ФВ (в основном биологического происхождения) — по контрасту нелинейных параметров жидкости и ФВ.

### 2.7. НЕЛИНЕЙНОСТЬ И КАВИТАЦИОННАЯ ПРОЧНОСТЬ МИКРОНЕОДНОРОДНОЙ ЖИДКОСТИ

Кавитационная прочность реальной жидкости имеет низкое значение по сравнению с чистой жидкостью, и это обстоятельство обычно связывают с наличием в жидкости пузырьков и других зародышей кавитации. Разрыв жидкости представляет собой типичный нелинейный процесс. Известно также, что акустическая нелинейность реальных жидкостей имеет повышенное значение сравнительно с чистой жидкостью. Последнее обстоятельство также, как и пониженное значение кавитационной прочности, обычно связывают с наличием в жидкости пузырьков газа и несмачиваемых твердых взвесей. Ниже рассмотрена взаимосвязь нелинейности и кавитационной прочности жидкости.

### 2.7.1. Нелинейный акустический параметр и кавитационная прочность жидкости, общие соотношения

Вопрос о взаимосвязи кавитационной прочности  $\Delta P_k$  и нелинейного акустического параметра  $\varepsilon$  жидкости обсуждался в работе [284], в которой была получена зависимость следующего вида:

$$\Delta P_k = \frac{1}{2\sqrt{3}} \frac{1}{(\varepsilon - 1)\beta},\tag{2.7.1}$$

где  $\Delta P_k = P_0 - P_k$ ,  $P_0$  – гидростатическое давление в жидкости,  $P_k$  – пороговое давление кавитации в жидкости,  $\beta$  – сжимаемость жидкости. Получим выражение (2.7.1) из следующих соображений. Раскладывая функцию состояния жидкости  $P = P(\rho)$  в ряд Тейлора около равновесного состояния, обозначаемого индексом « $\sigma$ », получаем:

$$\Delta P = P_{\sigma} - P = a\xi - b\xi^2 + c\xi^3, \quad \xi = -\left(\rho - \rho_{\sigma}\right) / \rho_{\sigma}, \quad (2.7.2)$$

где  $a = \rho (\partial P / \partial \rho)_s = 1 / \beta$ ,  $b = \rho^2 (\partial^2 P / \partial \rho^2)_s / 2$ ,  $c = \rho^3 (\partial^3 P / \partial \rho^3)_s / 6$ . При этом потенциальная энергия записывается в виде

$$W(\xi) = \int \Delta P(\xi) d\xi = \frac{c\xi^2}{4} \left( \xi^2 - \frac{4b}{3c} \xi + 2\frac{a}{c} \right). \tag{2.7.3}$$

Экстремумы функции  $W(\xi)$  являются нулями функции  $\Delta P(\xi)$ . При этом в случае фазового равновесия, достигаемого при наступлении разрыва растянутой жидкости, выполняется «правило рычага» Максвелла  $W(\xi_1)-W(0)=-[W(\xi_2)-W(\xi_1)]$ , где  $\xi_2$  и  $\xi_1$  — экстремали  $W(\xi)$  (нули  $\Delta P(\xi)$ ). Отсюда получаем, что разрыв происходит при строго определенном соотношении между a, b и c:  $c=2b^2/9a$ , при этом  $\xi_2=3a/b$ . Дифференцируя  $\Delta P(\xi)$  по  $\xi$ , находим, что искомый максимум  $\Delta P_k$  реализуется при  $\xi_k=\left(3a/2b\right)/\left(1-1/\sqrt{3}\right)$ , откуда, учитывая, что  $\varepsilon=1+\left(\rho/2\right)\left[\left(\partial^2 P/\partial \rho^2\right)/\left(\partial P/\partial \rho\right)\right]$ , имеем выражение (2.7.1). Выражение типа (2.7.1) было также получено К. Сегалом в работе [284] для соотношения между внутримолекулярным давлением и параметром нелинейности.

Для случая чистой жидкости выражение  $\Delta P_k$  было определено Я.Б. Зельдовичем (см. об этом работы [4, 6, 8]), оно, по существу, представляет собой внутримолекулярное давление из уравнения состояния Ван-дер-Ваальса и равно

$$\Delta P_{k0} = \left(16\pi\sigma^3/3kT \ln(C/J)\right)^{1/2}, \qquad (2.7.4)$$

где  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения, k — постоянная Больцмана, T — температура,  $\ln(C/J)\approx 70-78$ . Для воды  $\Delta P_{k0}\approx 1400$  атм, и из (2.7.4) следует  $\varepsilon\approx 5$ , что согласуется со значениями для чистой воды.

Ниже формула (2.7.1) обобщается также на случай жидкости, содержащей фазовые включения. Тогда в (2.7.1) везде следует заменить параметры  $\varepsilon$  и  $\beta$  на  $\varepsilon_e$  и  $\beta_e$  — эффективные нелинейный параметр и сжимаемость жидкости с  $\Phi$ B, которые в рамках гомогенного приближения имеют вид, определяемый формулами (1.5.9) и (2.5.6)—(2.5.12). В случае произвольного распределения по размерам и с учетом капиллярного давления (но без учета фазовых превращений) указанные формулы обобщаются в виде:

$$\beta_{e} = \beta(1-x) + \frac{4\pi}{3} \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \frac{R^{3}g(R)\beta'(R)dR}{1 - (\omega/\omega_{0})^{2}(1-i\delta)}, \ \beta'(R) = \beta'_{0} \left[1 + \frac{3\gamma - 1}{3}\beta'_{0}\frac{2\sigma}{R}\right]^{-1},$$
(2.7.5)

$$\varepsilon_{e} = \varepsilon (1 - x) \left( \frac{\beta}{\beta_{e}} \right)^{2} + \varepsilon' \frac{4\pi}{3} \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} R^{3} g(R) \left( \frac{\beta'(R)}{\beta_{e}} \right)^{2} \frac{dR}{\left| 1 - (\omega/\omega_{0}(R))^{2} (1 - i\delta) \right|^{2}},$$
(2.7.6)

где  $x = (4\pi/3) \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} R^3 g(R) dR$  — объемная концентрация,  $\omega_0(R) = \sqrt{3/\beta'(R)}/R$  — резонансная частота включения (например, газового пузырька),  $\gamma$  — постоянная адиабаты,  $\delta$  — постоянная затухания, g(R) — функция распределения включений по размерам.

# 2.7.2. Взаимосвязь нелинейного параметра и кавитационной прочности в жидкостях с пузырьками

Рассмотрим случай жидкости с распределенными в ней пузырьками газа. Выполняя интегрирование в (2.7.5) и (2.7.6) в пределах существования функции распределения пузырьков по размерам g(R) от  $R_{\min}$  до  $R_{\max}$ , получаем:

$$\beta_{e} \approx \beta \left(1 - x + \frac{4\pi}{3} R_{0}^{4} g_{0} \frac{\beta'(R_{0})}{\beta} i\right), \ \varepsilon_{e} \approx \varepsilon \left(1 - x + \frac{4\pi\varepsilon'}{3\delta\varepsilon} R_{0}^{4} g_{0} \left(\frac{\beta'(R_{o})}{\beta_{e}}\right)^{2}\right)$$
(2.7.7)

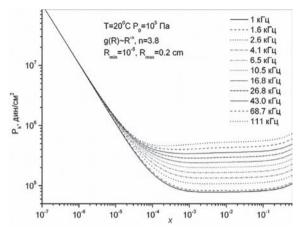
Можно показать, что при типичных концентрациях пузырьков  $\beta_e \approx \beta$ . Вместе с тем в силу большой величины  $(\beta'/\beta)^2$ , содержащейся в (2.7.7), имеем  $\varepsilon_e >> \varepsilon$ . Подставим тогда (2.7.7) в (2.7.2), получаем:

$$\Delta P_{k} = \Delta P_{k0} \left[ 1 + \frac{4\pi\varepsilon'}{3\delta(\varepsilon - 1)} R_{0}^{4} g_{0} \left( \frac{\beta'(R_{o})}{\beta_{e}} \right)^{2} \right]^{-1} \underset{\varepsilon_{e} \gg 1}{\approx} \frac{\Delta P_{k0}}{R_{0}^{4} g_{0}} \frac{3\delta(\varepsilon - 1)}{4\pi\varepsilon'} \left( \frac{\beta_{e}}{\beta'(R_{o})} \right)^{2}.$$

$$(2.7.8)$$

В качестве измеряемой характеристики кавитационной прочности на практике обычно выступает величина давления акустического поля, при котором возникает разрыв жидкости  $P_{mk}$ , и тогда  $P_{mk} = \Delta P_k$ .

На рис. 2.7.1 представлена типичная зависимость  $P_k(x)$  в широком интервале значений x для воды при  $20^{\circ}$ С при различных частотах

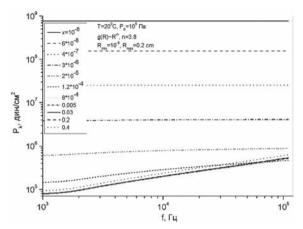


 $Puc.\ 2.7.1.\$ Зависимость  $P_k(x)$  для воды при  $20^{\circ}\mathrm{C}$  при различных частотах акустического поля

акустического поля, вызывающего кавитацию. Гидростатическое давление равно 1 атм. Видно, что с увеличением частоты кавитационная прочность растет, а при увеличении концентрации пузырьков вначале резко спадает, а затем при превышении концентрации значения  $10^{-4}$  происходит стабилизация  $P_k(x)$  — стремление к постоянной величине кавитационной прочности, независимо от концентрации пузырьков.

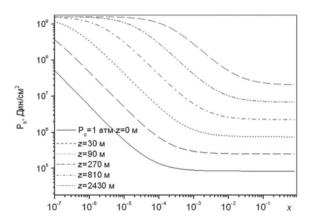
На рис. 2.7.2 представлена частотная зависимость  $P_k(f)$  для воды при 20°C при различных концентрациях пузырьков. Видно, что при малых концентрациях пузырьков отсутствует частотная зависимость кавитационной прочности. При этом величина кавитационной прочности жидкости с малой концентрацией пузырьков приближается к предельной величине кавитационной прочности чистой жидкости. Только при сравнительно высоких концентрациях  $x > 2 \cdot 10^{-5}$  появляется частотная зависимость. Начиная с концентраций  $x \sim 10^{-4}$  появляется степенная зависимость  $P_k(f) \sim f^n$ , где  $n \to 0.5$  при x > 0.001. Гидростатическое давление здесь равно 1 атм.

Рассмотрим подробней частотную зависимость кавитационной прочности. В случае степенной функции  $g(R) = AR^{-n}\theta(R-R_{\min})\theta(R_{\max}-R)$ , а также учитывая высокочастотную асимптотику  $\delta \approx \delta_{\textit{thermal}} \propto \sqrt{\omega}$  [16, 21, 26, 153], можно получить следующую частотную зависимость кавитационной прочности:

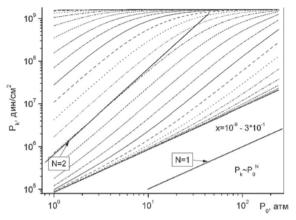


 $Puc.\ 2.7.2.$  Частотная зависимость  $P_k(f)$  для воды при  $20^{\circ}\mathrm{C}$  при различных концентрациях пузырьков

 $\Delta P_k \propto \omega^{4.5-n}$  при  $\omega > 20$  кГц и  $\Delta P_k \propto \omega^{4-n}$  при  $\omega < 10$  кГц. Учитывая, что в обычных условиях (например, в морской воде) показатель степени  $n \approx 3.8 \div 4$  [251–259], получаем  $\Delta P_k \propto \sqrt{\omega}$  при  $\omega > 20$  кГц и  $\Delta P_k \propto Const$  при  $\omega << 10$  кГц. Именно такая частотная зависимость следует из рис. 2.7.2 при достаточно большой концентрации пузырьков  $x > 2 \cdot 10^{-5}$ . Аналогичные зависимости наблюдаются в экспериментах по акустической кавитации в воде [122, 131, 132].



 $Puc.\ 2.7.3.\$ Зависимость  $P_{mk}(x)$  при различном гидростатическом давлении



Рассмотрим концентрационную зависимость  $P_k(x)$  при различном давлении как модель для изучения поведения порога кавитации на различных глубинах в море. На рис. 2.7.3 представлена типичная зависимость низкочастотной кавитационной прочности  $P_k(x)$  в широком интервале значений x при различных гидростатических давлениях. Видно, что с повышением гидростатического давления растет кавитационная прочность.

На рис. 2.7.4 представлена зависимость низкочастотной кавитационной прочности  $P_k$  от гидростатического давления  $P_0$  в широком интервале значений x. Видно, что с повышением гидростатического давления рост кавитационной прочности при различной концентрации пузырьков можно аппроксимировать степенным законом вида  $P_k(P_0) \sim P_0^N$ , причем показатель степени заключен в основном в интервале  $N=1\div 2$ . Слабая зависимость от гидростатического давления оказывается для малой концентрации x, когда жидкость практически можно считать чистой, без зародышей кавитации, и кавитационная прочность стремится к предельному значению, определяемому внутримолекулярным давлением.

Глава 3

# АКУСТИКА МИКРОНЕОДНОРОДНЫХ ЖИДКОСТЕЙ С ФАЗОВЫМИ ПРЕВРАШЕНИЯМИ

### 3.1. ВВЕДЕНИЕ

Нелинейная акустика микронеоднородных жидкостей, содержащих гетерогенные микронеоднородности – фазовые включения (ФВ), хорошо развита в случае включений без фазовых превращений [72-74, 99, 101, 112-121, 163-168, 243, 263, 302]. В основном это относится к акустике газожидкостных сред (жидкостей с газовыми пузырьками). Воздействие фазовых превращений на нелинейные акустические характеристики жидкостей с ФВ изучено существенно слабее. Имеющиеся теоретические и экспериментальные работы относятся в основном к акустике кипящих и криогенных жидкостей. Промежуточная область температур, когда наблюдается зацепляющийся характер тепловых и диффузионных явлений в динамике парогазовых пузырьков, исследована значительно хуже [49, 150, 204, 268, 275]. Но наиболее слабо исследованы нелинейные акустические явления в случае другого фазового перехода – кристаллизации [172, 200, 228, 249]. Исследование динамики парогазовых пузырьков в звуковом поле представляет интерес для широкого круга практических задач. При распространении звука в воде наблюдаются резонансное и нерезонансное поглощение и дисперсия скорости звука, обусловленные диссипативным характером пульсаций парогазовых пузырьков в акустическом поле. Указанные эффекты в первую очередь связаны с характером динамики парогазовых пузырьков под действием звука. Поэтому оказывается важным проведение исследований динамики парогазовых пузырьков. Если концентрация пузырьков в жидкости достаточно мала, так что можно пренебречь их взаимодействием друг с другом, то для исследования процессов в среде необходимо знать динамику одиночных парогазовых пузырьков под действием звука.

Интерес к исследованию динамики центров кристаллизации (ц.к.) в звуковом поле первоначально возник в связи с проблемой воздействия звука на структуру кристаллизующихся из жидкого состояния веществ [130, 136], а также в связи с исследованием распространения звука в кристаллизующейся жидкости [35, 37, 86, 172, 182]. Известно [4, 6, 8, 21], что амплитуда вынужденных радиальных колебаний паровых пузырьков, или центров кристаллизации, под действием звука за счет периодически чередующихся фазовых превращений резко усиливается по сравнению со случаем их отсутствия. При достаточно высокой амплитуде звукового поля возникают нелинейные эффекты взаимодействия звука с ФВ, приводящие к явлению выпрямленного тепло- и массопереноса, которые в итоге изменяют средние размеры и деформируют функцию распределения по размерам [8, 49, 54, 55].

Нелинейное взаимодействие акустической волны с частотой  $\omega$ в жидкости с фазовыми включениями приводит к генерации гармонических составляющих  $2\omega$ ,  $3\omega$  и т.д. Значительный практический интерес представляет взаимодействие звука с близкими частотами  $\omega_1$ и  $\omega_2$  в среде, содержащей  $\Phi B$ , когда за счет нелинейности среды наряду с высшими гармониками под возникают также комбинационные частоты  $n\omega_1 \pm m\omega_2$ , где n, m=1, 2, ..., и, в частности, отвечающая имволна разностной частоты  $\Omega = \omega_1 - \omega_2$  . Известно [99, 115], что в жидкости с пузырьками эффективность преобразования высокочастотной накачки в волну разностной частоты возрастает благодаря увеличению нелинейного параметра жидкости с пузырьками, испытывающими нелинейные пульсации под действием звука. В настоящей главе и главе 6 показано, что благодаря фазовым превращениям акустическая нелинейность жидкости с ФВ увеличивается, причем наиболее значительное увеличение нелинейного параметра  $\varepsilon$  имеет место для  $\Phi B$  с размерами  $R \sim \lambda_T$  , где  $\lambda_T = \sqrt{2\chi/\omega}$  — длина тепловой волны,  $\chi$  коэффициент температуропроводности жидкости. Разрешению ряда указанных выше вопросов посвящена настоящая глава.

# 3.2. ЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ПАРОГАЗОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ В ЖИДКОСТИ

Теоретическое описание динамики парогазовых пузырьков в жидкости требует учета одновременно процессов теплопроводности и

диффузии газовой компоненты при наличии фазовых превращений — периодически чередующихся процессов испарения и конденсации воды на поверхности пузырька. Предполагаем, что пузырек одиночный и отсутствует поступательное движение относительно жидкости, а в самой жидкости отсутствуют микротечения. Сделанные предположения позволяют последовательно применить теорию возмущений во втором порядке для решения системы гидродинамических уравнений с граничными условиями, заданными на быстро осциллирующей поверхности пузырька.

#### 3.2.1. Учет многокомпонентности жидкости

Для описания динамики ФВ в многокомпонентной жидкости (растворе) следует также рассмотреть уравнения гидродинамики жидкости и уравнение динамики ФВ, которое можно было бы с определенной степенью точности в случае сферической формы описать уравнением Рэлея или уравнением типа Херринга—Флинна, представленными выше, в главе 2. Уравнения гидродинамики классической жидкости представлены в главе 1. Решение сложной исходной системы уравнений, сформулированной в главе 1, удается получить лишь при целом ряде дополнительных приближений, которые сформулированы в главах 1 и 2.

*Граничные условия*. Условия вдали от  $\Phi B$  выражаются соотношениями:

$$P_{\infty}(t) = P(\infty, t) = P_0 + P_m e^{-i\omega t}, \qquad T(\infty, t) = T_0 + d_S P_m e^{-i\omega t}$$
(3.2.1)

В центре включения предполагаем отсутствие сингулярности.

При рассмотрении кристаллизации жидкостей с примесью (растворов) следует учесть, что в отличие от чистых жидкостей в них содержатся атомы других растворенных веществ, обладающих способностью к диффузии внутри основного вещества – растворителя. Это приводит к необходимости рассмотрения усложненных уравнений гидродинамики растворов, в которых учитываются также и потоки массы растворенных веществ. Для решения такой усложненной задачи к исходной системе уравнений и граничным условиям надо добавить дополнительное уравнение, описывающее диффузию растворенного вещества. Рассмотрим вопрос о дополнительных граничных

условиях в случае растворов. Для концентрации имеем:

$$c(\infty,t) = c_0, \ \nabla c(\infty,t) = 0, \ \nabla c'(r < R,t) = 0.$$
 (3.2.2)

Для сшивки решений на межфазной поверхности  $\Phi B$  в чистой жидкости требуется в общем случае пять граничных условий (неизвестными являются давление и температура в  $\Phi B$  и в жидкости, а также радиус R(t)). Граничные условия, отвечающие законам сохранения массы, импульса и энергии, сформулированы в главе 1. Остальные граничные условия являются следствием экспериментально установленных соотношений, и они были сформулированы в разделе 1.3.2.

Учет подвижности межфазной границы. Как отмечалось в главе 1, все величины, следующие из уравнений гидродинамики, заданы в неподвижной системе координат (эйлерово описание), а величины, относящиеся к границе раздела сред (лагранжево описание), — в движущейся системе координат. Поэтому следует сформулировать уравнения преобразования таких переменных. Соответствующее уравнение (1.2.50) представлено выше, и оно завершает формулировку исходной системы уравнений.

Температура фазового равновесия. Величина  $T_{\sigma} = T_{\sigma}(P)$ , содержащаяся в уравнении кинетики фазового превращения (1.2.49), — это температура, соответствующая давлению P вдоль кривой фазового равновесия; ее можно найти, например, из условия равенства химических потенциалов жидкости и ФВ  $\mu'(P_R',T_R') = \mu(P_R,T_R)$  [8, 94]. В Приложении представлены фазовые характеристики для воды, из которых можно определить зависимости  $T_{\sigma} = T_{\sigma}(P)$ . В квадратичном приближении теории возмущений  $T_{\sigma}$  можно записать в виде:

$$T_{\sigma} = T_{0} + \Delta T_{0} + d_{\sigma} \left\{ \left( P_{R} - P_{0} \right) \left[ 1 - \frac{\rho d_{\sigma}^{(2)}}{\Delta \rho d_{\sigma}} \left( P_{R}' - P_{R} \right) \right] - \frac{\rho}{\Delta \rho} \left( P_{R}' - P_{R} \right) \right\} + \frac{1}{2} d_{\sigma}^{(2)} \left( P_{R} - P_{0} \right)^{2},$$

$$(3.2.5)$$

где величина  $d_{\sigma}=\left(dT/dP\right)_{\sigma}$  характеризует наклон кривой фазового равновесия, а величина  $d_{\sigma}^{~(2)}=\left(d^2T/dP^2\right)_{\sigma}$  — ее нелинейность.

Влияние примеси. Учет влияния примеси на равновесную температуру фазового превращения проводится стандартным образом из условия равенства химических потенциалов, записанных для слабого раствора в виде [49, 94, 140]:

$$\mu'(P_R', T_R') + (kT/m_1)\ln(1-c') = \mu(P_R, T_R) + (kT/m_1)\ln(1-c), \quad (3.2.6)$$

тогда получаем следующее выражение для температуры фазового превращения раствора  $T_{\sigma}^{\;(c)}$  :

$$T_{\sigma}^{(c)} \cong T_{\sigma} - (k_B T / m_1) [\rho \rho' / \Delta \rho] d_{\sigma} (c_R - c_R'). \tag{3.2.7}$$

Влияние многокомпонентности. Кроме указанных выше ситуаций, когда примесь находится в жидкости вне включения, следует отметить часто распространенные случаи наличия примеси внутри фазового включения. К ним можно отнести, например, парогазовые пузырьки, в которых при обычных температурах, меньших температуры фазового перехода – температуры кипения при данном давлении, наряду с паровой компонентой обычно содержится какой-либо газ, например, воздух. В этом случае приходится учитывать также влияние постороннего газа на фазовый переход и на все физические величины, описывающие состояние газовой смеси внутри пузырька. Этот случай далее рассмотрим в настоящей главе подробней, но в настоящем разделе, несколько забегая вперед, сформулируем все возможные изменения параметров многокомпонентной жидкости, которые следует выполнить для единообразия описания динамики ФВ в жидкости. Оказывается, во многом достаточно переопределить величину  $d_{\sigma}$ , характеризующую наклон кривой фазового превращения, на величину  $\tilde{d}_{\sigma}$ , учитывающую влияние примеси – растворенного вещества. То же самое относится к кинетическому коэффициенту  $\Lambda$ , который меняется из-за примеси на величину  $\tilde{\Lambda}$ . Указанная перенормировка представлена следующими формулами [49]:

$$\tilde{d}_{\sigma} = d_{\sigma} \frac{1 - c'}{1 + \nu_{\Lambda}} + d_{\sigma}^{(c)} \frac{\nu_{\Lambda} c}{1 + \nu_{\Lambda}}, \quad \nu_{\Lambda} = \frac{\Lambda_{\sigma}^{(c)}}{\Lambda} \frac{1 - c_{\sigma}}{1 - c'}, \quad \tilde{\Lambda} = \Lambda (1 - c') (1 + \nu_{\Lambda}), \quad (3.2.8)$$

$$d_{\sigma}^{(c)} = \frac{\Delta V_c T}{L_c}, \ \Lambda_{\sigma}^{(c)} = \frac{m_2 L_c \rho D_c}{k_B T^2 \rho'} \frac{c_{\sigma}}{1 - c_{\sigma}} \frac{1 - i k_c R}{R},$$
 (3.2.9)

$$\Lambda \Rightarrow \Lambda^{(c)}: \ \Lambda^{(c)} = \Lambda \left\{ 1 + \Lambda \frac{\rho'}{\rho} \frac{c_0 R}{D_c} \frac{k_B T^2}{m_2 L} \frac{1}{1 - i k_c R} \right\}^{-1}, \ k_c = \sqrt{i \omega / D_c} \ . \tag{3.2.10}$$

Здесь  $c_0$  — концентрация примеси вдали от ФВ,  $c_\sigma$  — равновесная концентрация растворенного вещества в жидкости,  $k_c$  — волновое число диффузионной волны, о которой будет сказано ниже,  $\Delta V_c$  — изменение объема при равновесном растворении вещества в жидкости. В качестве иллюстрации укажем некоторые предельные случаи:

1) чисто паровой пузырек или ц.к. в жидкости без примеси:

$$c' \to 0$$
,  $c_{\sigma} \to 0 \Rightarrow v_{\Lambda} \propto c_{\sigma} \to 0 \Rightarrow \tilde{\Lambda} \to \Lambda$ ,  $\tilde{d}_{\sigma} \to d_{\sigma}$ ; (3.2.11)

2) чисто газовый пузырек в жидкости или ц.к. в пересыщенных растворах:

$$c' \to 1 \quad \Rightarrow \quad \tilde{\Lambda}_{\sigma}^{(c)} \to \Lambda, \quad \tilde{d}_{\sigma} \to d_{\sigma}^{(c)}.$$
 (3.2.12)

## 3.2.2. Сжимаемость парогазовых пузырьков, общее решение

Теоретическое описание динамики парогазовых пузырьков требует учета совместного действия процессов диффузии газовой компоненты, а также испарения и конденсации жидкости и пара на межфазной поверхности. Существенное отличие динамики парогазовых пузырьков от чисто паровых или чисто газовых пузырьков заключается в зацеплении тепловых явлений, приводящих к периодически чередующимся процессам испарения и конденсации на поверхности пузырька, с диффузионными явлениями, приводящими также к периодически чередующимся процессам массообмена через межфазную поверхность, но в отличие от первого случая – обмена не молекулами жидкости (растворителя), а молекулами газа (растворенного вещества).

Кроме граничных условий, перечисленных в 1.2, в случае парогазовых пузырьков следует принять условие для концентрации растворенных газов на поверхности пузырька, которое принято называть законом Генри и записывать в следующем виде:

$$c_R = c_\sigma(P'_{2R}, T) = B(T)P'_{2R} = \tilde{B}(T)\tilde{c}'_R,$$
 (3.2.13)

где  $c_R$  — концентрация газа, растворенного в жидкости и взятого на поверхности пузырька,  $\tilde{c}_R' = P_{2R}' / P_R' = P_{2R}' / \left(P_{1R}' + P_{2R}'\right)$ ,  $P_{1R}'$  и  $P_{2R}'$  — парциальное давление пара и газа внутри пузырька, B(T) — постоянная Генри, зависящая от температуры и вида газа, индексы обозначает величины, взятые вдоль другой кривой фазового равновесия — кривой равновесной растворимости газа в жидкости.

Решая уравнения линейного приближения, можно получить выражения для распределения давления и температуры в жидкости и внутри  $\Phi B$  в виде суперпозиции акустической волны с волновым числом  $k_1 = \omega/c_1$  и тепловой волны с волновым числом  $k_2 = \omega/c_2 = \sqrt{\omega/2\chi} \left(1+i\right)$ :

$$P^{(1)} = P_m e^{-i\omega t} \left\{ \frac{\sin(k_1 r)}{k_1 r} + f_1 \frac{\exp(ik_1 r)}{r} + f_2 \frac{\exp(ik_2 r)}{r} \right\}, \tag{3.2.14}$$

$$T^{(1)} = d_S P_m e^{-i\omega t} \left\{ \frac{\sin(k_1 r)}{k_1 r} + f_1 \frac{\exp(ik_1 r)}{r} - \frac{f_2}{\alpha \rho c_1^2 d_S} \frac{\exp(ik_2 r)}{r} \right\}.$$
(3.2.15)

Пять граничных условий, перечисленных в 1.2.4, позволяют найти неизвестные амплитуды рассеяния в распределении давления (две) и температуры (две), а также линейную восприимчивость  $\chi^{(1)}$ , определяемую в виде

$$z^{(1)} = -\left(\mathcal{K}/3\right)P_{m}e^{-i\omega t}, \ \mathcal{K}(R,\omega) = K(R,\omega)/Q(R,\omega) \equiv \left|\mathcal{K}\right|e^{-i\theta}, \quad (3.2.16)$$

где

$$\chi^{(1)} = -(K/3) = -K(R,\omega)/3Q(R,\omega).$$
 (3.2.17)

Здесь  $\mathcal{K}$  — обобщенная сжимаемость ФВ,  $\mathcal{K}$  = -(1/V)(dV/dP'), K — собственная сжимаемость ФВ, K = -(1/V)(dV/dP'), Q — инерционный множитель [8, 49]. Эти функции имеют следующий вид [49]:

$$K = \beta_0 - \frac{\tilde{C}_{\sigma}'}{L} \left( \varphi - \frac{\tilde{C}_{\sigma}C_P'}{C_{\sigma}'C_P} \Phi \right) \tilde{d}_{\sigma} \xi \left( 1 + \nu_{\Lambda} \right), Q = 1 - \frac{K}{3} \left[ \frac{\rho \omega^2 R^2}{1 - k_1 R} + \frac{2\sigma}{R} + 4i\eta \omega \right], \tag{3.2.18}$$

$$\varphi(k_2'R) = 3 \frac{(k_2'R) \operatorname{cth}(k_2'R) - 1}{(k_2'R)^2}, \ \Phi = 3 \frac{\rho C_P}{\rho' L} \frac{1 - ik_2R}{(k_2R)^2}, \tag{3.2.19}$$

$$\xi = \frac{1 + \chi_c}{1 - i\omega\tau}, \quad \chi_c = \frac{d_S'\varphi}{d_\sigma\Phi(1 - c')}, \quad \tau = \frac{C_P'}{L} \frac{R}{3\tilde{\Lambda}} (\varphi - \Phi), \tag{3.2.20}$$

$$\tilde{d}_{\sigma} = d_{\sigma} \frac{1 - c'}{1 + \nu_{\Lambda}} + d_{\sigma}^{(c)} \frac{\nu_{\Lambda} c}{1 + \nu_{\Lambda}}, \quad \nu_{\Lambda} = \frac{\Lambda_{\sigma}^{(c)}}{\Lambda} \frac{1 - c_{\sigma}}{1 - c'}, \quad \tilde{\Lambda} = \Lambda (1 - c') (1 + \nu_{\Lambda}), \tag{3.2.21}$$

$$d_{\sigma}^{(c)} = \frac{\Delta V_c T}{L_c}, \ \Lambda_{\sigma}^{(c)} = \frac{m_2 L_c \rho D_c}{k_B T^2 \rho'} \frac{c_{\sigma}}{1 - c_{\sigma}} \frac{1 - i k_c R}{R}, \tag{3.2.22}$$

$$\tilde{C}_{\delta}' = C_P' \left( 1 - \tilde{d}_{\delta} / d_S' \right), \ \tilde{C}_{\delta} = C_P \left( 1 - \tilde{d}_{\delta} / d_S \right), \tag{3.2.23}$$

$$\beta' = \frac{1}{P_{-}'(R) + P'}, \qquad (3.2.24)$$

$$\rho' = \rho'(R) = \rho'_0 \left( 1 + \frac{2\sigma}{RP_0} \right), \ \rho'_0 = \frac{m_e}{R_e T} P_0, \ m_e = \left( \frac{c'}{m_2} + \frac{1 - c'}{m_1} \right)^{-1}, \ (3.2.25)$$

$$\rho_{1}' = \frac{m_{1}}{R_{g}T} P_{\sigma}(R) = \rho_{10}' \left( 1 - \frac{\rho_{10}'}{\rho} \frac{2\sigma}{RP_{\sigma 0}} \right), \tag{3.2.26}$$

$$\rho_{10}' = \frac{m_1}{R_{\sigma}T} P_{\sigma 0}, \ P_{\sigma}(R) = P_{\sigma 0} \left( 1 - \frac{\rho_{10}'}{\rho} \frac{2\sigma}{R P_{\sigma 0}} \right), \tag{3.2.27}$$

$$C'_{P} = C'_{P1}c' + C'_{P2}(1 - c'), \ \chi'(R) = \chi'\left(1 + \frac{2\sigma}{RP_{0}}\right),$$
 (3.2.28)

Здесь индексы 1 и 2 относятся к пару и газу соответственно,  $R_g$  — газовая постоянная,  $P_{\sigma 0}$  — равновесное давление пара при данной температуре T над плоской поверхностью.

В случае *квазиравновесного фазового превращения* получаем  $\xi=1$ , что имеет место на низких частотах поля и для жидкостей, у которых кинетический коэффициент  $\Lambda$  достаточно велик (большая величина коэффициента аккомодации  $\alpha_{ak}$ ). Напротив, если положить  $\Lambda=1$ , то реализуется случай газовых пузырьков без фазовых превращений – без испарения и конденсации паровой компоненты. В случае c'=0 реализуется чисто паровой пузырек, который рассмотрен в работах [4–5, 8, 102, 132, 133, 268].

Для случая *газовых пузырьков* удается существенно упростить полученные формулы. Для этого воспользуемся малыми зна-

чениями типичной концентрации растворенного газа в жидкости  $c_\sigma \sim 10^{-5} \div 10^{-6}$ . Кроме того, следует обратить внимание на малость коэффициента диффузии  $D_\sigma \sim 10^{-5}$  см²/с, что имеет следствием малое значение кинетического коэффициента  $\Lambda^{(c)}_{\ \sigma}$ . В итоге имеем:

$$K = \beta_0 - \frac{\tilde{C}'_{\sigma}}{L} \Phi_{\sigma} d_{\sigma}^{(c)} \frac{3\Lambda_{\sigma}^{(c)} L}{i\omega R \Phi C'_{\rho}}.$$
 (3.2.29)

Учитывая также малость  $L_c$  и выражения для  $d_{\sigma}^{\ \ (c)}$  и  $\Lambda_{\sigma}^{\ \ (c)}$  , окончательно получаем:

$$K = \beta_0 \left[ 1 - 3 \frac{\rho}{\rho'} \frac{c_{\sigma}}{1 - c_{\sigma}} \frac{1 - ik_{c}R}{(k_{c}R)^2} \right]$$
 (3.2.30)

Из (3.2.30) видно, что дополнительный член начинает играть значительную роль только при радиусах, меньших примерно на порядок длины диффузионной волны в жидкости, т.е. при  $R < 0.1 \lambda_c$  имеем  $R_c = 0.1 \sqrt{2D_c} / \omega$ . Например, при  $\omega \sim 10^3$  с<sup>-1</sup> второй член будет играть значительную роль только для газовых пузырьков с  $R < R_c \sim 10^{-5}$  см. Таким образом, оказывается, что на высоких частотах вкладом диффузии в собственную сжимаемость газового пузырька можно пренебречь. Однако на низких частотах при медленном процессе газовой диффузии для маленьких пузырьков он может играть значительную роль, как это видно из формулы (3.2.30).

### 3.2.3. Сжимаемость пузырьков в воде

Рассмотрим наиболее типичные зависимости сжимаемости пузырьков в воде при различной температуре.

На рис. 3.2.1–3.2.3 представлены зависимости сжимаемости  $\mathcal{K}(R)$ , полученные для паровых и газовых пузырьков в воде при

 $T=20,\,80$  и  $100^{\circ}$ С соответственно. Виден максимум  $|\mathcal{K}(R)|$  не только на обычном резонансе Миннерта, характерном для газовых пузырьков, но также и на так называемом втором, или тепловом «резонансе», располагающемся в окрестности радиусов, сравнимых с длиной тепловой волны.

Из представленных результатов следует, что с увеличением относительного содержания паровой компоненты высота резонанса Мин-

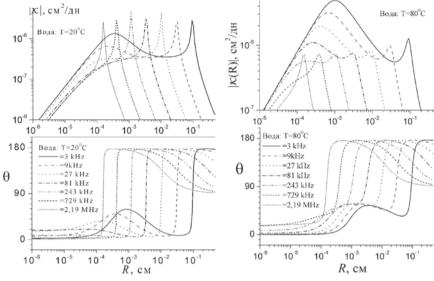
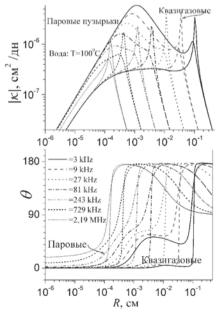


Рис. 3.2.1. Зависимости модуля и фазы сжимаемости от радиуса газовых пузырьков (c'=0.977) в воде при  $T=20^{\circ}\mathrm{C}$ 

Рис. 3.2.2. Зависимости модуля и фазы сжимаемости от радиуса парогазовых пузырьков (c'= 0.526) в воде при T = 80°C



*Рис. 3.2.3.* Зависимости модуля и фазы сжимаемости  $\mathcal{K}(R)$  от радиуса паровых ( c'=0 ) и квазигазовых (  $\Lambda=0$  ) пузырьков в воде при  $T=100^{\circ}\mathrm{C}$ 

нерта уменьшается, но при этом величина  $|\mathcal{K}(R)|$  сильно возрастает в окрестности второго «резонанса». Это обстоятельство является важной отличительной чертой парогазовых пузырьков по сравнению с обычными газовыми пузырьками.

В Приложении, в табл. П.1, приведены значения физических величин, требуемые для вычисления  $|\mathcal{K}(R)|$ . Указанные величины были заимствованы из [19, 20].

## 3.3 ЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ЦЕНТРОВ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ В ЖИДКОСТИ

Задача о нахождении линейных радиально-симметричных колебаний включений под действием звука в жидкости подробно рассмотрена в [8, 37, 49, 140]. Приведем основные результаты, которые потребуются при анализе динамики центров кристаллизации в звуковом поле.

## 3.3.1. Сжимаемость центров кристаллизации в жидкостях

Сжимаемость центров кристаллизации  $\mathcal{K}$  определяется, как и в случае пузырьков, с помощью формулы, аналогичной (3.2.16), в виде [8, 37]  $\mathcal{K}(R,\omega) = K(R,\omega)/Q(R,\omega) \equiv |\mathcal{K}|e^{-i\theta}$ . Собственная сжимаемость  $K = K(R,\omega)$  и инерционный множитель  $Q = Q(R,\omega)$  для случая центров кристаллизации имеют следующий вид [8, 37, 49, 140]:

$$K(R,\omega) = \beta_0 - \frac{C'_{\sigma}}{L} \left( \varphi - \frac{C_{\sigma}C'_{P}}{C'_{\sigma}C_{P}} \Phi \right) d_{\sigma} \xi,$$

$$Q(R,\omega) = 1 - \frac{K}{3} \frac{\rho \omega^2 R^2}{1 - k_1 R} - \frac{G}{3} \left( \frac{2\sigma}{R} + 4i\eta \omega \right), \qquad (3.3.1)$$

$$\varphi(k'_{2}R) = 3 \frac{(k'_{2}R) \operatorname{cth}(k'_{2}R) - 1}{(k'_{2}R)^2}, \qquad \Phi = 3 \frac{\rho C_{P}}{\rho' L} \frac{1 - ik_{2}R}{(k_{2}R)^2}, \qquad k_{2} = \sqrt{i\omega/\chi},$$

$$G = \frac{\beta'}{\gamma'} + \frac{C_P'}{L} \frac{\rho}{\Delta \rho} \Phi d_\sigma \xi, \quad \beta_0 = \frac{\beta'}{\gamma'} + \alpha' (d_S - d_S') \frac{\varphi \Phi}{\varphi - \Phi'}, \tag{3.3.3}$$

(3.3.2)

$$\xi = (1 - i\omega\tau)^{-1}, \quad \tau = \frac{C_p'}{L} \frac{R}{3\Lambda} (\varphi - \Phi), \quad \xi = \xi (R, \omega) \Longrightarrow \begin{cases} \to 0 \\ \to 1 \end{cases}. \tag{3.3.4}$$

Основное отличие сжимаемости центров кристаллизации  $\mathcal{K}(R,\omega)$  от пузырьков заключается в отсутствии резонанаса Миннерта, который для пузырьков связан с резонансными свойствами функции  $Q = Q(R,\omega)$ . Для центров кристаллизации функция  $Q = Q(R,\omega)$  является лишь инерционным множителем, который гасит вынужденные радиально-симметричные пульсации центров кристаллизации [8, 37].

Релаксационный параметр  $\xi$  характеризует неравновесность фазового превращения. В случае квазиравновесного фазового превращения  $\xi=I$ , что реализуется при малых частотах поля и для жидкостей, у которых кинетический коэффициент  $\Lambda$  достаточно велик. Напротив, если положить  $\Lambda=0$ , то реализуется случай твердых частиц без фазовых превращений. По существу, параметр  $\xi$  характеризует нелокальную релаксацию при распространении звука в микронеоднородной среде [73], при этом время  $\tau$  в формуле (3.3.4) является временем нелокальной релаксации звука в микронеоднородной жидкости.

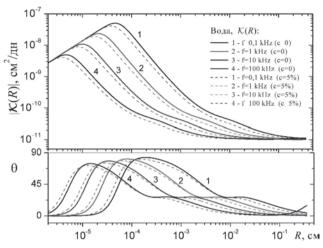
## 3.3.2. Зависимость сжимаемости от размера центров кристаллизации воды при различных частотах звука

На рис. 3.3.1 представлены зависимости  $\mathcal{K}(R,\omega) = |\mathcal{K}|e^{-i\theta}$  для воды. Из него видно, что абсолютная величина сжимаемости  $|\mathcal{K}|$  малых ц.к. существенно превышает значение  $|\mathcal{K}|$  больших ц.к., которое при увеличении радиуса асимптотически приближается к величине адиабатической сжимаемости  $\beta'/\gamma'$ .

Такое увеличение  $|\mathcal{K}|$  связано с дополнительным изменением объема центров кристаллизации, происходящим за счет фазового превращения на поверхности [8, 37]. Возникновение максимума и дальнейшее уменьшение функции  $|\mathcal{K}|$  связано с демпфирующим влиянием сил поверхностного натяжения по отношению к действию звукового давления [8, 37].

Интересно отметить, что из анализа поведения фазы сжимаемости  $\theta(R)$ , представленной на рис. 3.3.1, следует, что сжимаемость центров кристаллизации воды во всем интервале радиусов является положительной.

Рис. 3.3.1. Зависимости модуля и фазы сжимаемости от радиуса центров кристаллизации чистой воды без примеси (c=0) и воды с примесью (c=5%) при  $T=0^{\circ}\mathrm{C}$ 



Как известно [8, 49], сжимаемость центров кристаллизации ряда веществ - металлов (алюминий, цинк и др.), криогенных жидкостей (водород, азот и др.) - в некотором интервале радиусов является отрицательной. Такое обстоятельство для этих веществ связано с положительным наклоном кривой фазового равновесия ( $d_{\pi} > 0$ ), который приводит к тому, что вклад в изменение объема центров кристаллизации, обусловленный массообменом в результате кристаллизации, конкурирует с соответствующим вкладом, обусловленным чисто механическим сжатием. При больших R, когда влияние поверхности незначительно, сжимаемость центров кристаллизации положительна, но при достаточно малых R поверхность начинает играть значительную роль и сжимаемость становится отрицательной за счет преобладающего действия процессов массообмена. В случае воды, для которой  $d_{\sigma} < 0$ , влияние процесса массообмена и механического сжатия на изменение объема центра кристаллизации одинаково по знаку и поэтому сжимаемость всегда положительна.

## 3.4. ЛИНЕЙНЫЕ И НЕЛИНЕЙНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРИСТАЛЛИЗУЮЩЕЙСЯ ВОДЫ

В настоящем разделе представлены результаты теоретических исследований поглощения, рассеяния, дисперсии скорости звука и

параметра акустической нелинейности в кристаллизующейся жидкости. Показано существенное влияние фазовых превращений на частотные и концентрационные зависимости указанных акустических характеристик. Обнаружено, что наиболее значительное влияние фазовых превращений наблюдается на относительно низких частотах и при малых размерах центров кристаллизации. Показано, что фазовые превращения оказывают сильное влияние на центры кристаллизации с размерами, характерными для экспериментов с кристаллизующимися жидкостями в пористых средах, в которых ранее экспериментально были установлены аномалии в поведении поглощения и дисперсии скорости звука при кристаллизации и плавлении.

## 3.4.1. Решение задачи об акустических характеристиках кристаллизующейся жидкости

Поведение линейных и нелинейных акустических характеристик сред вблизи точек фазового перехода, например жидкостей вблизи температуры кипения или температуры кристаллизации, представляет особый интерес. Как следует из раздела 3.3, в линейном случае в кристаллизующейся жидкости с фазовыми включениями (ФВ) сжимаемость зависит от фазовых превращений [7, 8, 37, 49, 140]. Оказывается, они существенно влияют на поведение многих акустических характеристик в зависимости от частоты звука и концентрации включений, приводя в целом ряде случаев к аномально высокому увеличению поглощения, рассеяния и дисперсии скорости звука [7, 8, 140]. Следует ожидать подобного сильного влияния фазовых превращений также и на нелинейные акустические характеристики микронеоднородных жидкостей [49]. Известно, что акустическая нелинейность в микронеоднородных жидкостях имеет сложное динамическое и термодинамическое происхождение и для нее характерным является сочетание термодинамической нелинейности (уравнения состояния) собственно фазовых включений и динамической нелинейности, обусловленной нелинейным характером уравнений гидродинамики (нелинейная динамика включений в акустическом поле). Интересным частным случаем фазового перехода жидкости является случай кристаллизации жидкости в пористых средах, который порой существенно отличается по своему характеру от фазовых переходов, происходящих в гомогенных средах [35, 172, 200, 228].

Ниже представлены результаты исследования поглощения, рассеяния, дисперсии скорости звука и параметра акустической нелинейности кристаллизующейся жидкости. Вычисление поглощения и дисперсии скорости звука можно провести, используя гомогенную модель сплошной среды — среды с эффективными параметрами, такими как эффективная сжимаемость, скорость звука, плотность и т.п. жидкости с распределенными в ней центрами кристаллизации. Мы воспользуемся такой моделью, чтобы получить результаты для коэффициента поглощения и дисперсии скорости звука, в том числе и при больших концентрациях ФВ, когда известная модель Фолди [212, 240] неприменима. Принимая во внимание, что эффективная сжимаемость гомогенной среды  $\beta_e$  без фазовых превращений хорошо изучена, достаточно просто обобщить известное выражение для  $\beta_e$  на случай кристаллизующейся жидкости:

$$\beta_{\rho} = \beta(1-x) + \beta'x + (\Delta\rho/\rho)(\beta'-\mathcal{K})x, \qquad (3.4.1)$$

где  $\Delta \rho = \rho' - \rho$ , штрихи относятся к ФВ, x — объемная концентрация ФВ,  $\mathcal{K}$  — обобщенная сжимаемость ФВ, согласно (3.2.17) она имеет вид  $\mathcal{K}(R,\omega) = K(R,\omega)/Q(R,\omega) \equiv |\mathcal{K}|e^{-i\theta}$ , где K и Q имеют сложную зависимость от частоты  $\omega$  и радиуса R, от теплоты фазового превращения L, и кинетического коэффициента  $\Lambda$ , определяющего неравновесность фазового превращения [8, 49]. В случае кристаллизации L — теплота плавления, коэффициент  $\Lambda$  равен  $\Lambda = aL\rho/\eta T_\sigma$ , где a — параметр кристаллической решетки,  $\eta$  — коэффициент вязкости, нижний индекс  $\sigma$  у величины означает, что она определена в точке фазового перехода, например,  $d_{\delta} = (dT/dP)_{\delta} = \Delta \rho T/\rho \rho' L$  характеризует наклон кривой фазового равновесия.

Формулу для эффективной скорости звука в соответствии с формулой (1.5.11) удобно написать в виде

$$\frac{c_e}{c} = \left(1 + x \frac{\Delta \rho}{\rho}\right)^{-1/2} \left[1 + x \left(\frac{\rho' \beta'}{\rho \beta} - \frac{\Delta \rho \mathcal{K}}{\rho \beta}\right)\right]^{-1/2}.$$
 (3.4.2)

При этом следует иметь в виду, что операция умножения концентрации на скобку в выражении (3.4.2) в случае произвольного распределения ФВ по размерам означает на самом деле выражение такого

типа:  $x(...) \equiv 4\pi/3 \int_{R_{\rm min}}^{R_{\rm max}} R^3 g(R)(...) dR$ . Взяв мнимую и вещественную часть от выражения (3.4.2), можно получить коэффициент поглощения и дисперсию скорости звука в виде:

$$\alpha = \operatorname{Im} \frac{\omega}{c_e} = \frac{\omega}{c} \left( 1 + x \frac{\Delta \rho}{\rho} \right)^{1/2} \operatorname{Im} \left[ 1 + x \left( \frac{\rho' \beta'}{\rho \beta} - \frac{\Delta \rho \mathcal{K}}{\rho \beta} \right) \right]^{1/2}, \quad (3.4.3)$$

$$\frac{\Delta c}{c} = \frac{c_e - c}{c} = \text{Re}\left\{ \left( 1 + x \frac{\Delta \rho}{\rho} \right)^{-1/2} \left[ 1 + x \left( \frac{\rho' \beta'}{\rho \beta} - \frac{\Delta \rho \mathcal{K}}{\rho \beta} \right) \right]^{-1/2} \right\} - 1. \quad (3.4.4)$$

Особенностью выражений (3.4.2)—(3.4.4) является то, что в общем случае они нелинейны по концентрации ФВ. При малых концентрациях получаем выражения для  $\alpha$  и  $\Delta c/c$ , которые совпадают с выражениями, определяемыми с помощью формулы Фолди [212, 240].

Коэффициент рассеяния звука  $m_V$  в кристаллизующейся жидкости определяется достаточно просто в борновском приближении с учетом сечения рассеяния одиночным ФВ  $\sigma_1(R,\omega)$  и функции распределения g(R) в виде  $m_V(\omega) = \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \sigma_1(R,\omega) g(R) dR$ . В случае обратного рассеяния имеем  $\sigma_1(R,\omega) = |f(R,\omega)|^2$ , и тогда коэффициент обратного рассеяния звука запишется в виде

$$m_{Vbs}(\omega) = \int_{R_{min}}^{R_{max}} \left| f(R, \omega) \right|^2 g(R) dR . \tag{3.4.5}$$

Здесь  $f(R,\omega)$  — амплитуда рассеяния на одиночном ФВ, определяемая в монопольном приближении рассеяния формулой вида

$$f(R,\omega) = (\rho - \rho')\omega^2 R^2 \mathcal{K}(R,\omega)/3. \tag{3.4.6}$$

Следует отметить, что дипольное и квадрупольное рассеяния, существенные для обычных твердых частиц [8, 113, 117], в случае центров кристаллизации оказываются незначительными по сравнению с монопольным благодаря близости плотности твердого и жидкого состояния  $(\rho - \rho')/\rho < 0.1$ .

*Нелинейный акустический параметр*  $\varepsilon_e$  для микронеоднородных жидкостей определяется формулой (2.5.6). Для определения  $\varepsilon_e$  следу-

ет вычислить производную по давлению от эффективной сжимаемости среды  $(\beta_e)_P$ . Эта процедура предполагает решение системы нелинейных уравнений гидродинамики совместно с уравнениями кинетики фазового превращения, неравновесность которого обычно задают в виде линейного уравнения типа уравнения Герца–Кнудсена [8, 49]. Уравнения решаются в квадратичном приближении теории возмущения, малым параметром которой является малость колебаний радиуса ФВ. Окончательно можно найти нелинейный параметр  $\varepsilon_e$  в виде

$$\varepsilon_{e}(x) = \varepsilon_{0e}(x) + \tilde{\varepsilon}(x), \qquad (3.4.7)$$

где нелинейный параметр  $\varepsilon_{0e}(x)$ , характеризующий жидкость без фазовых превращений, и дополнительное изменение нелинейного параметра  $\tilde{\varepsilon}(x)$ , связанное с фазовыми превращениями, определяются следующими выражениями [26, 55]:

$$\varepsilon_{0e} = \frac{\beta^2}{\beta_e(x)^2} \left( \varepsilon (1 - x) + \frac{\beta'^2}{\beta^2} \varepsilon' x \right), \tag{3.4.8}$$

$$\tilde{\varepsilon}(x) = \frac{x}{\beta_e(x)^2} \left[ \frac{\Delta \rho}{\rho} (\beta_P' - K_P) + \frac{\rho'}{\rho} (\beta' - K)^2 + 2 \left( K - \frac{\rho'}{\rho} \beta \right) (\beta' - K) \right]$$
(3.4.9)

При этом следует учесть, что величины  $\beta_P'$  и  $K_P$  зависят как от нелинейного параметра  $\varepsilon'$  материала, составляющего  $\Phi B$ , так и от характера нелинейной динамики  $\Phi B$ , т.е. от условий генерации волны комбинационной частоты. В частном случае генерации волны разностной частоты  $\Omega$  при распространении бигармонической волны, т.е. волны накачки с двумя частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , получаем:

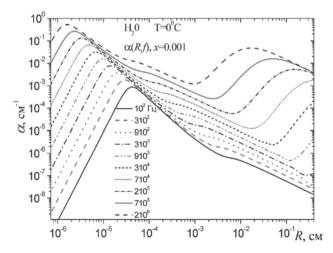
$$\beta_{P}' = \beta'^{2} (1 - 2\varepsilon'), K_{P}(\omega_{1}, \omega_{2}, \Omega) = K(\omega_{1}) K(\omega_{2})^{*} \left[ 1 - B_{\Omega}(\omega_{1}, \omega_{2}, \Omega) \right] / 3.$$
(3.4.10)

Здесь величина  $B_{\Omega}(\omega_1, \omega_2, \Omega)$  характеризует нелинейную восприимчивость ФВ, зависящую от кинетики фазового превращения и динамических характеристик ФВ [49]. Видно, что при отсутствии фазовых превращений, когда  $\beta=K$ , получаем соотношение  $\varepsilon_e(x)=\varepsilon_{0e}(x)$ .

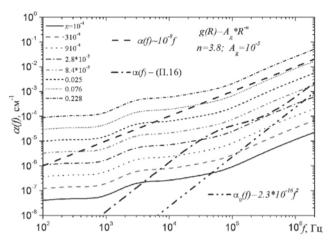
## 3.4.2. Об аномалиях линейных и нелинейных акустических характеристик при распространении звука в кристаллизующейся жидкости

На рис. 3.4.1 представлена зависимость коэффициента поглощения звука на различных частотах от радиуса R. Видно, что при малых R коэффициент поглощения звука резко усиливается. Это свидетельствует о существенности фазовых превращений, происходящих на поверхности  $\Phi B$ , относительное влияние которой усиливается с уменьшением размера  $\Phi B$ .

На рис. 3.4.2 представлена зависимость коэффициента поглощения звука  $\alpha(f,x)$  в кристаллизующейся воде со степенной функцией распределения центров кристаллизации по размерам. На высоких частотах видна линейная частотная зависимость, которая является типичной для микронеоднородных сред типа насыщенных морских осадков. Здесь же на рис. 3.4.2 представлены частотная зависимость коэффициента поглощения звука в пресной воде  $\alpha(f) \approx 2.3 \cdot 10^{-16} \, f^2$  (где  $\alpha$  – в см<sup>-1</sup>, f – в  $\Gamma$ ц) и частотная зависимость коэффициента поглощения звука в морской воде согласно формуле ( $\Pi$ .16) Шулькина—Марша [288] (см. Приложение). Видно, что наличие даже незначительного количества центров кристаллизации приводит к существенному пре-



 $Puc.\ 3.4.1.\$  Коэффициент поглощения  $\ \alpha(R,f)\$  в кристаллизующейся воде при  $x=0.1\ \%$ 

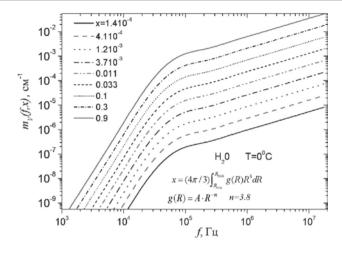


 $Puc.\ 3.4.2.$  Коэффициент поглощения звука  $\alpha(f,x)$  в кристаллизующейся воде со степенной функцией распределения центров кристаллизации по размерам при различных концентрациях x

вышению коэффициента поглощения звука в такой «шуге» по сравнению с коэффициентом поглощения звука в пресной и морской воде. Важно отметить, что на частотах ниже 100 кГц начинается медленный спад коэффициента поглощения звука по сравнению с линейным, что свидетельствует о резком усилении поглощения звука на низких частотах за счет вклада фазовых превращений.

Следует обратить внимание на существенно различную частотную зависимость поглощения звука в кристаллизирующейся воде и в воде с газовыми пузырьками: примерно линейная частотная зависимость  $\alpha(f) \sim f$  в первом случае и практически отсутствующая частотная зависимость в последнем случае (см. рис. 1.5.6). Как отмечено в главе 1, в воде с пузырьками только при высокой температуре, когда начинает сказываться влияние фазовых превращений, появляется частотная зависимость поглощения звука, при этом частотная зависимость выражена слабее линейной, которая характерна для кристаллизующейся жидкости, и зачастую приближается к зависимости  $\alpha(f) \sim \sqrt{f}$ .

На рис. 3.4.3 представлена зависимость коэффициента рассеяния звука  $m_{\nu}(f,x)$  в зависимости от частоты в кристаллизующейся воде со степенной функцией распределения центров кристаллизации по

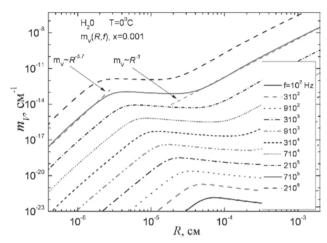


 $Puc.\ 3.4.3.\$ Коэффициент рассеяния звука  $m_V(f,x)$  в зависимости от частоты в кристаллизующейся воде со степенной функцией распределения центров кристаллизации по размерам при различных концентрациях x

размерам при различных концентрациях x. Видно, что на частотах ниже 100 кГц наблюдается резкий спад коэффициента рассеяния звука. Сравнивая результаты, представленные на рис. 3.4.2 и рис. 3.4.3, следует отметить, что потери звуковой энергии на рассеяние существенно меньше по сравнению с потерями, вызванными поглощением.

На рис. 3.4.4 представлен коэффициент линейного рассеяния звука  $m_V(R,f)$  в воде при x=0.1% в случае монодисперсного распределения центров кристаллизации по размерам. Видно, что вследствие фазовых превращений при малых  $R<10^{-4}-10^{-5}$  см наблюдается отступление от рэлеевского рассеяния звука ( $m_V(R,f)\sim k^4R^3$ ). Такое обстоятельство связано с усилением пульсаций малых ФВ за счет процессов массообмена при малых R [8, 49, 55, 100].

На рис. 3.4.5, 3.4.6 представлен параметр акустической нелинейности в кристаллизующейся воде при монодисперсном распределении центров кристаллизации по размерам [49, 55]. Особенностью функции  $\varepsilon(R,\Delta f)$  является резкое (до двух порядков) возрастание нелинейности при малых R. Важной чертой кривых на рис. 3.4.5 является провал при радиусах, когда вещественная часть сжимаемости



Puc.~~3.4.4.~~ Коэффициент линейного рассеяния звука  $m_{\scriptscriptstyle V}(R,f)$  в воде при x=0.1~%

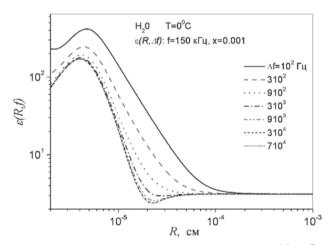
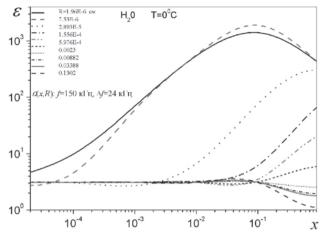


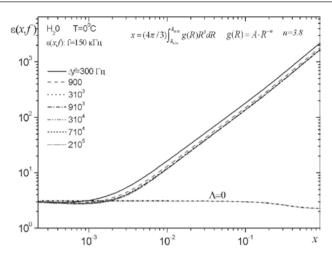
Рис. 3.4.5. Параметр акустической нелинейности  $\mathcal{E}(R,\Delta f)$  при преобразовании в разностную частоту  $\Delta f$  (частота накачки 150 кГц) в кристаллизующейся воде с концентрацией x=0.1~%



*Рис. 3.4.6.* Зависимость параметра акустической нелинейности от концентрации x при преобразовании в разностную частоту  $\Delta f = 24~\mathrm{k}\Gamma\mathrm{u}$  (частота накачки 150 к $\Gamma\mathrm{u}$ ) в кристаллизующейся воде при монодисперсном распределении центров кристаллизации (различные R)

зародышей кристаллизации воды вследствие фазовых превращений становится очень малой (фаза  $\theta$  сжимаемости на рис. 3.3.1 стремится к  $\pi/2$ ) [42, 49, 182]. Тем не менее в целом фазовые превращения увеличивают акустическую нелинейность микронеоднородных жидкостей с  $\Phi$ B [49, 182]. Следует обратить внимание на нелинейную зависимость параметра акустической нелинейности от концентрации (рис. 3.4.6), аналогичную его поведению в высококонцентрированных газожидкостных смесях.

На рис. 3.4.7 представлена зависимость параметра акустической нелинейности от концентрации x при преобразовании в различные разностные частоты  $\Delta f$  в кристаллизующейся воде при полидисперсном распределении центров кристаллизации со степенной функцией распределения по размерам  $g(R) = A \cdot R^{-n}$ , n = 3.8. Из рис. 3.4.7 видно, что при концентрациях выше x = 0.1% нелинейность кристаллизующейся воды становится заметно выше нелинейности воды без включений или с твердыми включениями той же концентрации и с теми физическими характеристиками, но без учета периодически чередующихся фазовых превращений плавления — кристаллизации в звуковом поле.



 $Puc.\ 3.4.7.$  Функция  $\varepsilon(x;\Delta f)$  в кристаллизующейся воде при преобразовании в разностные частоты  $\Delta f$  (частота накачки f=150~ к $\Gamma$ ц) при степенном распределении центров кристаллизации по размерам g(R)

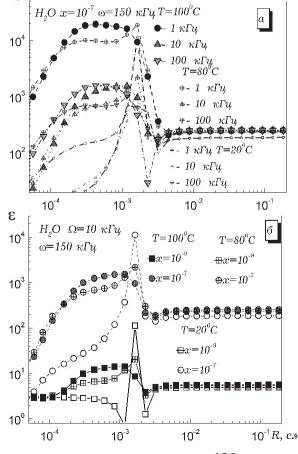
Необходимо отметить сравнительно небольшую частотную дисперсию нелинейного параметра на высоких частотах. Последнее объясняется существенным запаздыванием эффектов массообмена при фазовых превращениях на высоких частотах. На низких частотах, ниже примерно 10 кГц, вклад фазовых превращений проявляется достаточно сильно, что видно как на рис. 3.4.7, так и особенно наглядно на рис. 3.4.5, где представлены результаты для монодисперсного распределения зародышей кристаллизации по размерам.

Таким образом, показано существенное влияние фазовых превращений на частотные и концентрационные зависимости поглощения, рассеяния, дисперсии скорости звука и параметра акустической нелинейности в кристаллизующейся жидкости. Обнаружено, что наиболее значительное влияние фазовых превращений наблюдается на относительно низких частотах и при малых размерах центров кристаллизации. Поскольку кристаллизация начинается при сравнительно малых зародышах, акустическая диагностика начала кристаллизации может быть достаточно просто реализована. Именно такие акустические свойства были положены в основу большого количества работ [35, 130, 136, 172, 200, 249] по изучению процессов кристаллизации аку-

стическими методами. Отметим также, что выявленный диапазон размеров характерен для нанотехнологических применений, для которых важно влияние процессов, происходящих на поверхности отдельных включений при малых размерах.

## 3.5. НЕЛИНЕЙНЫЙ АКУСТИЧЕСКИЙ ПАРАМЕТР ВОДЫ С ПАРОГАЗОВЫМИ ПУЗЫРЬКАМИ

В настоящем разделе вычислена акустическая нелинейность воды с парогазовыми пузырьками при различных температурах. На

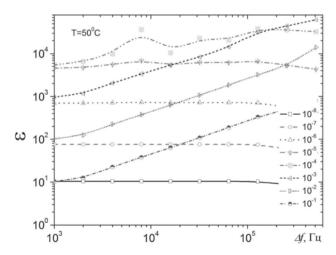


3

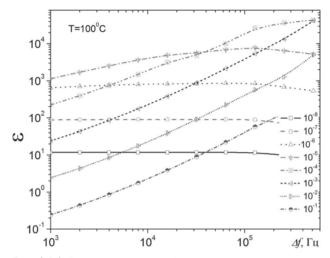
*Рис.* 3.5.1. Зависимость нелинейного параметра  $\varepsilon_e$  от радиуса парогазовых пузырьков в воде при различной температуре в случае монодисперсного распределения пузырьков по размерам: а – для различной разностной частоты  $\Omega$  при  $x = 10^{-7}$ ; 6 - дляразличной суммарной объемной концентрации x при  $\Omega$ =10 кГц. Частота 10<sup>-1</sup> R, с.м. накачки 150 кГц

рис. 3.5.1 представлена зависимость нелинейного акустического параметра воды с парогазовыми пузырьками при различной температуре от их радиуса при различных разностных частотах и различной объемной концентрации пузырьков. Видно, что наблюдаются резонансные увеличения нелинейности при совпадении размера пузырьков с резонансными размерами, отвечающими применяемым разностным частотам. При повышении температуры вплоть до 100°С в целом наблюдается увеличение нелинейного параметра. Это обстоятельство связано с наличием фазовых превращений, которые, как правило, увеличивают акустическую нелинейность микронеоднородных жидкостей с пузырьками [42, 47, 49, 175, 181].

Следует обратить внимание на весьма значительные превышения величины  $\varepsilon_e$ , достигающие двух порядков при размерах пузырьков, сравнимых с длиной тепловой волны. Объясняется это явление следующим образом. Именно при указанных значениях размеров пузырьков наблюдается резкое усиление сжимаемости, обусловленное наличием фазового перехода [8, 49]. Именно тогда резкое увеличение амплитуды колебаний ФВ приводит к сильному возрастанию нелинейности.



*Рис.* 3.5.2. Зависимость нелинейного параметра  $\varepsilon$  в воде с парогазовыми пузырьками при температуре 50°С в случае полидисперсного распределения пузырьков по размерам

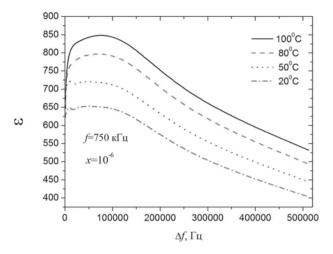


*Рис. 3.5.3.* Зависимость нелинейного параметра  $\varepsilon$  в воде с паровыми пузырьками при температуре  $100^{\circ}$ С в случае полидисперсного распределения пузырьков по размерам

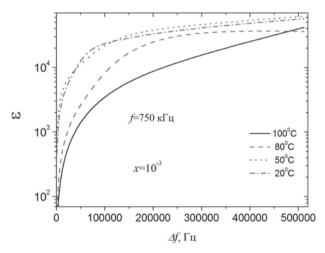
На рис. 3.5.2, 3.5.3 представлена зависимость нелинейного параметра  $\varepsilon_e$  от радиуса парогазовых пузырьков в воде при различной температуре в случае полидисперсного распределения пузырьков по размерам. Из них видно, что при малых концентрациях и на низких частотах нелинейный акустический параметр воды с пузырьками зависит только от концентрации. На высоких частотах величина  $\varepsilon$  при малых x уменьшается с увеличением частоты. Указанные свойства характерны для воды с газовыми пузырьками, их обсуждение представлено в разделе 2.5.2.

На рис. 3.5.4, 3.5.5 представлены зависимости нелинейного параметра  $\varepsilon$  в воде с парогазовыми пузырьками от частоты при различной температуре в случае полидисперсного распределения пузырьков по размерам с суммарной объемной концентрацией  $10^{-6}$  и  $10^{-3}$ . Видны характерные особенности частотной зависимости нелинейного параметра, которые уже отмечались в главе 2 для случая жидкости с газовыми пузырьками: уменьшение  $\varepsilon$  с частотой при малых концентрациях x и сильное возрастание с частотой при больших концентрациях x.

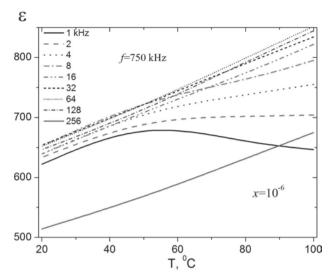
На рис. 3.5.6, 3.5.7 представлены зависимости нелинейного параметра  $\varepsilon$  в воде с парогазовыми пузырьками от температуры в случае



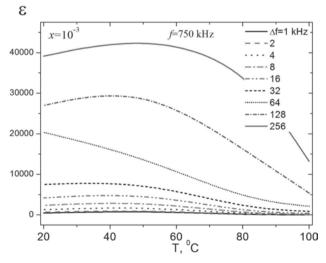
 $Puc.\ 3.5.4.\$ Зависимость нелинейного параметра  $\varepsilon(\Delta f)$  в воде с парогазовыми пузырьками с суммарной объемной концентрацией  $10^{-6}$ 



*Рис.* 3.5.5. Зависимость нелинейного параметра  $\varepsilon(\Delta f)$  в воде с парогазовыми пузырьками с суммарной объемной концентрацией  $10^{-3}$ 



*Puc. 3.5.6.* Зависимость  $\varepsilon(T, \Delta f)$  в воде с парогазовыми пузырьками в случае полидисперсного распределения пузырьков при  $x=10^{-6}$ 



*Рис. 3.5.7.* Зависимость  $\varepsilon(T, \triangle f)$  в воде с парогазовыми пузырьками в случае полидисперсного распределения пузырьков при  $x=10^{-3}$ 

полидисперсного распределения пузырьков по размерам с суммарной объемной концентрацией  $10^{-6}$  и  $10^{-3}$ .

Следует обратить внимание на то, что зависимость параметра  $\varepsilon$  от температуры существенно нелинейна и сильно зависит от концентрации. Видно, что увеличение нелинейного параметра с температурой имеет место только при малых концентрациях пузырьков в воде. Начиная с концентраций  $x \sim 10^{-6} - 10^{-5}$  нелинейный параметр воды с чисто паровыми пузырьками ( $T = 100^{\circ}$ C) становится наименьшим, в то время как вклад чисто газовых пузырьков увеличивается значительно. Тем не менее вклад фазовых превращений остается сильным и приводит к значительному увеличению нелинейного параметра, что наблюдается особенно на низких разностных частотах [49]. Из представленных результатов видно, что фазовые превращения в целом усиливают нелинейность жидкости с пузырьками.

Глава 4

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ МЕЛКОМАСШТАБНОЙ СТРУКТУРЫ МОРСКОЙ ВОДЫ

Метод акустического зондирования морской среды на основе измерения коэффициентов рассеяния звука достаточно давно применяется в гидрографии, океанологии, рыбодобывающих отраслях и других областях промышленности. В общих чертах его применение сходно во всех аппаратурных комплексах и заключается в остронаправленном излучении звука, приеме сигналов обратного рассеяния звука, вводу, записи и первичной обработке акустической информации на компьютерах. Однако в каждой области науки и промышленности имеются значительные особенности сбора и применения акустической информации [28, 36, 79, 80, 92, 104, 112], на которых мы здесь не имеем возможности останавливаться. Цель настоящей главы - познакомить с основными экспериментальными методами и аппаратурой, которые были разработаны и использовались в ТОИ ДВО РАН и ИПМТ ДВО РАН для изучения рассеяния звука в океане и связанными с ними особенностями структуры и динамики океанической среды. Таким образом, материал, представленный в настоящей главе, основан на работах коллектива авторов из ТОИ ДВО РАН, которые частично опубликованы в статьях [8,13, 17, 18, 21–26, 39–42, 50–53, 57-60, 147-149, 154, 175-177, 181-184]. Представленные ниже методы прошли многолетнюю апробацию в экспедиционных условиях, и их основные черты отражены в работах [12, 21-26, 48-53, 144, 154, 155, 183, 184].

## 4.1. ОСОБЕННОСТИ АКУСТИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ В МОРЕ, АППАРАТУРА И МЕТОДИКИ

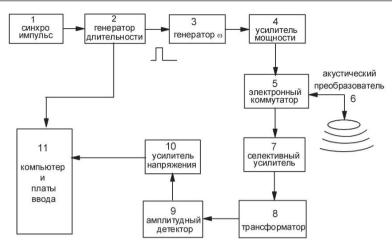
#### 4.1.1. Системы для изучения рассеяния звука в мелком море

Описание систем для изучения рассеяния звука в шельфовой части моря. Основу наиболее часто применяемых акустических систем зондирования составляют либо промышленные эхолоты различного назначения — целиком, вместе с усилительной и приемной частью, либо только их излучающие и приемные акустические антенны. Во втором случае приходится дополнительно использовать широкополосные усилители мощности и приемные системы, которые основаны либо на стандартной промышленной аппаратуре, либо на специально разработанных в ТОИ ДВО РАН электронных устройствах применительно к конкретному экспериментальному комплексу. В обоих случаях для регистрации сигналов в цифровом виде специально разработаны аппаратно-программные средства и компьютерные системы. Ниже будут представлены описания конкретных систем для изучения рассеяния звука в океане.

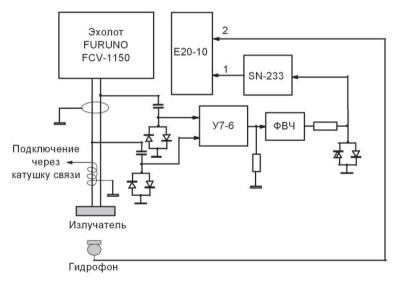
Важно отметить, что эксперименты по изучению рассеяния звука в океане, как правило, имеют большую длительность во времени, от нескольких часов до нескольких суток. Поэтому необходимо было обеспечить долговременную регистрацию и сохранение собранной информации в автономном режиме. В связи с этим в аппаратно-программные средства были включены дублирующие системы, источники автономного питания и дополнительные диски памяти большой емкости.

В число наиболее часто применяемых эхолотов в системах акустического зондирования в ТОИ ДВО РАН последних лет входит мощный высокочастотный широкополосный рыбопоисковый эхолот FURUNO FCV 1150 с максимальной частотой накачки 200 кГц, который способен поддержать излучение при электрической нагрузке на резонансе W~2 кВт. Функциональная схема типичной акустической системы для измерения рассеяния звука представлена на рис. 4.1.1.

В экспериментах использовались также акустические излучатели с другими частотами -100, 150 и 50 кГц, которые крепились на носу и по борту судна на глубине около 1.3 м.



Puc. 4.1.1. Функциональная схема акустической системы для измерения рассеяния звука



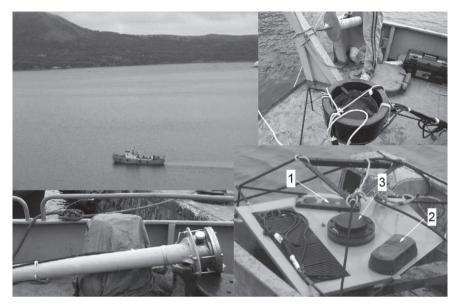
*Рис. 4.1.2.* Схема подключения эхолота FCV 1150 в измерительную схему с вводом в компьютер через высокочастотную интерфейсную плату E20-10

Система измерения рассеяния звука включала в себя тракт излучения звука с различными частотами, пьезокерамические преобразователи, тракт приема и систему ввода и первичной обработки акустической информации. Типичная система ввода и первичной обработки акустической информации включала в себя 14-разрядную плату ввода LA2USB с предельной частотой квантования 400 кГц, многоканальный цифровой регистратор MA-16 с предельной частотой записи 200 кГц, персональные компьютеры и специальные программы обработки и визуализации акустических сигналов.

Важным для успешного продвижения работ по изучению рассеяния звука было выполнение настройки и адаптации для задач исследования рассеяния звука эхолота FURUNO FCV 1150. Так, была решена задача съема информации с наименьшими помехами, что позволило провести исследования по рассеянию звука в районах с малой концентрацией микронеоднородностей в морской среде. Принципиальная схема подключения эхолота FURUNO FCV 1150 в измерительную схему представлена на рис. 4.1.2.

Использовалась также акустическая система измерения рассеяния звука на других частотах. Солидная доля акустических измерений была выполнена с применением акустического профилографа течений ADP, который позволял изучать рассеяние звука на частоте 250 кГц. Основные характеристики ADP фирмы SONTEC (США): три акустических преобразователя с ориентацией 25° от вертикальной оси одинаково расположены под углом 120° относительно азимута. Давление акустического сигнала  $P \sim 10^5$  Pa, диаграмма направленности  $\theta \sim 2^\circ$ , длительность импульса  $\tau = 1.4$  мс. Диапазон профилирования 150–220 м с максимальным разрешением 1.5–2 м. ADP включает датчик температуры, давления и поддерживает последовательный коммуникационный протокол. Навигационная система на базе прибора GPSMAP-130 обеспечивала привязку временного распределения данных по рассеянию на измеряемых трассах к географическим координатам.

Обработка сигналов рассеяния звука с целью визуализации пространственных структур проводилась с применением специально разработанных программ SCATTER (автор С.Н. Соседко) [124], AVIEWER (автор Д.А. Демичев), BinaryAcoustics (авторы Д.И. Боровой, А.В.Стороженко).



Puc.~4.1.3. Типичные акустические излучатели на борту НИС «Импульс» ТОИ ДВО РАН (изображен на врезке), предназначенные для исследований рассеяния звука; внизу на штанге излучатель с частотой 147 к $\Gamma$ ц

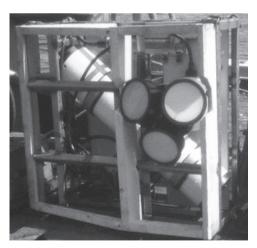


Рис. 4.1.4. Трехлучевой комплекс для исследования рассеяния звука на базе акустического доплеровского профилографа ADP фирмы SONTEC (США)

На рис. 4.1.3 и 4.1.4 представлены фотографии типичной аппаратуры для исследований рассеяния звука. Аппаратура устанавливалась на борту НИС «Импульс» и «Малахит» ТОИ ДВО РАН.

На рис. 4.1.3 внизу справа изображен комплекс пьезокерамических излучателей для донной станции (морской гидрофизический полигон МЭС «Шульц» ТОИ ДВО РАН): 1 — трехэлементный излучатель с частотами 138, 216 и 519 кГц; 2 — параметрический излучатель с частотой

накачки 300 к $\Gamma$ ц; 3 — излучатель с частотой 170 к $\Gamma$ ц; вверху справа — цилиндрический пьезокерамический излучатель, устанавливаемый на дно и предназначенный для задач исследования распространения звука со средней частотой 2.5 к $\Gamma$ ц, внутри которого установлен излучатель с частотой 170 к $\Gamma$ ц для исследования рассеяния звука.

На рис. 4.1.4 изображен трехлучевой комплекс для исследования рассеяния звука на базе акустического доплеровского профилографа ADP фирмы SONTEC (США) с рабочей частотой 250 кГц. Комплекс включает трехлучевую антенну, блок питания в цилиндрическом боксе и измеритель температуры и солености Sea Bird с регистрацией в памяти блока ADP, что позволяет производить измерения как в автономном режиме, так и в режиме реального времени. В последнем случае отдельная антенна с излучателями крепится на борту судна на выдвижном креплении, так чтобы заглубление антенны было не меньше 1.5 м.

# 4.1.2. Экспериментальные методы и аппаратура для изучения акустических характеристик деятельного слоя глубокого моря

Описание систем для изучения рассеяния звука в деятельном слое глубокого моря. Важным для успеха исследований является обеспечение аппаратурой с необходимыми параметрами. В состав оборудования, предназначенного для акустического зондирования деятельного слоя глубокого моря, как правило, входят:

- система для измерения обратного рассеяния звука в деятельном слое моря на различных частотах, наиболее типичными частотами были 12, 100, 150, 250, 300 и 650–700 к $\Gamma$ ц;
  - система для измерения скорости звука и глубины;
- навигационная система GPS со специализированным программным обеспечением для задач акустического мониторинга.

Системы измерения рассеяния звука на всех указанных выше частотах весьма схожи. Функциональная схема акустической системы измерения рассеяния изображена на рис. 4.1.1 и принципиально не отличается от схем, применяемых для изучения рассеяния на шельфе и в глубоком море. Однако есть небольшие отличия, вызванные тем, что в океанических экспедициях часто использовались судовые

акустические излучатели, составляющие часть эхолотных комплексов, которые были вмонтированы в днище судна и имели существенно меньший шум по сравнению с излучателями, закрепленными на штангах на борту судна.

Поэтому опишем наиболее часто используемую в океанических экспедициях систему с частотой 100 кГц. Она включала в себя тракт излучения, пьезокерамический преобразователь от штатного эхолота, тракт приема и систему ввода и первичной обработки акустической информации. Система ввода и первичной обработки акустической информации включала в себя интерфейсную 12-разрядную плату ввода ADS-1B фирмы Advanced Digital Systems (КНР) с максимальной частотой квантования 200 кГц, персональный компьютер и программу обработки и визуализации акустических сигналов SCATTER.

Тракт излучения состоял из формирователя синхроимпульса (1), генератора длительности импульса посылки (2), генератора частоты 100 кГц (3), усилителя мощности (4) и электронного коммутатора сигналов (5). Формирователь синхроимпульса обеспечивал режим синхронного с судовым эхолотом излучения звука, что позволяло избежать наводки от эхолота в приемный тракт системы при одновременной их работе. Генератор длительности импульса формировал импульс посылки заданной длительности, а при выключенном эхолоте формировал также период посылки в режиме внутреннего запуска. Он же синхронизировал работу платы ввода при записи сигналов рассеяния на компьютер. Генератор частоты 100 кГц вырабатывает синусоидальный сигнал на время, равное длительности импульса генератора длительности. Сигнал через усилитель мощности и электронный коммутатор сигналов подавался на пьезокерамический преобразователь (6), вмонтированный в днище судна. Амплитуда импульса напряжения, подаваемого на излучатель, составляла, как правило, 480 В. При паспортной чувствительности в режиме излучения 240 Па×В/м приведенное расчетное звуковое давление на оси излучателя составляло 115 кПа×м. Чувствительность пьезокерамического преобразователя в режиме приема составляет 500 мкВ/Па. Ширина характеристики направленности излучателя равна 10°. Тракт приема сигналов рассеяния включал в себя селективный усилитель (7), повышающий трансформатор (8), амплитудный детектор (9) и усилитель напряжения (10).

Электронный коммутатор на время отсутствия импульса посылки подключал к своему выходу селективный усилитель, в качестве которого применялся нановольтметр SN-233, выполняющий две функции: малошумящего усилителя и селективного узкополосного фильтра. Полоса пропускания селективного нановольтметра могла изменяться в зависимости от длительности импульса и составляла 54, 36 и 18 дБ/октаву. Коэффициент усиления изменялся в зависимости от мощности рассеивающего слоя, и его наиболее типичные значения изменялись от  $3 \times 10^3$  до  $3 \times 10^5$ .

Для того чтобы избежать потери слабых сигналов рассеяния изза квадратичной амплитудной характеристики диодов амплитудного детектора при малых сигналах, между селективным усилителем и детектором включен повышающий трансформатор с коэффициентом трансформации 3,5:1.

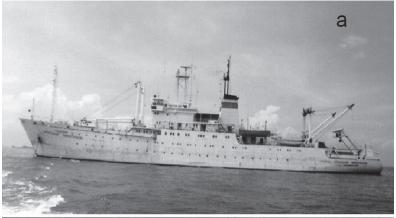
После детектирования сигналов рассеяния их максимальная амплитуда нормировалась усилителем напряжения до уровня, необходимого для оптимальной работы интерфейсной платы ввода. Детектированные сигналы рассеяния записывались на твердый диск под управлением программы EXO\_M11.exe с помощью платы ввода ADS-1B [57, 124].

Применение буксируемых акустических систем. В ряде экспериментов в приповерхностном слое моря применялась буксируемая система измерения рассеяния звука на частотах 300 и 700 кГц. В ней использовались тракт излучения мощностью около 350 Вт и две узколучевые антенны на буксируемом носителе. Ширина характеристики направленности антенны на 300 кГц составляла 5°, а на 700 к $\Gamma$ ц –  $2^{\circ}$ . Тракт приема имел коэффициент усиления  $8\times10^{6}$ . Ввод детектированного сигнала в компьютер осуществлялся через плату ввода Lab PC+ фирмы National Instruments (USA) с помощью программ, написанных в пакете Labview. Буксируемый носитель имел форму торпеды длиной 750 мм. Заглубление носителя при буксировке на скоростях судна 6-8 узлов составило примерно 1.5 метра, максимальная скорость буксировки – около 14 узлов, а минимальная – 2.5–3 узла. При всех режимах буксируемый носитель двигался равномерно по курсу судна без видимого «рыскания» в стороны и сохранял акустический контакт с дном в мелководных районах на глубинах зондирования.

Система для измерения скорости звука. Была использована акустическая система, которая позволяла измерять скорость звука в воде до глубины 100 м и контролировать глубину опускания с помощью датчика гидростатического давления. Суммарная погрешность измерения скорости звука не превышала 0.3 м/с. Сигнал датчика скорости звука передавался на плату ввода компьютера по кабелю в виде импульсов определенной частоты, изменяющейся в диапазоне 1440–1550 Гц. По этому же кабелю передавался сигнал датчика глубины погружения зонда в виде частоты, изменяющейся в диапазоне 800-1200 Гц. Оба сигнала вводились с помощью стандартной аудиокарты типа Sound Blaster Audio PCI 128 в компьютер и с помощью пакета программ SpectraLab подвергались спектральному анализу. В результате анализа были получены зависимости скорости звука от глубины c(z). Наряду с акустическими методами измерения скорости звука применялись также стандартные гидрологические зонды по измерению температуры и солености, данные из которых позволяли по типичным формулам пересчитывать распределение скорости звука c(z).

Научно-исследовательские суда. Любые исследования в океане невозможны без хорошо оборудованных научно-исследовательских судов. Нам представляется уместным показать внешний вид основных научно-исследовательских судов, на которых проводились акустические исследования, представленые в настоящей книге. На рис. 4.1.5 представлены фотографии НИС «Академик Александр Виноградов» и ПУС «Надежда», с помощью которых проводились основные океанические исследования по изучению рассеяния звука.

В период с 1983 по 1991 г. исследования проводились на специально оборудованном под акустические измерения НИС «Академик Александр Виноградов». К сожалению, судьба его печальна – в период разрухи 1990-х гг. он был выведен из научного флота ДВО РАН, продан в бизнес, в 2000-х гг. был лишен регистра и как судно прекратил свое существование. В настоящее время частично его заменяет НИС «Академик М. Лаврентьев», но для проведения акустических исследований оно оборудовано гораздо хуже по сравнению с НИС «Академик Александр Виноградов». Приходится констатировать, что акустические исследования в период 2000—2016 гг. проводились на плохо оборудованных судах.





*Рис. 4.1.5.* Основные суда, на которых проводились акустические исследования в период 1983–2010 гг.: а – НИС «Академик Александр Виноградов»,  $6 - \Pi Y C$  «Належда»

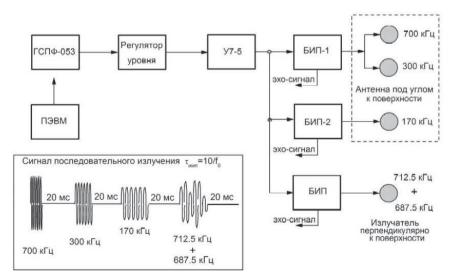
Большой комплекс океанических исследований был проведен на ПУС «Надежда», принадлежавшем Морскому государственному университету им. адм. Г.И. Невельского. Последнее стало возможно благодаря федеральной программе «Интеграция» между вузами и РАН, инициативе ректора МГУ им. Г.И. Невельского проф. В.И. Седых, председателя ДВО РАН академика В.И. Сергиенко и директоров ТОИ ДВО РАН академика В.А. Акуличева и ИПМТ ДВО РАН академика М.Д. Агеева, а также благодаря энтузиазму научного руководителя экспедиций д.ф.-м.н. О.А. Букина. ПУС «Надежда» получило статус Плавучего университета в ЮНЕСКО, и исследования проводились

наряду с учебной практикой студентов и аспирантов основных дальневосточных вузов (ДВГУ, ДВПИ, МГУ им адм. Г.И. Невельского) и институтов ДВО РАН. ПУС «Надежда» обладает хорошей устойчивостью, малой качкой даже при значительном волнении и малой шумностью при ходе под парусами, что имеет большое значение для исследований по рассеянию звука.

### 4.2. ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ РАССЕЯНИЯ ЗВУКА ПРИ МНОГОЧАСТОТНОМ ЗОНДИРОВАНИИ

Для проведения многочастотного зондирования мелкомасштабных неоднородностей морской среды была разработана система с временным разделением частотных каналов [56, 58, 60]. На рис. 4.2.1 изображена функциональная схема тракта излучения системы с временным разделением частотных каналов.

Цифровой генератор ГСПФ-053 по разработанной программе последовательно формировал импульсы частот 170, 300 и 700 кГц и бигармонический импульс с частотами 712.5 и 687.5 кГц, которые усиливались и посылались через одну общую жилу широкополосного



*Puc. 4.2.1.* Тракт излучения системы с временным разделением частотных каналов и осциллограмма сигнала, поступающего в тракт излучения

кабеля к излучающей антенне. Антенна состояла из набора излучателей с соответствующими резонансными частотами, включенных параллельно друг другу. Каждый излучатель возбуждался импульсом на частоте, соответствующей собственной резонансной частоте, и принимал сигналы рассеяния.

Таким образом, в каждом временном отрезке излучалась и принималась только одна частота одним из излучателей. Принимаемые сигналы усиливались и оцифровывались цифровым накопителем МА-16 фирмы «Руднев и Шиляев» (Москва). Были выяснены основные преимущества метода с временным разделением частот по сравнению с методом синхронного многочастотного излучения, которые состоят в следующем:

- большая компактность системы (один тракт излучения и один тракт приема на все частоты акустических сигналов, применение одного коаксиального одножильного морского кабеля для всех излучателей антенны);
  - наличие высокой стабильности цифрового сигнала излучения;
  - большая мощность излучения на всех частотах;
- отсутствие необходимости использовать высокодобротные фильтры (частоты разделены во времени), что в итоге резко улучшает пространственно-временное разрешение.

Схема тракта приема показана на рис. 4.2.2 [59, 183, 184]. В тракте приема сигналы, поступающие с системы, разделяются по частотным каналам системой фильтров. В каждом частотном канале присутствуют усилители радиоимпульсов соответствующего диапазона. Из-за разной чувствительности излучателей необходимо выбирать оптимальный коэффициент усиления для каждого канала, чем и вызвано наличие отдельных усилителей. Усиленные сигналы детектируются и через буферные усилители и сумматор сигналов поступают на вход цифрового накопителя МА-16.

С целью повышения компактности аппаратуры, ее надежности и мобильности при сохранении всех существующих параметров была апробирована компактная мобильная система излучения и приема с применением платы АЦП Ла-2USB, цифрового генератора ГСПФ-053 и ноутбука, которая позволяла осуществлять программное усиление сигналов в пределах от 1 до 400 раз с максимальной частотой квантования 400 кГц и динамическим диапазоном в 84 дБ при фиксирован-

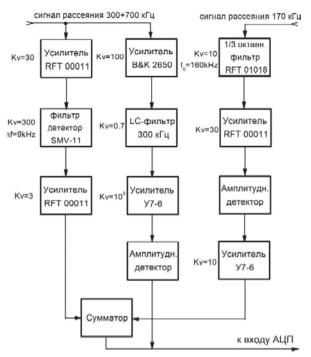


Рис. 4.2.2. Схема многочастотного тракта приема

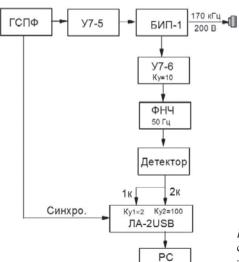


Рис. 4.2.3. Функциональная схема системы 170 кГц с использованием платы АЦП Ла-2USB

ном коэффициенте усиления. Функциональная схема системы показана на рис. 4.2.3 [183, 184].

Таким образом, благодаря применению цифровых устройств с USB-портом совместно с ноутбуком аппаратная часть имеет очень компактный вид. Отпала необходимость использовать усилители сигналов в трактах приема, так как усиление платы ввода программно устанавливается в пределах 1—400 раз по каждому из 32 каналов. Широкая полоса АЦП позволяет записывать сигналы минуя процедуру детектирования, сохраняя частотные и фазовые соотношения.

#### 4.3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ НЕСТАЦИОНАРНОГО РАССЕЯНИЯ ЗВУКА В МОРСКОЙ ВОДЕ, СОДЕРЖАЩЕЙ ГАЗОВЫЕ ПУЗЫРЬКИ

Одним из важных направлений в океанологии является изучение приповерхностного слоя моря. Приповерхностный слой моря представляет собой весьма динамичную и сложную структуру, постоянно подверженную мощным воздействиям как со стороны остальной толщи моря, так и со стороны атмосферы. По своим характеристикам приповерхностный слой резко отличается от остальной морской среды. В частности, он характеризуется аномально высокими концентрациями газовых пузырьков, которые приводят к повышенному рассеянию и поглощению звука, а также к усилению акустической нелинейности этого слоя. Изучение приповерхностного слоя весьма важно для целого ряда областей науки. В качестве одного из важных примеров укажем на проблему газообмена между океаном и атмосферой. Это взаимодействие осуществляется именно в приповерхностном слое посредством механизма, связанного с переносом газа в воде пузырьками и дальнейшим обменом с атмосферой при их схлопывании на поверхности. Уже на примере этой проблемы видно, что наряду с традиционными гидрохимическими измерениями концентрации растворенного в воде газа возникает необходимость в изучении спектрального (размерного) состава газовых пузырьков, распределенных в морской воде. Для решения указанной задачи был разработан метод нестационарного рассеяния звука с применением остронаправленных широкополосных параметрических излучателей (ПИ), который позволял осуществлять дистанционно акустическую спектроскопию воды с пузырьками.

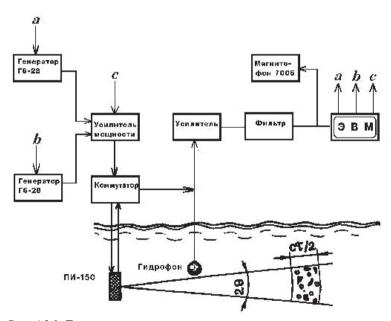
## 4.3.1. Параметрические акустические излучатели и их особенности

Параметрические акустические излучатели (ПИ) являются типичными нелинейными устройствами, основанными на нелинейных эффектах взаимодействующих пучков акустических волн в нелинейной среде [103, 104]. Основная идея заключается в том, что при осуществлении так называемого параметрического взаимодействия первичных мощных высокочастотных акустических волн с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$  (которые называют волнами накачки) и вследствие нелинейности среды, в которой распространяется акустический пучок, происходит эффективное нарастание амплитуды волны на других частотах звука — на комбинационных частотах  $\Omega_1$ , т. е. на частотах, составляющих комбинацию первичных частот  $\Omega_{\pm}=n\omega_1\pm m\omega_2$ , где  $n,\ m=1,$ 2, 3 ... – целые числа [99, 103, 104, 115]. Из всего набора комбинационных частот основной практический интерес представляют волны низшей разностной частоты (ВРЧ),  $\Omega = \omega_1 - \omega_2$ , поскольку коэффициент затухания звука резко уменьшается с уменьшением частоты и генерируемая в среде акустическая волна низкой частоты  $\Omega$  может распространяться на большие расстояния [103, 104]. При этом достаточно весьма слабого относительного изменения частот  $\omega_1$  или  $\omega_2$ , чтобы произошло большое изменение разностной частоты  $\Omega$ . Таким образом, изменяя в небольших пределах частоты накачки, можно изменять частоту зондируемого сигнала  $\Omega$  в весьма широких пределах. Иными словами, можно осуществлять акустическую спектроскопию с применением нелинейно генерируемой волны разностной частоты, причем разностная частота перестраивается в весьма широких пределах [9–12, 103, 104].

Но одним только этим свойством — широкополосностью — не исчерпывается весь набор уникальных свойств ПИ. Очень важным свойством ПИ оказывается сохранение направленности акустического пучка на разностных частотах [12, 99, 103, 104]. Более того, именно для задач мониторинга рыбных скоплений и планктона в приповерхностном слое моря характеристика направленности тако-

го вторичного акустического пучка очень важна. Можно показать, что на частотах  $\Omega$  характеристика направленности может оказаться выше, чем направленность первоначального высокочастотного пучка. В отличие от обычного линейного акустического излучателя для ПИ важен еще один параметр — величина d, в качестве которой выступает не апертура излучателя, а характерная длина нелинейного взаимодействия  $L_{\Omega}$  — то расстояние вдоль луча, на котором осуществляется эффективное нарастание ВРЧ. Таким образом, ПИ является "бестелесным" излучателем — роль излучающей поверхности играют виртуальные вторичные источники, образующиеся вдоль пучка первичных волн накачки вследствие их нелинейного взаимодействия. Следует отметить, что обычно апертура d примерно равна 10—20 см, а длина нелинейного взаимодействия  $L_{\Omega}$  — несколько метров. Именно в этом разбросе величин  $L_{\Omega}$  и d формально заключается причина сужения характеристики направленности на разностных частотах  $\theta_{\Omega} \approx \lambda / L_{\Omega}$ .

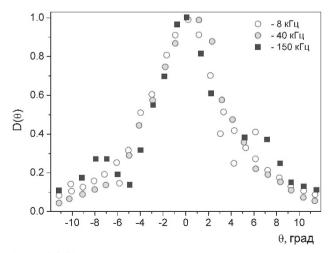
На рис. 4.3.1 изображена типичная схема управления излучением и приемом при использовании ПИ для дистанционной акустической



Puc. 4.3.1. Типичная схема управления излучением и приемом при использовании параметрических излучателей

спектроскопии морской воды с воздушными пузырьками в ПС. Здесь важным оказывается управление как частотой, так и длительностью импульса в широкой полосе частот, которое осуществляется с помощью компьютера. Важным также является необходимость быстрой смены управления излучением после окончания режима приема. Запись сигналов идет как в аналоговом режиме на высококачественный измерительный магнитофон (им обычно является 4-канальный магнитофон фирмы «Брюль и Къер» типа 7005), так и на жесткий диск в компьютер. Причем запись сигналов необходимо производить с достаточно высокой частотой квантования (не менее 200 кГц). В последнее время в связи с повсеместным использованием специализированных цифровых регистраторов типа цитированного выше МА-16 регистрация на аналоговые носители практически не производится.

На рис. 4.3.2 представлена угловая характеристика ПИ, построенная для различных разностных частот 8 и 40 кГц, а также для накачки 150 кГц [12, 21, 49, 144, 154]. Хорошо видно, что направленность такого излучателя сохраняется постоянной при изменении частот от частот накачки  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  до очень низких значений  $\Omega < 0.1 \cdot \omega_2$ . При этом следует обратить внимание на отсутствие так называемых "боковых лепестков" в угловой характеристике ПИ на разностных частотах,



Puc. 4.3.2. Характеристика направленности параметрического излучателя на различных частотах

которые, напротив, отчетливо видны для накачки. Последнее свойство - отсутствие "боковых лепестков", т. е. побочных максимумов в угловом распределении поля, является еще одним замечательным свойством ПИ. Оно часто используется в гидроакустике, когда ПИ применяются в ограниченных объемах водной среды с близкими границами. При использовании традиционных акустических излучателей с "боковыми лепестками" они, как правило, образуют мощную реверберационную помеху, которая резко снижает чувствительность методов вплоть до полной невозможности работы вблизи отражающих границ.

На рис. 4.3.3 и 4.3.4 показаны типичные параметрические акустические излучатели, с которыми в ТОИ ДВО РАН начиная с середины 1980-х гг. проводятся исследования по рассеянию звука в море [12, 21, 154].

Наконец, очень важным свойством ПИ является их нетрадиционная зависимость спада поля от расстояния. Как известно, в дальнем поле для обычных излучателей зависимость поля от расстояния  $P_{\omega}(r)$  без учета рефракции определяется зависимостью

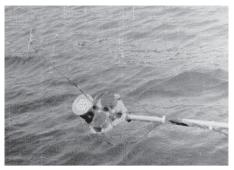


Рис. 4.3.3. Параметрические излучатели с частотами накачки 150 кГц (темные диски) и 1 Мгц на поворотной выдвижной штанге (НИС «Бриг», 1985 г.)

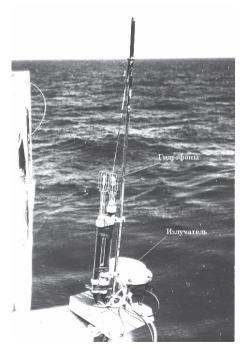


Рис. 4.3.4. Параметрический излучатель с частотой накачки 143 к $\Gamma$ ц и измерительные гидрофоны на бортовой платформе НИС «Академик А. Виноградов», 1988 г.

$$P_{\omega}(r) = D(\theta)e^{-\alpha_{\omega}r}/r, \qquad r >> R_{F\omega}, \tag{4.3.1}$$

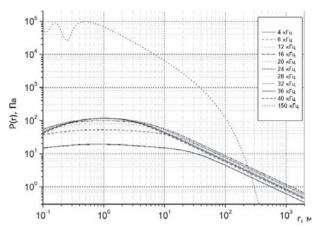
где  $\alpha_{\omega}$  — коэффициент поглощения на частоте f ( $\omega$  =  $2\pi f$ );  $R_{F\omega}$  =  $k_{\omega}d^2$  /8 — параметр Фраунгофера на частоте накачки  $\omega$ ;  $k_{\omega}$  =  $\omega$  / c — волновое число. Для ПИ характерно совершенно иное распределение: вначале, при малых r , поле на разностной частоте отсутствует вообще, и только затем оно линейно нарастает с дистанцией до характерного расстояния, называемого расстоянием разрыва  $r_*$  =  $1/\varepsilon k_{\omega} M_{\omega}$ , где  $\varepsilon$  — нелинейный параметр,  $k_{\omega}$  =  $\omega$  / c ,  $M_{\omega}$  =  $v_{\omega}$  / c =  $P_{\omega}$  /  $\rho c^2$  — число Маха на накачке [82, 99, 103, 104, 111]. Минуя  $r_*$ , поле постепенно начинает спадать по закону гораздо слабее, чем сферический закон расхождения волнового фронта, и только в дальнем поле по отношению к величине  $\alpha_{\Omega}$  (но не d!) формируется сферический закон расхождения волнового фронта. Формулы, по которым рассчитывается ПИ, достаточно сложны, но для узколучевых излучателей в однородной среде поле ПИ достаточно хорошо считается по формулам, приведенным в монографиях [103, 104].

Здесь уместно привести лишь выражение для поля ПИ, которое наиболее часто используется на практике. Это поле ПИ в так называемом режиме Берктея [9–12, 38–40, 99, 154, 177], когда поле волны разностной частоты формируется в области нелинейного взаимодействия, лимитируемого не поглощением волны накачки (режим Вестервельта [311]), обычно употребляемым в лабораторных исследованиях, а дифракционным расхождением первичной волны накачки:

$$P_{\Omega}(\Omega) = \varepsilon(\omega, \Omega) \frac{(R_{F\omega})^{2} \ln(\gamma_{E} / N_{A}^{2})}{4\rho c^{3}} \frac{P_{1\omega} P_{2\omega}}{r}, \quad N_{A} = \sqrt{\alpha R_{F\Omega}}, \quad \gamma_{E} = 1.78.$$
(4.3.2)

На рис. 4.3.5 представлена зависимость  $P_{\Omega}(r)$  на различных разностных частотах. Здесь же представлена зависимость  $P_{\omega}(r)$ .

Из рис. 4.3.5 видно, что начиная с расстояния чуть больше  $100\,$  м нелинейное поле ПИ  $P_{\Omega}(r)$  становится преобладающим над полем  $P_{\omega}(r)$ . Это происходит по двум причинам. Первая — указанный выше достаточно необычный закон генерации и спада поля разностной частоты. Вторая причина заключается в резком снижении поглощения на низких частотах. Так, расстояние поглощения звука на частотах  $\sim 100\,$  кГц в море составляет около  $100\,$  м, а на частоте десятка килогерц — около нескольких километров. Поэтому поле частоты  $\sim 100\,$  кГц



Puc.~4.3.5.~ Осевое распределение поля параметрического излучателя на различных разностных частотах  $P_{\Omega}(r)$  и на накачке  $P_{\omega}(r)$  (штриховая линия  $P_{\omega}(r)$  — идет вначале намного выше зависимости  $P_{\Omega}(r)$ )

на нескольких сотнях метров практически полностью поглощается, а поле на частоте накачки практически спадает по сферическому закону без поглошения.

Следует отметить, что основные из перечисленных выше работ, включая результаты, представленные на рис. 4.3.5, относятся к однородной жидкости без каких-либо включений. В присутствии включений, и особенно в присутствии газовых пузырьков, эффективность генерации разностной частоты резко возрастает и на это следует обращать особое внимание при проведении исследований по рассеянию звука на разностных частотах с применением параметрических излучателей [9–12, 39, 40, 81, 82, 177]. Причина роста эффективности  $\Pi$ И заключается в резком увеличении параметра акустической нелинейности  $\varepsilon(\omega,\Omega)$  морской воды с ростом концентрации пузырьков, которое обычно выигрывает конкуренцию с одновременным повышением коэффициента поглощения звука [21, 39, 40, 49, 177, 238].

Таким образом, несмотря на малую величину поля ПИ на разностной частоте вблизи излучателя его величина достаточно значима на дальних расстояниях. Так, в типичной системе измерения рассеяния на параметрических частотах 8–20 кГц использовался набор промышленной и оригинальной аппаратуры, антенна с резонансной

частотой 100 кГц. Звуковое давление на накачке составляло около 130 кПа на 1 м от антенны. Усиление приемного тракта в параметрическом режиме составляло  $3\times10^5$ . Длительность импульса устанавливалась от 0.5 до 3 мс, период посылки — от 0.6 до 1.2 с. Ширина диаграммы направленности антенны даже на нижней частоте 8 кГц составляла угловое разрешение не хуже  $10^\circ$ . Ввод детектированного сигнала в компьютер осуществлялся через плату ввода ADC-1B.

Учитывая перечисленные выше уникальные свойства параметрических излучателей, неудивительно, что их удалось достаточно активно использовать различными научными группами в морских исследованиях: МГУ – ИО РАН – ТРТИ (О.В. Руденко, Б.К. Новиков, В.П. Кузнецов, В.И. Тимошенко, С.П. Тарасов и др.) [92, 103, 104, 114], ИПФ РАН – АКИН (А.И. Калачев, Л.А. Островский, А.М. Сутин, В.Е. Назаров, И.Б. Есипов и др.) [64, 69], ТОИ ДВО РАН (В.А. Акуличев, В.А. Буланов, С.А. Кленин, П.Н. Попов и др.) [9–13, 21], АКИН – Гидрофизический институт АН Абхазии (бывш. Сухумский филиал АКИН) – ЮжФУ (И.Б. Есипов, С.П. Тарасов, Сизов И.И. и др.) [202]. Параметрические излучатели были использованы для зондирования как крупномасштабных, так и мелкомасштабных неоднородностей. В первом случае океанические исследования даже с применением ПИ оказались весьма затратными и их удалось провести лишь в единичных случаях очень давно, в начале 1990-х гг. В последнее время [202] наблюдаются попытки восстановить исследования крупномасштабных неоднородностей в Черном море (И.Б. Есипов, С.П. Тарасов и др.). Значительно лучше дело обстоит с применением ПИ для изучения различных микронеоднородностей морской среды, включая приповерхностные пузырьковые облака, образующиеся при обрушении поверхностных волн, «газовые факелы», выходящие из морских осадков и образованные пузырьками газа, рыбные скопления и планктон, располагающиеся именно на дальних расстояниях, где преимущество ПИ начинает сказываться в наибольшей степени. Ниже будут приведены примеры использования ПИ для диагностики микронеоднородностей в морской среде.

## 4.3.2. Спектроскопия пузырьков с применением параметрических акустических излучателей

Для реализации акустической спектроскопии пузырьков был создан метод нестационарного рассеяния звука, который позволил осуществлять дистанционно акустическую спектроскопию воды с пузырьками с применением параметрических излучателей. Математическая формулировка метода нестационарного рассеяния звука на пузырьке рассмотрена в разделе 1.5.5, и здесь укажем кратко физическую суть метода. Газовые пузырьки являются типичными осцилляторами, при этом они характеризуются достаточно высокой добротностью O спектральной линии на резонансе, которую обычно оценивают в среднем величиной  $Q \sim 10$ , хотя в действительности Qзависит от частоты. Как любая добротная колебательная система при воздействии на пузырек импульсом звука он не мгновенно раскачивается до стационарного значения амплитуды, а только по истечении некоторого количества периодов колебаний, зависящих от добротности О. Любые другие нерезонансные включения типа твердых частиц, планктона и т.п. сразу же с первых периодов колебаний устанавливают стационарное значение колебаний под действием звука. Таким образом, изменяя длительность акустического импульса, оказалось возможным по рассеянному сигналу на различных частотах отделить информацию о резонансных пузырьках от информации о прочих включениях.

На основе формул раздела 1.5.5 и используя полученные в эксперименте частотные зависимости амплитуды рассеянного  $P_s(\omega)$  и падающего на среду  $P_i(\omega)$  звука можно определить частотную зависимость коэффициента объемного рассеяния  $m_V$  в виде

$$m_V^{\text{(exp)}}(\omega,\tau) = \frac{2}{\pi\theta^2 c\tau} \left(\frac{P_s(\omega)}{P_i(\omega)}\right)^2 \equiv \frac{2}{\pi\theta^2 c} W^2(\omega,\tau), \quad W(\omega,\tau) = \frac{1}{\sqrt{\tau}} \left(\frac{P_s(\omega)}{P_i(\omega)}\right). \tag{4.3.3}$$

Используя экспериментально определенные значения коэффициента рассеяния звука при различной длительности импульсов, можно определить функцию распределения пузырьков по размерам в виде

$$g^{(b)}(R_{\omega}) = \frac{4\delta_{\omega}(W_{\omega}^{2} - W_{0}^{2})}{\pi^{2}c\theta^{2}R_{\omega}^{3}},$$
 (4.3.4)

где функция  $W^2(\omega, \tau)$  равна

$$W^{2}(\omega,\tau) = \frac{\pi c \theta^{2}}{2} \left[ m_{V}^{(b)}(\omega,\tau) + m_{V}^{(s)}(\omega) \right], \ W_{\infty} = W(\tau >> \tau_{0}),$$

$$W_{0} = W(\tau << \tau_{0}). \tag{4.3.5}$$

При этом коэффициент объемного рассеяния звука на нерезонансных включениях (например, на твердых частицах-взвесях) определяется в виде:

$$m_V^{(s)} = \frac{2}{\pi c \theta^2} W_0^2$$
,  $W_0 = W(\tau \ll \tau_0)$ . (4.3.6)

На рис. 4.3.6 представлена типичная картина раскачки пузырьков под действием акустических импульсов различной длительности [12, 21, 49, 154]. Здесь же на рис. 4.3.6 представлены экспериментальные и расчетные значения добротности Q.

Видно, что время установления стационарного значения амплитуды рассеянного пузырьками сигнала зависит от частоты звука. Это свидетельствует о зависимости добротности Q от частоты. Представленные на рис. 4.3.6 экспериментальные и расчетные значения добротности Q в интервале от 5 до 35 кГц показывают сходную частот-

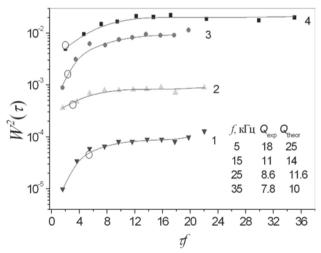


Рис. 4.3.6. Функция  $W(\tau)$  на различных частотах. Светлые кружки отмечают начало стационарного рассеяния

ную зависимость, хотя и несколько отличающуюся по абсолютным значениям.

Следует отметить, что величина Q зависит от характеристик газового состава внутри пузырьков, поэтому изучение частотной зависимости этой физической величины дает важную информацию о характере газовой насыщенности пузырьков в воде. Одновременно с измерениями добротности Q по величине рассеянного сигнала на различных частотах можно определить количество пузырьков с резонансными размерами, отвечающими применяемым частотам звука.

## 4.3.3. Нестационарная импульсная акустическая спектроскопия

Наиболее существенным недостатком рассмотренных выше методов является сложность их реализации на практике, поскольку они требуют сложной аппаратуры, достаточно мощных импульсов звука и сложной системы приема акустических сигналов, которую следует автоматически перестраивать синхронно в соответствие с частотным составом излучаемых сигналов. В настоящем разделе предлагается упрощенный подход, основанный на нестационарном рассеянии акустических импульсов, который при этом сохраняет все возможности акустической спектроскопии.

Суть метода заключается в следующем. Пусть на распределенные в жидкости резонансные включения падает акустический импульс с частотой  $\omega$ , превышающий собственную частоту включения  $\omega_0$ . Передний фронт импульса возбуждает наряду с вынужденными колебаниями частоты  $\omega$  также и собственные колебания включений на частоте  $\omega_0$  (см. рис. 1.5.1), которые являются затухающими колебаниями за время  $\tau_0$ , определяемое добротностью Q. Момент прохождения заднего фронта импульса также возбуждают собственные колебания резонансных включений, которые продолжаются уже после прохождения импульса, т.е. тогда, когда вынужденные колебания полностью затухнут. Такие нестационарные, или переходные, режимы колебаний на собственной частоте приводят к переизлучению звука в моменты прохождения переднего и заднего фронтов возбуждаемого высокочастотного (ВЧ) импульса.

Важным для дальнейшего рассмотрения является то обстоятельство, что время переходного излучения (нестационарного рассеяния)  $\tau_0$  может быть достаточно большим в силу того, что: 1)  $\omega_0 < \omega$ , 2)  $\delta_0 << 1$ , откуда  $\tau_0$  может быть сравнимо с длиной падающего импульса. Последнее фактически означает, что при падении ВЧ импульса длительности  $\tau$  наряду с вынужденным рассеянием на частоте  $\omega$  наблюдается также переходное рассеяние на собственной частоте включений  $\omega_0$ , которое по уровню может даже превышать нерезонансное вынужденное ВЧ рассеяние.

Подчеркнем, что наличие нестационарного (переходного) рассеяния на частотах ниже частоты  $\omega$  возможно только при наличии резонансных включений с низкими резонансными частотами  $\omega_0 < \omega$ . В случае любых других нерезонансных включений и резонансных включений с частотами выше  $\omega_0$  такого эффекта не наблюдается.

Режим нестационарного рассеяния может быть положен в основу акустической спектроскопии резонансных включений. При этом остается открытым вопрос об эффективности возбуждения таких включений на собственных частотах, что, по существу, и является мерой эффективности метода.

Рассмотрим величину давления, рассеянного фазовым включением на собственной частоте  $\omega_0 < \omega$  [21, 52, 53]:

$$P_{\omega_0} = \frac{\omega_0}{2\omega} \left[ e^{-i\omega_0 t} e^{-\delta_0 \omega_0 t} \theta(t) + \theta(t - \tau) e^{-i\omega_0(t - \tau)} e^{-\delta_0 \omega_0(t - \tau)} e^{-\delta_0 \omega_0 \tau} \right]. \tag{4.3.7}$$

При этом уровень давления  $P_{\omega}$  на вынужденной частоте  $\omega$  равен

$$P_{\omega} = e^{-i\omega t} \left[ \theta(t) - \theta(t - \tau) \right] e^{-i\omega t}. \tag{4.3.8}$$

Будем считать распределение включений пространственно однородным с функцией распределения по размерам g(R), которая обычно определяется степенной зависимостью типа  $g(R) = AR^{-n}$  или рэлеевской зависимостью  $g(R) = B \exp(-(R - \overline{R})^2 / \Delta^2)$ .

Определим интенсивность рассеянного поля на одиночном включении  $I_s = \left<\left|P_s\right|^2\right>/2\rho c$ , где угловые скобки  $\left< a(t) \right>$  означают усреднение по периоду поля  $\left< a(t) \right> = (1/T) \int_t^{t+\tau} a(\tau) d\tau$ , параметр T — максимальный период поля (низшая частота  $\omega_o$ ).

Отсюда интенсивность на частоте  $\omega_o << \omega$  будет равна

$$\overline{I}_{S\omega_{0}} = \frac{1}{4} \left( \frac{\omega_{0}}{\omega} \right)^{2} \left\langle e^{-2\delta\omega_{0}t} \left[ \theta(t) + \left( e^{2\delta\omega_{0}\tau} - 2e^{\delta\omega_{0}\tau} \right) \theta(t-\tau) \right] \right\rangle \approx \frac{1}{4} \left( \frac{\omega_{0}}{\omega} \right)^{2} \frac{1 - e^{-\delta\omega_{0}\tau}}{\omega_{0}\delta T}.$$
(4.3.9)

В результате имеем следующие предельные случаи:

а) при длительности импульса  $au < 1 / \omega_0 \delta$  получаем

$$\overline{I}_{S\omega_0} = (1/4) \left( \omega_0 / \omega \right)^2;$$

б) при 
$$\tau >> 1/\omega_0 \delta$$
 получаем  $\overline{I}_{S\omega_0} = (1/4)(\omega_0/\omega)^2 (1/\delta\omega_0 \tau)$ .

Из этих формул видно, что энергетически наиболее выгоден режим излучения импульсов с длительностью  $\tau$ , сравнимой с характерным временем установления колебаний  $\tau_0$ . Кроме того, видно, что амплитуда рассеяния на низкой частоте всего лишь в  $\omega_0/\omega$  меньше по сравнению с идеальным случаем рассеяния на основной частоте. Последнее свидетельствует о возможности спектроскопии резонансных включений с большой помехозащищенностью в силу двух обстоятельств: 1) величина нестационарного рассеяния с преобразованием в низкую частоту достаточно велика; 2) на низкой частоте отсутствует помеха на частоте накачки — здесь присутствует только полезный сигнал, свидетельствующий о наличии резонансных включений.

Таким образом, реализуя нестационарный режим излучения акустических импульсов с последующей фильтрацией сигналов в различных частотных диапазонах, можно осуществлять мониторинг резонансных включений.

# 4.3.4. Спектроскопия резонансных включений при нестационарном когерентном рассеянии высокочастотных импульсов

Основой метода является задача о когерентной раскачке низкочастотных (НЧ) колебаний осцилляторов высокочастотной (ВЧ) накачкой [44–47, 154]. Суть метода заключается в следующем. При воздействии импульсом осциллятор возбуждается на собственной частоте  $\omega_0$ , но эти колебания затухают через количество периодов, определяемых добротностью Q. Однако если через каждый период собственной частоты  $T=2\pi/\omega_0$  осциллятор возбуждается всякий раз в фазе, то его колебания будут поддерживаться и эффективно нарастать до некото-

рого стационарного уровня. Важно, чтобы период T между моментами воздействия ВЧ импульсов был бы равен целому числу п периодов ВЧ накачки, т.е.  $T=2\pi/\omega_0=nT=2\pi/\omega$ , где  $\omega$  – высокая частота. Таким образом, необходимыми условиями поддержания НЧ колебаний ВЧ внешней силой являются: 1) соотношение между ВЧ и НЧ частотами вида  $\omega=n\omega_0$ , а также 2) длительность интервала между последовательными возбуждаемыми импульсами, равная  $T=2\pi n/\omega$ . Рассмотрим эту задачу подробнее. Пусть импульс длительности  $\tau=K\cdot \Delta t$ , состоящий из серии  $\delta$ -импульсов падает на пузырек, который откликается в соответствии с формулами вида:

$$P_{\infty}(t) = P_{m} \operatorname{Re} \left[ \sum_{k=0}^{K} [\theta(t - k\Delta t) - \theta(t - k\Delta t - T)] e^{-i\omega t} \right] [\theta(t) - \theta(t - \tau)],$$

$$K = \frac{\tau}{\Delta t}, \quad T = \frac{2\pi}{\omega},$$

$$z_{p} = \frac{f_{p}}{\omega_{o}^{2} - p^{2} - i2p\mu}, \quad f_{p} = \frac{f_{m}}{\omega} \sum_{k} e^{-i(p-\omega)k\Delta t}, \quad \omega_{0}\Delta t = 2\pi, \quad \omega\Delta t = 2\pi n$$

$$(4.3.11)$$

$$z(t) = -B_{\tau} \frac{\pi}{3\gamma} \frac{\omega_{0}}{\omega} \frac{P_{m}}{P_{0}} \sin(\omega_{0}t), \quad B_{\tau} = -\sum_{k=0}^{K} e^{-\delta\omega_{o}(t-k\Delta t)} \theta(t - k\Delta t), \quad (4.3.12)$$

$$B_{\tau} \cong \frac{1}{2\pi\delta} \left[ \Phi(t) - \Phi(t - \tau) \right], \quad \Phi(t) = \theta(t) \left( 1 - e^{-\omega_{0}\delta t} \right). \quad \frac{\omega}{\omega_{0}} = n. \quad (4.3.13)$$

Характер когерентной раскачки колебаний виден на рис. 4.3.7. Используя выражения (4.3.10)–(4.3.13), находим выражение для сечения когерентного нестационарного рассеяния с преобразованием частоты из ВЧ в НЧ в виде [44, 45, 49]:

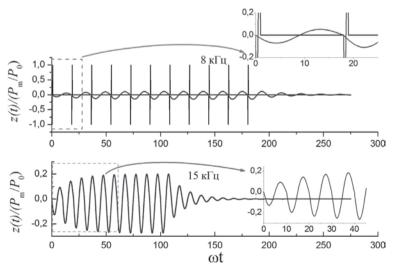
$$\sigma_{\omega_0}^{(b)}(\tau) = \frac{R_{\omega}^2 R g(R)}{2S(\omega_0, R)} F(\tau/\tau_0), \ R = R_{\omega} n.$$
 (4.3.14)

Отсюда по схеме, представленной выше, достаточно просто определить функцию распределения пузырьков  $g^{(b)}(R)$ , которую можно записать в виде [44, 49]:

$$g^{(b)}(R) = \frac{4\delta}{\pi\theta^2 c \tau R_{\omega}^2 RF(\tau/\tau_0)_{|\tau/\tau_0>1}} \frac{\left\langle \left| P_{\Sigma\omega_0} \right|^2 \right\rangle}{\left\langle \left| P_i \right|^2 \right\rangle}, \quad R = R_{\omega} n, \quad (4.3.15)$$

где  $\left\langle \left| P_{\Sigma\omega_0} \right|^2 \right\rangle$  — среднеквадратичная амплитуда давления звука, рассеянного пузырьком с трансформацией частоты.

Преимущество рассмотренного метода нестационарной когерентной акустической спектроскопии выражается в возможности весьма простой перестройки частоты для реализации акустической спектроскопии. Для традиционной схемы эхолокации характерно применение линейных излучателей, которые являются либо узкополосными и работающими на отдельных частотах, либо широкополосными и работающими в полосе частот, но маломощными и к тому же имеющими изменяющуюся характеристику направленности на различных частотах. Все это затрудняет их использование для акустической диагностики среды, для целей которой требуется сочетание противоречивых факторов – широкополосности с сохранением высокой направленности и достаточно высокой мощности излучения. Применение метода нестационарной когерентной акустической спектроскопии позволяет осуществлять простую перестройку частоты отклика пузырьков при изменении не частоты, а периода между высокочастотными импульсами, что упрощает реализацию акустической спектроскопии при



Puc.~4.3.7. Когерентные НЧ (8 и 25 к $\Gamma$ ц) колебания пузырьков при воздействии ВЧ импульсами звука на частоте накачки 150 к $\Gamma$ ц

одновременном сохранении узкой характеристики направленности в широком диапазоне частот.

#### 4.4. СПЕКТРОСКОПИЯ РЕЗОНАНСНЫХ ВКЛЮЧЕНИЙ НА ОСНОВЕ ЗАТУХАНИЯ ЗВУКА

Наряду с методами акустической спектроскопии, основанными на рассеянии звука, большую популярность имеет метод спектроскопии, основанный на аномалиях прохождения звука через область жидкости с включениями, — затухании и дисперсии скорости звука. Наиболее практичным оказался метод спектроскопии на основе затухания звука. В основу такой спектроскопии положена модель самосогласованного акустического поля в жидкости с включениями, которая позволяет получить выражение для эффективного волнового числа в виде формулы Фолди [5–8, 21, 49, 212]:

$$k_{1e}^{2} = k_{1}^{2} + 4\pi \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} f_{1}(R,\omega)g(R)dR$$
,  $N = \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} g(R)dR$ . (4.4.1)

Мнимая часть эффективного волнового числа дает величину затухания звука в виде

$$\alpha = \operatorname{Im}(k_{1e}) = \frac{2\pi}{k_1} \operatorname{Im} \left( \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} f_1(R, \omega) g(R) dR \right). \tag{4.4.2}$$

В случае монодисперсной функции распределения по размерам  $g(R) \propto \cdot \mathcal{S}(R-\overline{R}) \ \text{получаем:}$ 

$$\alpha = \frac{2\pi}{k_1} \operatorname{Im} \left( \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} f_1(R, \omega) g(R) dR \right) \underset{g(R) \propto \delta(R-\overline{R})}{\approx} \frac{3xc_1}{2\overline{R}^3 \omega} \operatorname{Im} (f_1(\overline{R}, \omega)) . \quad (4.4.3)$$

В случае полидисперсной жидкости с резонансными включениями и с монотонной функцией распределения по размерам имеем [21, 49, 65, 129, 130]:

$$\alpha = \frac{\pi^2}{\sqrt{3}} (\rho c_1^2 K)^{1/2} R_{\omega}^3 g(R_{\omega}) \approx A_{\alpha} R_{\omega}^3 g(R_{\omega}), \qquad (4.4.4)$$

где коэффициент  $A_{\alpha}$  зависит от глубины и на уровне поверхности моря для газовых пузырьков равен  $A_{\alpha} \approx 720$ , если  $\alpha$  выражается в см<sup>-1</sup>

(соответственно  $A_{\alpha} \approx 7.2$ , если  $\alpha$  — в м<sup>-1</sup>). Из формулы (4.4.4) можно получить следующее выражение для функции распределения пузырьков по размерам:

$$g(R_{\omega}) = \frac{\sqrt{3}}{\pi^2} \frac{\alpha_{\omega}}{(\rho c_1^2 K)^{1/2} R_{\omega}^3} \approx \alpha_{\omega} / A_{\alpha} R_{\omega}^3.$$
 (4.4.5)

Изменяя частоту, можно определить функцию распределения по размерам. Именно такой метод был впервые применен Л.Р. Гавриловым для изучения функции распределения пузырьков по размерам в водопроводной воде [129] и далее Г. Медвиным [250–258] в морской воде, некоторые их результаты представлены в главе 5.

#### 4.5. НЕСТАЦИОНАРНОЕ НЕЛИНЕЙНОЕ РАССЕЯНИЕ С ПРЕОБРАЗОВАНИЕМ ЧАСТОТЫ

В связи с необходимостью применения мощных акустических сигналов для увеличения дальности зондирования возникает вопрос о возможностях нелинейного стационарного и нестационарного возбуждения резонансных пузырьков и рассеяния ими падающих акустических импульсов. Вначале рассмотрим аналитическое решение задачи о нелинейном рассеянии звука пузырьком в приближении квадратичной нелинейности уравнения состояния и уравнения движения пузырька. Полагаем изменения радиуса пузырька R(t) в виде

 $R(t) = R\left[1+z^{(1)}\left(t\right)+z^{(2)}\left(t\right)\right]$ , где  $z^{(1)}(t)$  и  $z^{(2)}(t)$  описывают пульсации пузырька в первом и втором приближениях. В главе 1 было получено нелинейное уравнение (1.4.9), которое формально описывает слабо нелинейные колебания пузырька в приближении несжимаемой жидкости. В настоящем разделе учтена сжимаемость жидкости в модификации Херринга—Флинна уравнения Рэлея [19], в итоге получаем в квадратичном приближении следующие уравнения для  $z^{(1)}(t)$  и  $z^{(2)}(t)$ :

$$\ddot{z}^{(1)} + 2\mu \dot{z}^{(1)} + \omega_0^2 z^{(1)} = f(t), \quad f(t) = -\omega_0^2 \left( \tilde{P}(t) + R\dot{\tilde{P}}(t) / c \right);$$

$$\tilde{P}(t) = \frac{P_{\infty}(t)}{3\gamma P_0 \left( 1 + a_1 \alpha_{\sigma} \right)},$$
(4.5.1)

$$\ddot{z}^{(2)} + 2\mu \dot{z}^{(2)} + \omega_0^2 z^{(2)} = F^{(2)}(t), \quad \omega_0^2 = \frac{3\gamma P_0 \left(1 + a_1 \alpha_\sigma\right)}{\rho R^2}, \quad a_1 = \frac{3\gamma - 1}{3\gamma}.$$
(4.5.2)

Здесь, как и в разделе 1.4.2, введены обозначения  $\alpha_{\sigma}=2\sigma/R_0P_0$ ,  $\mu=2\eta/\rho R_0^2+\omega_0^2R_0/c$  — декремент затухания. Квадратичная возбуждающая сила  $F^{(2)}(t)$  для достаточно больших пузырьков  $R\geq R_{\sigma}$ , где  $R_{\sigma}=2\sigma/P_0$ , равна

$$F^{(2)} = -\left[ \dot{z}^{(1)} z^{(1)} + \frac{3}{2} \dot{z}^{(1)2} - 2\mu \dot{z}^{(1)} z^{(1)} - \omega_0^2 \frac{3\gamma + 1}{2} z^{(1)2} \right] + 2\frac{R_0}{c} \dot{z}^{(1)} \left[ \dot{z}^{(1)} + \omega_0^2 \frac{3\gamma + 1}{2} z^{(1)} \right]. \tag{4.5.3}$$

Находим решения методом спектрального разложения Фурье. Частотный спектр малых пульсаций пузырьков  $z_q^{\;(1)}$  определяется следующей формулой:

$$z_q^{(1)} = \frac{\omega_0^2 \left(1 - ik_q R\right)}{Q_{\omega,q}} \tilde{P} D_{q,\omega}, \quad D_{q,\omega} \left(\tau\right) = \frac{\exp\left[i\left(q - \omega\right)\tau\right] - 1}{2\pi i\left(q - \omega\right)}, \quad (4.5.4)$$

где резонансный коэффициент  $Q_{\omega_0,q}$  записывается в виде  $Q_{\omega_0,q}=\omega_0^2-q^2+2i\mu q$ . Спектр  $z_q^{~(2)}$  следует из (4.5.2) в виде  $z_q^{~(2)}=-F_q^{~(2)}/Q_{\omega_0,q}$ , где спектр силы  $F_q^{~(2)}$  определяется виртуальными источниками первого приближения из уравнения (4.5.3), в итоге имеем:

$$z_{q}^{(2)} = \frac{\omega_{0}^{4}}{Q_{\omega_{0},q}} \int_{-\infty}^{\infty} \left[ s^{2} + \frac{3}{2} (q - s) s + \tilde{\tilde{\omega}}_{0}^{2} - 2\mu i s \right] \frac{\left( 1 - i k_{q} R \right)}{Q_{\omega_{0},q-s} Q_{\omega_{0},s}} D_{q-s,\omega} D_{s,\omega} \tilde{P}^{2} ds.$$
(4.5.5)

В дальнейшем будем считать, что акустический импульс содержит достаточно большое количество периодов на частотах накачки (но не на собственной частоте пузырька). Тогда спектральная линия на накачке будет узкой и эффекты нестационарности окажутся ярко выражены только на собственной частоте пузырька [18]:

$$z_{q}^{(2)} = \frac{\omega_{0}^{4}}{Q_{\omega_{0},q}} \frac{\omega^{2} + \frac{3}{2}(q - \omega)\omega + \tilde{\tilde{\omega}}_{0}^{2} - 2\mu i\omega}{Q_{\omega_{0},q-\omega}Q_{\omega_{0},\omega}} (1 - ik_{q}R)D_{q-\omega,\omega}\tilde{P}^{2}, \quad (4.5.6)$$

$$z_{\omega_0}^{(2)}(t) = \frac{1}{2} \frac{{\omega_0}^2}{\omega^2} \frac{1}{\delta_0} e^{-i\omega_0 t} e^{-\delta t} \tilde{P}^2 \theta(t) . \tag{4.5.7}$$

Таким образом, в квадратичном приближении получены аналитические выражения, позволяющие определять переходные процессы нелинейных собственных колебаний низкочастотных пузырьков, которые проиллюстрированы на рис. 4.5.1,  $\delta$ ,  $\epsilon$ . Слева на графиках представлены функции  $Y2(T2) = R(T2)/R_0|_{T2=ot/2\pi}$ , которые в квадратичном приближении совпадают с  $z^{(2)}\left(\omega t/2\pi\right)$ . В качестве переменной по времени взято безразмерное время  $T2=\omega t/2\pi$ , которое, по существу, равно количеству периодов внешней силы. Справа на графиках — фазовые траектории в процессе раскачки колебаний, т.е. изображены функции  $Y12(Y2) \equiv \dot{Y}2(Y2)$ , где  $\dot{Y}2 = d(Y2)/d(T2)$ . Фазовые траектории колебаний на рис. 4.5.1,  $\delta$ ,  $\epsilon$  хорошо иллюстрируют два типа колебаний: вынужденные колебания на частоте 150 кГц (эллипс с наибольшей полуосью, расположенной вертикально) и затухающие колебания на частоте 15 кГц (затухающая спираль с декрементом затухания, определяемым тепловыми и радиационными потерями).

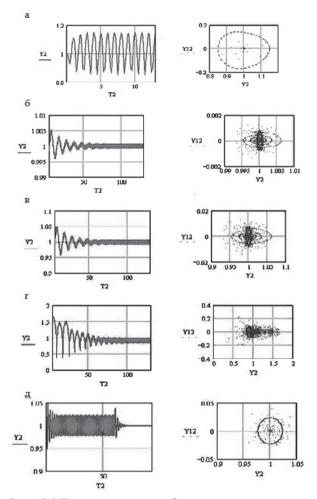
Существенное отличие от картины, полученной в квадратичном приближении, начинается при высоких амплитудах накачки. Для проведения корректного расчета потребовалось численное моделирование переходных процессов, для анализа большинства нестационарных эффектов достаточно применение уравнения Рэлея вида:

$$\rho \left[ R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 \right] + \frac{2\sigma}{R} + \frac{4\eta\dot{R}}{R} - \frac{a}{R^n} = -P_{\infty}(t) = P_{\sigma} - P_0 - P_a(t). \tag{4.5.8}$$

Содержащаяся в формуле (4.5.8) константа a определяется из условия равновесия парогазового пузырька вида  $2\sigma / R_0 - a / R_0^n = P_\sigma - P_0$ , где  $P_\sigma$  – парциальное давление пара,  $n=3\gamma$ ,  $\gamma$  – показатель политропы. В итоге константу a можно записать в виде  $a=(P_0-P_\sigma+2\sigma/R_0)R_0^n$ .

Заменой  $y = R / R_0$  уравнение (4.5.8) переписываем в более удобном виде для проведения численного моделирования [53]:

$$y\ddot{y} + \frac{3}{2}\dot{y}^2 + \delta\dot{y}/y + \Omega^2 \left[1 - \frac{1+\alpha}{y^n} + \frac{\alpha}{y}\right] = -\tilde{P}(t), \ \alpha_0 = \frac{2\sigma}{R_0 P_0},$$
 (4.5.9)



Puc.~4.5.1. Нестационарные колебания пузырьков на различных частотах, слева — функции  $Y2(T2)=R(T2)/R_0\big|_{T2=\omega t/2\pi}$ , справа — фазовые траектории  $Y12(Y2)\equiv \dot{Y}2(Y2)$ : а — нестационарная раскачка колебаний на частоте  $\omega_0=\omega=150$  к $\Gamma$ ц,  $P_m=20$  к $\Pi$ а; б, в, г — нестационарные колебания на частоте  $\omega_0=\omega/10=15$  к $\Gamma$ ц при различных амплитудах звука: б —  $P_m=20$  к $\Pi$ а, в —  $P_m=200$  к $\Pi$ а, г —  $P_m=2000$  к $\Pi$ а, нестационарная параметрическая раскачка колебаний пузырьков на половинной частоте накачки  $\omega_0=\omega/2=75$  к $\Gamma$ ц,  $P_m=20$  к $\Pi$ а

$$\Omega^{2} = \frac{P_{0}}{\rho R_{0}^{2} \omega^{2}} = \frac{3\gamma P_{0}}{\rho R_{0}^{2} \omega^{2} 3\gamma} = \frac{\omega_{0}^{2}}{\omega^{2}} \frac{1}{3\gamma}, \ P(t) = \frac{P_{m}}{\rho R_{0}^{2} \omega^{2}} e^{-i\omega t} = \Omega^{2} \frac{P_{m}}{P_{0}} e^{-i\omega t}.$$
(4.5.10)

На рис. 4.5.1,  $\varepsilon$  представлены нестационарные колебания газовых пузырьков на низкой собственной частоте пузырьков  $\omega_0 = \omega/10 = 15~$  к $\Gamma$ ц при большой амплитуде звука  $P_{_m} = 2000~$  к $\Pi$ а. Обозначения те же, что на рис. 4.5.1, б, в.

Из рисунка 4.5.1, z видно, что происходит существенное искажение гармонических колебаний  $R(t)/R_0$ , при этом фазовые траектории  $\dot{Y}2(Y2)\sim \dot{R}(R)$  показывают не только области классических аттракторов в виде эллипсов и спиралей, но также точки стохастического характера, локализованные вблизи указанных траекторий.

Весьма заманчивым было проведение анализа нестационарных эффектов при параметрическом возбуждении собственных частот на половинной частоте накачки. Эти результаты представлены на рис. 4.5.1,  $\partial$ . Видно, что происходит эффективное параметрическое возбуждение на субгармонике, при этом максимально возможная перекачка энергии звука в субгармонику возможна при длительности импульса накачки  $\tau$ , сравнимой с характерным временем установления колебаний  $\tau_0$  на частоте субгармоники [53, 96]. В этом отношении результаты, характерные для нестационарной раскачки линейных колебаний, совпадают с результатами для нелинейных колебаний.

Итак, показано, что возбужденный за счет переходных процессов сигнал на собственной частоте пузырька имеет достаточно высокую амплитуду для его регистрации в типичных экспериментальных условиях. Данный метод позволяет осуществлять акустическую спектроскопию резонансных включений в линейном и нелинейном режимах.

#### 4.6. ОЦЕНКА ХАРАКТЕРИСТИК АКУСТИЧЕСКИХ СИСТЕМ В МОРСКИХ УСЛОВИЯХ

Большое внимание при проведении исследований с применением судовых эхолотов придается вопросам калибровки. Обычно эту задачу решают с помощью стандартной цели – сферы с известным сечением рассеяния. В этом случае проводятся достаточно сложные мероприятия, связанные с подводом данной цели под днище судна.

При этом необходимо попасть в диаграмму направленности эхолота, что на практике технически представляет сложную задачу. Обычно грубая калибровка эхолота известна, но всегда требуется дополнительная проверка чувствительности, которая проводится следующим образом.

Вначале решается задача калибровки эхолота по отражению от дна. Для этой цели выбираются участки относительно ровного дна, располагающегося на небольшой глубине — не более 100 м. Методика калибровки подробно описана в отчете по 20-му рейсу НИС «Академик Александр Виноградов» (1991 г.). Используя измеренные коэффициенты отражения звука при последовательных трех отражениях от дна  $V=2P_2$  /  $P_1=3P_3$  /  $P_2$ , можно найти коэффициент A, нормированный на дистанцию r:

$$A = \frac{p_1(2h)}{V} = \frac{p_2(4h)}{V^2}$$
, или  $A = \frac{U_1(2h)}{V} = \frac{U_2(4h)}{V^2}$ , (4.6.1)

где  $U_1(2h)$  и  $U_2(4h)$  — напряжения на выходе антенны после последовательных первого и второго отражений. Используя указанную калибровку, можно определить распределение падающего поля по формуле

$$P(r) = A \frac{\exp(-\alpha r)}{r}, \qquad (4.6.2)$$

где α – коэффициент поглощения звука.

### 4.7. ОСОБЕННОСТИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ВЕРХНЕМ СЛОЕ МОРСКОЙ ВОДЫ С ПРИМЕНЕНИЕМ РАЗЛИЧНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Выше было указано на возможность использования узколучевых нелинейных параметрических излучателей для зондирования неоднородностей морской среды с высоким пространственным разрешением. Важной задачей было всестороннее изучение возможностей нелинейных акустических методов зондирования на основе измерения взаимодействия акустических импульсов с различными типами мелкомасштабных неоднородностей в параметрическом режиме. В связи

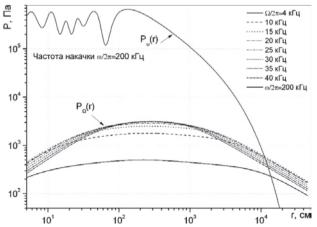
с необходимостью проведения работ с применением параметрического режима излучения были созданы и испытаны параметрические излучатели различных типов. Кратко опишем применяемые излучатели.

Наиболее часто нами применялся мощный излучатель FURUNO с частотой накачки  $200~\rm k\Gamma u$ , который способен поддержать излучение при электрической нагрузке на резонансе W $\sim$ 2 кВт. Внешний размер пьезокерамической пластины излучателя составляет  $10~\rm cm$ , так что характеристика направленности на частоте  $200~\rm k\Gamma u$  в линейном режиме составляет около  $4^\circ$ .

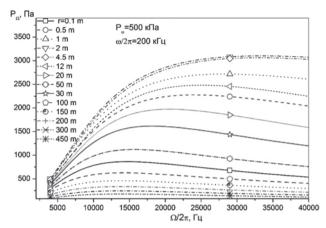
На рис. 4.7.1 представлена структура осевого распределения поля параметрического излучателя на основе данного излучателя, вычисленная для случая бигармонической накачки, когда амплитуда давления на резонансе на поверхности излучателя составляла  $\sim 6$  атм. Расчеты проводились для идеального случая чистой морской воды без  $\Phi B$ .

Из рис. 4.7.1 видно, что темп пространственного спада на низких частотах существенно меньше по сравнению с накачкой. В итоге в дальнем поле начиная с расстояния около 100 м эффективность воздействия звука на низких частотах становится преобладающей по сравнению с воздействием накачки.

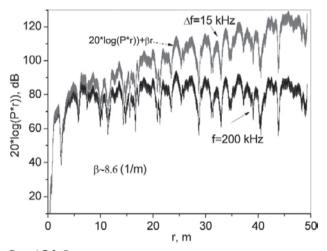
На рис. 4.7.2 представлена частотная зависимость поля параметрического излучателя, вычисленного на различных расстояниях. Из



 $Puc.\ 4.7.1.$  Структура осевого распределения поля параметрического излучателя, вычисленного на различных разностных частотах при бигармонической накачке 200 к $\Gamma$ ц



*Рис. 4.7.2.* Частотная зависимость поля параметрического излучателя, вычисленного на различных расстояниях при бигармонической накачке 200 к $\Gamma$ ц



Puc.~4.7.3. Осевое распределение давления в поле направленного (около 3 градусов) низкочастотного (15 кГц) акустического пучка, генерируемого при параметрическом взаимодействии высокочастотной накачки сигнала 200 кГц в воде с газовыми пузырьками

рис. 4.7.2 видно, что с повышением частоты эффективность параметрического преобразования увеличивается, но уже начиная с частот, составляющих примерно 0.1 от частоты накачки, увеличение резко замедляется. В итоге можно выделить наиболее перспективную область рабочих частот параметрического излучателя  $\Omega$ , составляющих примерно величину  $\Omega \sim (0.08-0.15)\omega$ , т.е. около 10 % от частоты накачки.

На рис. 4.7.3 представлено осевое распределение акустического поля для указанного излучателя, применяемого в параметрическом режиме в лабораторных условиях (в бассейне с пресной водой) с разностной частотой 15 к $\Gamma$ ц при накачке в бигармоническом режиме со средней частотой 200 к $\Gamma$ ц и амплитудой вблизи поверхности излучателя 300 к $\Pi$ а. При этом для дальнего поля были учтены сферическая

расходимость волнового фронта и поглощение звука. Для наглядности величины акустического давления на накачке и на разностной частоте даны в относительных единицах и совмещены по уровню.

Из рис. 4.7.3 видно, что в этих условиях уровень высокочастотной накачки остается примерно постоянным, в то время как вплоть до расстояния около 50 м происходит постепенный рост амплитуды волны разностной частоты.

Были также проведены экспериментальные исследования в морских условиях. На рис. 4.7.4 представлены зависимости от расстояния амплитуды волны разностной

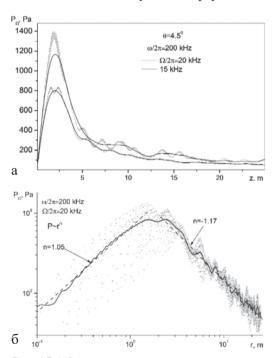


Рис. 4.7.4. Структура осевого распределения поля параметрического излучателя, измеренная на различных разностных частотах 15 и 20 кГц при накачке 200 кГц и представленная: а – в линейном масштабе, б – в двойном логарифмическом масштабе

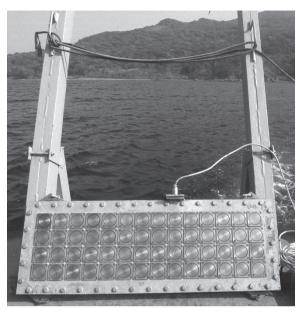


Рис. 4.7.5. Общий вид многоэлементной антенны

частоты 15 и 20 к $\Gamma$ ц при накачке в бигармоническом режиме со средней частотой 200 к $\Gamma$ ц и амплитудой вблизи поверхности излучателя 300 к $\Pi$ а.

Видно, что за счет нелинейного взаимодействия формируется пучок остронаправленного излучения на низких частотах 15 и 20 кГц с достаточно высокой амплитудой в дальнем поле, составляющем на частоте 15 кГц величину около 3–4 кПа·м. Из рис. 4.7.4,  $\delta$  видно, что на малых расстояниях справедлива аппроксимация по линейному нарастанию сигнала разностной частоты с расстоянием, что отвечает теоретическим представлениям [92, 99, 103, 104]. На расстояниях больше 2–3 м от излучателя наблюдается степенной закон спада с показателем n чуть меньше -1 (n = -1.17), что свидетельствует о существенной роли поглощения даже на столь малых расстояниях. Последнее указывает на возможную роль воздушных пузырьков в приповерхностных слоях моря в резком увеличении диссипации энергии звука.

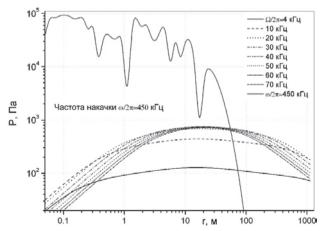
Следует особо подчеркнуть высокую концентрацию излучения на низких частотах. Характеристика направленности на частоте 15 кГц

составляет всего лишь 4.5°. Для формирования такой узкой характеристики направленности в обычном линейном режиме на частоте 15 кГц потребовался бы излучатель с апертурой не менее 1.5 м. В нашем случае такую же узкую характеристику направленности удалось достичь для излучателя с диаметром излучающей поверхности всего 18 см.

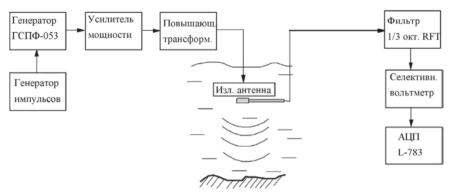
Для еще более прецизионных измерений была подготовлена высоконаправленная акустическая излучающая антенна, позволяющая реализовать параметрическое нелинейное взаимодействие в широкой полосе разностных частот. Антенна состоит из 56 элементов в виде круглого поршня с диаметром 45 мм. Все 56 элементов поделены на 4 отдельные группы, т.е. каждая группа состоит из 14 связанных параллельно между собой элементов. Общий вид антенны представлен на рис. 4.7.5.

На рис. 4.7.6 представлена структура осевого распределения поля параметрического излучателя на основе данной антенны, вычисленная для случая бигармонической накачки с суммарной мощностью излучения в импульсе 300 Вт.

Блок-схема аппаратуры при проведении экспериментов с многоэлементной антенной в параметрическом режиме излучения представлена на рис. 4.7.7.



 $Puc.\ 4.7.6.\$ Структура осевого распределения поля параметрической антенны с частотой накачки 450 к $\Gamma$ ц



*Рис. 4.7.7.* Блок-схема аппаратуры при проведении экспериментов с многоэлементной антенной в параметрическом режиме излучения

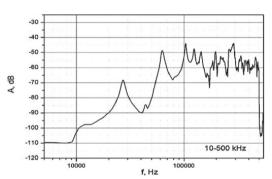


Рис. 4.7.8. Амплитудно-частотная характеристика параметрической антенны с накачкой 425 и 457 к $\Gamma$ ц и разностной частотой  $\sim$ 32 к $\Gamma$ ц

На рис. 4.7.8 представлена амплитудно-частотная характеристика параметрической антенны, измеренная в морских экспериментах с накачкой ~425 и ~457 кГц и разностной частотой ~32 кГц. Видно, что измерения на расстояниях ~10–20 м дают разность между давлением в волне накачки и волне разностной часто-

ты около 20 дБ. Сравнивая эти результаты с результатами расчетов, представленными на рис. 4.7.6, видно, что наблюдается совпадение на расстоянии около 20 м. Следует отметить, что направленность для такой антенны на разностных частотах в интервале 20–70 к $\Gamma$ ц составляет чрезвычайно малую величину около 0.4°.

Была сделана попытка использовать многоэлементную антенну в параметрическом режиме при накачке на низких частотах. На рис. 4.7.9 приведен фрагмент записи обратного рассеяния звука на разностной частоте 2 кГц при частоте накачки 25 кГц в бух. Витязь, который предположительно свидетельствует о низкочастотном про-

никновении звука в толщу осадков на глубину около 20 м при сохранении высокой направленности звукового луча с угловыми характеристиками около  $\theta_x \times \theta_y \approx 4^0 \times 11^0$ .

Следует отметить, что представленные выше экспериментальные результаты для параметрических антенн были получены в спокойных условиях моря

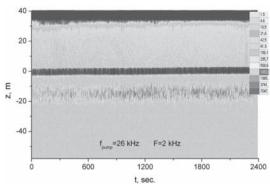


Рис. 4.7.9. Проникновение звука на частоте 2 кГц в толщу осадков при сохранении высокой направленности звукового луча

в отсутствие пузырьков. Пузырьки резко усиливают акустическую нелинейность среды и способствуют более эффективной раскачке волны разностной частоты. По существу, повышение параметра акустической нелинейности за счет пузырьков способно по оценкам на порядок увеличить уровень волны разностной частоты. Однако данный вопрос не столь детально исследован, и в будущем мы планируем подробно изучить пузырьковый механизм воздействия на эффективность параметрического взаимодействия в морской воде с пузырьками.

#### 4.8. МЕТОД НЕЛИНЕЙНОГО РАССЕЯНИЯ ЗВУКА НА ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКАХ

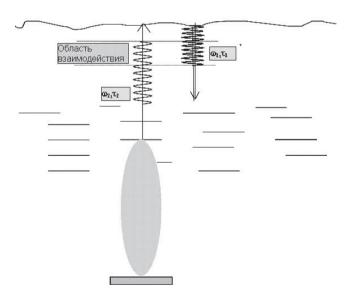
Суть метода нелинейного рассеяния звука на встречных пучках заключается в следующем [49, 51, 154]. Пусть излучаются акустические импульсы на различных частотах  $\omega_1$  и  $\omega_2$  одним и тем же излучателем с некоторой глубины в сторону поверхности моря. Схема эксперимента показана на рис. 4.8.1.

Импульс длительности  $\tau_1$  с частотой  $\omega_1$  отражается от поверхности моря и взаимодействует с прямым импульсом длительности  $\tau_2$  с частотой  $\omega_2$ , который излучается через определеннное время  $\Delta t$ . При

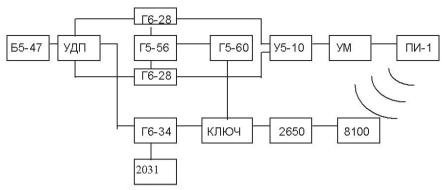
 $\Delta t = 0$  взаимодействие между прямым и отраженным импульсами осуществляется на глубинах с  $z_{\min} = c \tau_2 / 2$  до  $z_{\max} = c \tau_1 / 2$ . При  $\Delta t \neq 0$  величина  $z_{\min}$  изменяется и равна  $z_{\min} = c \left( \Delta t + \tau_2 \right) / 2$ . Таким образом, можно исследовать нелинейное взаимодействие на различных глубинах.

При излучении акустических импульсов одновременно, без какой-либо задержки даже на длину импульса  $\tau_1$ , можно реализовать обычный метод параметрического излучения бигармонических сигналов с целью изучения рассеяния звука на разностных частотах от различных слоев в толще морской воды.

Предложенный метод был реализован в натурных морских условиях. Эксперимент проводился в Японском море [52]. Применялся излучатель с частотой накачки 150 к $\Gamma$ ц и уровнем излучения  $P_m=10^5$  Па×м. Излучатель располагался на глубине 15 м, при этом излучение осуществлялось вверх, в сторону морской поверхности, как это показано на рис. 4.8.1. Разностная частота составляла величину 16 к $\Gamma$ ц. Применялись импульсы различной длительности, которые могли следовать в различной последовательности: следом друг



Puc. 4.8.1. Схема эксперимента рассеяния звука на встречных пучках



Puc. 4.8.2. Блок-схема тракта излучения и приема звука при рассеянии на встречных пучках

за другом, с временной задержкой между "хвостом" предыдущего и "головой" последующего, а также одновременно. Длительность импульсов  $\tau_1$  и  $\tau_2$  изменялась от 1 до 10 мс.

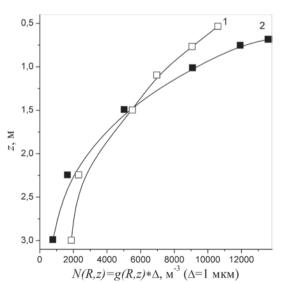
Блок-схема на базе широко распространенной типовой аппаратуры, предназначенной для излучения и приема акустических сигналов, представлена на рис. 4.8.2. Схема позволяет формировать пару импульсов, задержанных друг относительно друга на время от 0 до 1 с. Длительность импульсов и время задержки задается для каждого импульса отдельно двухканальным импульсным генератором Г5-56. Генераторы Г6-28 формируют радиоимпульсы, которые подаются на суммирующий усилитель У5-10. Частоты заполнения радиоимпульсов задаются источником постоянного напряжения Б5-47 через устройство, формирующее два напряжения противоположной полярности. Эти напряжения вызывают смещение генерируемых частот генераторов Г6-28 относительно начального значения, равного частоте накачки и резонансу излучателя. Импульсы усиливаются усилителем мощности УМ и излучаются пьезокерамическим излучателем ПИ-1.

Тракт приема состоит из гидрофона 8100 и усилителя 2650 фирмы «Брюль и Кьер», электронного ключа, гетеродина на базе генератора Г6-34, анализатора спектра 2031 той же фирмы. Генератор Г5-60 задает время работы ключа, который отключает тракт приема на время воздействия мощных импульсов посылки. Гетеродин управляется постоянным напряжением источника Б5-47. При изменении разностной частоты генераторов Г6-28 гетеродин изменяет частоту гетеро-

динирования так, чтобы полезный сигнал оставался в той же части спектра анализатора.

Теоретическую основу нелинейного рассеяния звука на резонансных включениях в море типа газовых приповерхностных пузырьков составляют работы [106, 119, 235, 243, 244, 267]. Выше, в разделе 2.3, было показано, что для задач акустической спектроскопии метод нелинейного рассеяния в традиционной форме может быть непригоден в случае монотонной функции распределения пузырьков по размерам g(R). Только применение нестационарного нелинейного рассеяния позволяет надеяться на реализацию акустической спектроскопии в широком масштабе размеров [49, 154].

На рис. 4.8.3 представлены результаты различных измерений распределения пузырьков по глубине вблизи поверхности моря (данные вдоль кривых 1 и 2 ). Плавными кривыми 1 и 2 представлены аппроксимирующие распределения концентрации пузырьков N(z) с глубиной z в соответствии с экспоненциальным законом спада  $N(z) = N_0 exp(z/z_0)$ , где  $z_0$  — характерная толщина верхнего слоя морской воды, содержащей газовые пузырьки. Первая кривая соответствует значениям  $N_0 = 3 \times 10^4$  м<sup>-3</sup> и  $z_0 = 0.8$  м, а вторая — значе-



*Puc. 4.8.3.* Распределение пузырьков в верхнем слое морской воды

ниям  $N_0=1,3\times 10^4~{\rm M}^{-3}~{\rm u}$   $z_0=1.4~{\rm m}$ . Значения  $N_0$  и  $z_0$  соответствуют представленным в разделе 4.4 характерным значениям концентрации пузырькового слоя для тех же условий морской поверхности (волнение около 2—3 баллов, скорость ветра 6—8 м/с) [49, 52, 154].

Анализ результатов рис. 4.8.3 показывает, что измеренные концентрации N(z) соответствуют пузырькам, резо-

нансным на частотах накачки в интервале размеров, равном 1 мкм. При этом установлено, что отсутствует какая-либо зависимость от длительности импульсов в исследуемом диапазоне частот и длительностей импульсов. Иными словами, оказалось, что вплоть до резонансных на частоте 150 кГц размеров  $R_{\infty} \approx 20$  мкм функция g(R) является монотонно возрастающей при уменьшении размеров R. Последний результат как качественно, так и количественно совпадает с результатами, полученными с помощью нестационарного линейного рассеяния по другой методике с применением параметрических излучателей [45, 49].

В заключение раздела следует отметить, что данный метод может быть применен для исследования структуры пузырьков в газовых факелах, формирующихся столбами пузырьков, поднимающихся в воде после их просачивания через толщу донных осадков в воду. Единственное отличие от рассмотренного выше метода — направление излучения. Здесь оно будет традиционным для эхолотов, т. е. направлено вертикально вниз в сторону поверхности донных осадков.

Глава 5

## АКУСТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ПУЗЫРЬКОВ В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ МОРЯ

Измерение концентрации пузырьков и их распределение по размерам проводилось различными методами, в основном оптическими и акустическими, и результаты представлены в большом количестве статей. В разделе 5.1 обсуждаются работы различных авторов, на наш взгляд, наиболее характерные с точки зрения экспериментальных результатов и методики проведения эксперимента. Затем в данной главе показаны экспериментальные методы и представлены результаты по распределению пузырьков в морской воде, полученные методами нестационарной акустической спектроскопии, теоретические основы которой представлены в главах 1 и 2.

### 5.1. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПУЗЫРЬКОВ ПО РАЗМЕРАМ В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ МОРЯ (РЕЗУЛЬТАТЫ РАЗЛИЧНЫХ АВТОРОВ)

По-видимому, одной из первых следует считать работу Д. Бланшара и А. Вудкока [169], в которой была сделана попытка оптическим методом оценить концентрацию и размеры пузырьков в слое морской воды на глубине  $\sim \! \! 10\,$  см, образованных при обрушении ветровых волн. Согласно их результатам, концентрация пузырьков в таком слое составляла  $300-1000\,$  пуз./м³, причем значения радиусов R пузырьков лежали в интервале  $R=0.01-0.02\,$  см. Ими же была сделана попытка исследовать процесс образования пузырьков в морской воде во время дождя и снегопада.

Оптические методы использовались также в работах В.П. Глотова, Г.Г. Неуймина, П.А. Колобаева [66, 84, 85]. В работе [66] был предложен и использован улавливатель пузырьков для фотографирования их через микроскоп в процессе генерации искусственным ветром в

лабораторном бассейне. В дальнейшем в работе [84] этот метод был использован для изучения распределения пузырьков по размерам в условиях открытого океана в зависимости от глубины и скорости ветра (вплоть до 13 м/с). В работе П.А. Колобаева [84] было установлено, что глубина, на которую проникают пузырьки, зависит от степени ветрового волнения и при значительном ветровом волнении может достигать нескольких десятков метров. Вместе с тем было показано, что при скорости меньше 13 м/с большинство пузырьков располагается на глубине 1,5–8 м, причем функция распределения количества пузырьков по радиусам g(R) имеет резко выраженный максимум при  $R=7\times10^{-3}$  см, так что количество пузырьков с радиусами  $R<3\times10^{-3}$  см пренебрежимо мало.

В работе Б. Джонсона и Р. Кука [271] также использовалось фотографирование пузырьков для установления вида функции распределения g(R), причем в отличие от работ В.П. Глотова и др. [66] и П.А. Колобаева [84] Джонсон и Кук использовали погружаемый зонд с фотокамерой для получения данных непосредственно в точке погружения. Таким образом, метод работы [271] был избавлен от существенного недостатка работ [66, 84] — возможности растворения или частичной коалесценции пузырьков в процессе транспортировки улавливателя пузырьков из моря к месту фотографирования. Согласно работе [271] пузырьки регистрировались вплоть до глубины 4 м при скорости ветра 8-13 м/с, причем наименьший радиус регистрируемых пузырьков составлял  $1.7 \times 10^{-3}$  см, функция распределения имела максимум, располагающийся при  $R = (4-5) \times 10^{-3}$  см, т. е. при радиусах меньших, чем в работе Колобаева [84]. Количество пузырьков резко уменьшалось при изменении радиуса ниже значения  $4 \times 10^{-3}$  см.

Более точные результаты были получены в работах [245, 246, 270, 290] с применением методики по изучению рассеяния света на микронеоднородностях воды и, в частности, по измерению индикатрисы рассеяния света на различных углах. В качественном отношении результаты работ [246, 290] сходны с таковыми [271], однако в этих работах показано, что максимум функции g(R) располагается при гораздо меньших радиусах  $R \sim 20{\text -}30$  мкм.

Другим направлением в развитии экспериментальных методов исследования распределения пузырьков по размерам является акустический метод, основанный на измерениях либо избыточного резо-

нансного затухания звука в воде с пузырьками [65, 170, 171, 250–261], либо уровня рассеяния звука [9–13, 21, 23, 154, 187, 190, 193, 196, 205–208, 253, 291, 300, 306–308]. Метод обратного рассеяния звука использовался в работах [193, 206–208, 293–301] также и для исследования пространственного распределения пузырьков и их влияния на интенсивность рассеяния звука.

Следует отметить, что в классических работах Г. Медвина [250—258] не было обнаружено максимума функции распределения пузырьков по размерам g(R) в воде вплоть до радиусов  $R \sim 2 \times 10^{-3}$  см. Функция распределения g(R) монотонно возрастала при уменьшении радиуса по степенному закону  $g(R) \sim R^{-n}$  с показателем n=2-4. При этом для больших пузырьков  $R > 8 \times 10^{-3}$  см функция g(R) имела степенную зависимость с показателем n=2-3, а для маленьких пузырьков  $R < 8 \times 10^{-3}$  см — с показателем n=4 [250–258]. Указанные результаты находятся в явном противоречии с результатами работ [66, 84, 85, 231, 232, 246, 290], основанными на фотооптических методах регистрации пузырьков.

В последующие годы появились работы, в которых показано, что акустические методы, основанные на рассеянии звука, также выявляют наличие максимума функции распределения [206–210], однако величина R, соответствующая максимуму функции g(R), весьма мала и составляет для типичных океанических условий  $R \sim 10$  мкм и меньше.

Отметим, что эксперименты по определению g(R) для пресной воды в лабораторных условиях, проводимые в Институте гидродинамики СО РАН под руководством В.К. Кедринского [33, 34], также выявили наличие максимума, но расположенного значительно ниже — при R < 1 мкм. В связи с последним следует отметить работу Б. Джонсона и Р. Кука [232], в которой также показано наличие в любой отстоявшейся воде микроскопических пузырьков указанных микроскопических размеров, стабилизированных от растворения различными примесями, адсорбированными на их поверхности.

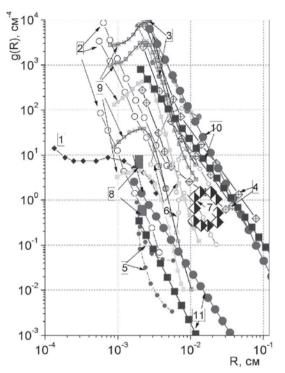
Необходимо отметить, что типичные акустические методы являются косвенными и основаны на определенных предположениях о характере динамики пузырьков в поле звуковой волны. Главное предположение, лежащее в основе методов работ [9–13, 21, 23, 154, 187, 190, 193, 196, 205–208, 253, 291, 300, 306–308], заключалось в изби-

рательности затухания и рассеяния звука резонасными пузырьками. В связи с последним представлялось важным рассмотреть различные модели динамики пузырьков и установить их связь с характером рассеяния и затухания звука не только в области резонанса пузырьков, но также и в нерезонансной области. Имеются также работы зарубежных авторов [189, 190], в которых показано важное значение вклада нерезонансного фона в общее рассеяние звука.

Кроме косвенных акустических методов в начале 1980-х гг. появились до определенной степени прямые акустические методы исследования функции распределения пузырьков по размерам [81, 97, 106, 119, 244, 261, 267], основанные на измерении количества пузырьков, пересекающих выделенную зону нелинейного взаимодействия звуковых пучков. Согласно результатам работы [119] функция распределения g(R) в области малых радиусов пузырьков является монотонно возрастающей при уменьшении R, что, подобно работам [12, 196, 250–258], находится в явном противоречии с работами [66, 84, 85, 231, 232, 246, 290]. К сожалению, метод, использованный в работах [81, 97, 119], из-за резкого увеличения размеров системы затрудняет его применение в области достаточно низких частот и таким образом не позволяет исследовать функцию распределения пузырьков в области больших значений радиусов.

В качестве иллюстрации на рис. 5.1.1 представлены в обобщенном виде некоторые результаты измерения концентрации и распределения по размерам пузырьков в море, полученные различными авторами, указанными выше.

Эти результаты являются наиболее типичными, констатирующими лишь вид функции g(R) и ее пространственную зависимость. Причины, вызывающие появление пузырьков на определенных глубинах, их зависимости от скорости ветра и поверхностного волнения в настоящее время практически не исследованы. Следует, однако, упомянуть ряд работ, в которых делается попытка разобраться в указанном вопросе. Так, Г. Гарретсон в работе [219] предложил модель, основанную на решении кинетического уравнения для функции распределения пузырьков с учетом турбулентного движения в верхнем слое океана, механизмов генерации пузырьков при обрушении поверхностных волн и их исчезновения за счет всплытия и растворения. Дальнейшее развитие теория Гарретсона получила в работах [218, 296–301]. Одна-



 $Puc.\ 5.1.1.$  Результаты измерения концентрации и распределения по размерам пузырьков в море, полученные различными авторами: 1-[283]; 2-[65]; 3-[196, 247]; 4-[250-258]; 5-[119]; 6-[84, 85, 231]; 7-[169]; 8-[106, 263]; 9-результаты для глубин 0.5, 1.1, 2.7, 4.9, 7.3 м [205, 306, 307]; 10, 11-наши результаты, полученные в Тихом океане (субарктические и субтропические воды) для глубин 5 и 10 м [12, 13, 21, 144, 154]

ко анализ на основе развитых в [296] моделей в настоящее время затруднен «многозначностью» экспериментального материала о виде функции g(R) и ее пространственной и временной изменчивости в связи с характером поверхностного волнения, скоростью ветра.

Наибольший успех в данном направлении был достигнут при использовании идей самоподобия и наличия инерционного интервала в процессе формирования равновесного спектра размеров зырьков, аналогично тому, как это было сделано в теории локально-изотропной турбулентности. Речь идет о модели Фармера-Гаррета, опубликованной в 2000 г. [218]. Суть заключается в следу-

ющем. Спектр пузырьков в морской воде определяется процессами обрушения, коалесценции, растворения, вертикального движения пузырьков под действием сил плавучести и турбулентного перемешивания. Д. Фармер и К. Гаррет предложили простую модель, предсказывающую образование равновесного спектра пузырьков, которая согласуется с экспериментом. Впервые Дж. Хинц [227] вслед за А.Н. Колмогоровым [83] указал на то, что при больших числах Рейнольдса

 ${
m Re} \sim v \, / \, Rv$  пузырьки, как и капли, рассмотренные Колмогоровым, могут дробиться до малых размеров. Это происходит всякий раз, когда возмущение давления на поверхности пузырьков из-за инерционных сил  $P_{in} \sim \rho v^2$  станет больше капиллярного давления  $P_{\sigma} \sim 2\sigma \, / \, R$ . По существу, речь идет о наличии критического числа Вебера

$$We_c \sim (\rho v^2 / \sigma) R_c. \tag{5.1.1}$$

При  $W > We_c$  преобладает дробление, при  $W < We_c$  имеется стабилизация сферической формы пузырька за счет поверхностного натяжения. В турбулизированном потоке, в котором дробятся пузырьки, имеется распределение скоростей, отвечающее инерционному интервалу локально-изотропной модели турбулентности, т.е.

$$v^2 \sim R^{2/3} \varepsilon^{2/3}$$
, (5.1.2)

где ε – скорость диссипации энергии. Отсюда следует:

$$We \sim (\rho / \sigma) R^{5/3} \varepsilon^{2/3}. \tag{5.1.3}$$

В итоге вслед за Дж. Хинцем был получен минимальный порог радиуса пузырьков, которые еще способны дробиться, в виде

$$R_c \sim C(\sigma / \rho)^{3/5} \varepsilon^{-2/5}$$
, (5.1.4)

где  $C=We_c^{3/5}$ . Следует отметить, что одновременно с (5.1.1) должно быть выполнено условие больших чисел Рейнольдса Re>1. Учитывая выражение для Re и оценку скорости  $\mathbf{v}\sim R^{1/3}\varepsilon^{1/3}$ , получаем внутренний масштаб

$$R_K \sim v^{3/4} \varepsilon^{-1/4}. \tag{5.1.5}$$

Следующий шаг в модели Фармера—Гаррета заключается в том, что функция распределения пузырьков по размерам, формирующаяся при обрушении волн, пропорциональна скорости передачи газа из атмосферы, размерность которой [Q]=1/T. Функция распределения по размерам g(R) имеет размерность  $L^4$ . В качестве определяющих параметров наряду с Q следует ввести также  $\varepsilon$  и R. В результате было получено следующее выражение:

$$g(R) = Q\varepsilon^{-1/3}R^{-10/3},$$
 (5.1.6)

которое свидетельствует о наличии в инерционном интервале равновесного степенного распределения пузырьков по размерам

 $g(R) = AR^{-n}$  с показателем степени  $n = 10/3 \approx 3.3$ .

В силу важности полученного универсального распределения (5.1.6) рассмотрим другие механизмы, приводящие к (5.1.6). Распределение по размерам (5.1.6) может быть получено из более детализированного механизма дробления пузырьков. Пузырек дробится в турбулизированном потоке под действием скорости  $\mathbf{v} \sim R^{1/3} \varepsilon^{1/3}$  на характерном расстоянии R. Время дробления пузырька можно оценить в виде  $\tau \sim R \, / \, \mathbf{v} \sim R^{2/3} \varepsilon^{-1/3}$ . Если пузырек дробится на m частей, то образующиеся пузырьки будут иметь меньший размер, равный  $R_m \sim Rm^{-1/3}$ , что приводит к уменьшенному времени дробления каждого из образующихся меньших пузырьков радиуса  $R_m$ :  $\tau_m \sim (Rm^{-1/3})^{2/3} \varepsilon^{-1/3} = m^{-2/9} \tau$ . Задавая это уменьшенное время, в итоге получаем коэффициент размножения пузырьков, равный  $m \times m^{-2/9} = m^{7/9}$ , который указывает на то, что на единицу интервала уменьшенных радиусов  $R_m \sim Rm^{-1/3}$  приходится  $m^{7/9}$  пузырьков. Отсюда следует:  $g(R_m) = m^{1/3} m^{7/9} g(R) = m^{10/9} g(R)$ , что дает  $g(R) \sim R^{-10/3}$ , т.е формулу типа (5.1.6).

Следует отметить простой вывод, который можно получить из кинетического уравнения, применяемого Г. Гарретсоном [219]. Он заключается в том, что в инерционном интервале функция источника  $\partial \left[ \mathbf{v} R^3 g(R) \right] / \partial R$  должна быть равна нулю:

$$\partial \left[ vR^3 g(R) \right] / \partial R = 0,$$
 (5.1.7)

отсюда следует v $R^3g(R)=constpprox Q$  . Учитывая, что v  $\sim R^{1/3} \varepsilon^{1/3}$  , получаем

$$g(R) = Q\varepsilon^{-1/3}R^{-10/3}$$
 (5.1.8)

Таким образом, представленные оценки указывают на существование в некотором инерционном интервале размеров пузырьков равновесного распределения по размерам (5.1.8), которое отвечает степенной зависимости (5.1.6) с показателем степени  $n \approx 3.3$ .

# 5.2. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПУЗЫРЬКОВ ПО РАЗМЕРАМ В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ МОРЯ, ПОЛУЧЕННЫЕ С ПРИМЕНЕНИЕМ НЕСТАЦИОНАРНОГО РАССЕЯНИЯ ЗВУКА

Обзор данных по распределению пузырьков по размерам, представленный в разделе 5.1, позволяет утверждать, что наряду с четко определенными общими закономерностями существует достаточно неоднозначная информация о конкретных функциях распределения пузырьков по размерам применительно к различным районам океана и различным глубинам. То же самое относится к их суммарной концентрации в зависимости от поверхностного волнения, силы ветра и других факторов. Следует обратить внимание также на то, что большинство методов определения пузырьков в морской воде и связанного с ним рассеяния звука являются по существу локальными и не позволяют регистрировать пузырьки в больших объемах водной массы на значительных расстояниях от наблюдателя. Для решения перечисленных задач представляется возможным применение акустических параметрических излучателей, для которых характерна высокая направленность в широком диапазоне изменения рабочей частоты.

На рис. 5.2.1 представлены типичные функции распределения газовых пузырьков по размерам в приповерхностных слоях Тихого океана на глубинах 5 и 10 м, полученные методом нестационарного рассеяния звука с применением параметрических излучателей [12, 13, 144]. В качестве сравнения здесь же представлены данные Д. Фармера [205, 206, 306], полученные им в Тихом океане примерно в сходных условиях с применением традиционного метода линейного стационарного рассеяния звука на различных частотах, измеряемых различными акустическими антеннами (сонарами), установленными на автономной подводной системе.

Из рис. 5.2.1 видно, что наши результаты и результаты Фармера примерно совпадают в области пересечения полученых данных в интервале от 0.002 до 0.01 см. Фармером получены данные для функции распределения пузырьков в диапазоне размеров ниже 0.002 см — диапазоне размеров, интригующем всех причастных к данной проблеме исследователей в связи с положением максимума функции распределения по размерам. Из рис. 5.2.1 видно, что данные Фарме-

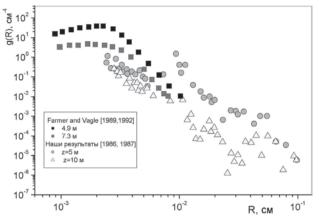


Рис. 5.2.1. Функция распределения газовых пузырьков по размерам в приповерхностных слоях Тихого океана на различных глубинах (результаты Фармера [205, 206, 306] и наши результаты [12, 13, 144])

ра показывают наличие максимума в интервале от 0.001 до 0.002 см. Наши результаты соответствуют большим размерам пузырьков — диапазону, который оказался недоступен для традиционных линейных акустических методов изучения распределения пузырьков по размерам. Видно, что с увеличением размера несколько уменьшается показатель степени в степенном законе  $g(R) \sim R^{-n}$  с показателя  $n \sim 5$ , типичного для результатов Фармера, до показателя  $n \sim 3-4.5$ , типичного для наших результатов в диапазоне размеров выше 0.01 см. Последнее частично согласуется с цитировавшимися выше в разделе 5.1 результатами Медвина, для которых характерна величина показателя n = 2-4. Тем не менее следует все же отметить отличие полученных нами результатов — они занимают некоторое промежуточное положение по отношению к результатам Медвина и Фармера.

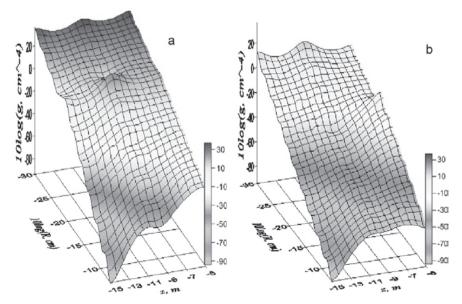
На рис. 5.2.2 представлены типичные усредненные функции распределения газовых пузырьков по размерам в субарктических и субтропических поверхностных слоях Тихого океана, полученные указанным выше методом нестационарного рассеяния звука с применением параметрических излучателей [154].

Видно, что в интервале размеров от 0.1 см до 0.002 см функцию распределенния по размерам можно аппроксимировать степенной

функцией вида  $g(R,z) = Ae^{-z/L}R^{-n(z)}$ , где показатель степени n(z) зависит от глубины и его типичные значения заключены в пределах:  $n(z) \sim 3.2-4.5\,$  для субтропических вод и  $n(z) \sim 3.9-5.3\,$  для субарктических вод на глубинах от 5 до 15 м. По данным Фармера с сотрудниками [205–208, 306], можно определить показатель степенного спада при больших размерах в виде  $n(z) \sim 4.9-5.7\,$  на глубинах от 0.5 до 7.3 м.

Как видно из рис. 5.2.2, максимальная глубина проникновения пузырьков составляет около 15 м при скорости ветра U < 11 м/с. Толщина приповерхностного слоя пузырьков L зависит от состояния поверхности моря, и ее зависимость от скорости ветра можно приближенно записать в виде:  $L \approx A_L U_{10}^{2,5}$ , где  $A_L \approx (2 \div 4) \cdot 10^{-3}$  м<sup>-1.5</sup>с<sup>2.5</sup>, при этом L выражается в метрах, скорость  $U_{10}$  на высоте 10 м — в м/с. Как правило, толщина основного приповерхностного слоя пузырьков практически не превышает 15 м для типичных океанических условий.

Обращаясь к формуле для равновесного распределения по размерам, которое определяется степенной зависимостью (5.1.6) с пока-



*Рис.* 5.2.2. Усредненная функция распределения газовых пузырьков по размерам в северо-западной части Тихого океана: a-b субарктических водах, b-b субтропических водах

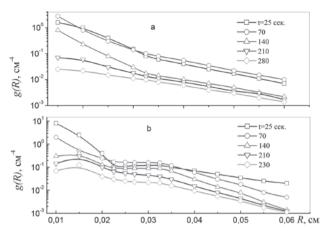
зателем степени  $n \approx 3.3$ , можно заключить, что такого типа равновесное распределение по размерам достигается в целом ряде случаев. В приведенных выше экспериментальных результатах это относится к субтропическим водам, где было получено, что  $n(z) \sim 3.2-4.5$ . В других же случаях следует отметить, что распределение по размерам, по-видимому, далеко от равновесия и существуют дополнительные механизмы, приводящие к большему наклону степенной зависимости  $-n(z) \sim 4.9-5.7$  по данным Фармера [306] и  $n(z) \sim 3.9-5.3$  для субарктических вод по нашим данным [12, 13, 144, 154].

# 5.3. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПУЗЫРЬКОВ ПО РАЗМЕРАМ В ВОЗМУЩЕННЫХ СЛОЯХ МОРСКОЙ ВОДЫ (КИЛЬВАТЕРНЫЙ СЛЕД, ПОВЕРХНОСТНОЕ ВОЛНЕНИЕ)

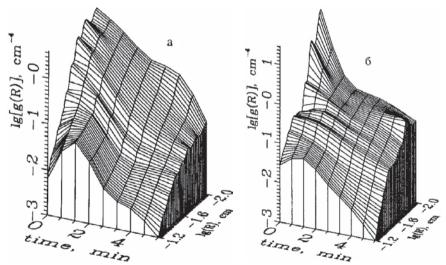
Представляло интерес исследовать эволюцию распределения пузырьков в возмущенной морской воде к типичному распределению в невозмущенном море. Для этого были проведены эксперименты по измерению g(R) в кильватерном следе за небольшими катерами различных типов — с одним и двумя винтами. Результаты были получены двумя способами: при проведении измерений на просвет — по избыточному затуханию звука, вызванному наличием пузырьков в следе, и по обратному рассеянию звука (в режиме эхолокации) от следа [21, 49]. На рис. 5.3.1 представлены зависимости g(R) в воде на глубине z=2.5 м в различные моменты времени после прохождения катеров. На рис. 5.3.2 представлена 3-мерная картина эволюции g(R,t) в возмущенном приповерхностном слое морской воды после прохождения катеров [21, 49].

Из рис. 5.3.1, 5.3.2 видно, что характерное время жизни возмущения, регистрируемое указанным способом, составляет примерно 4–5 минут. По истечении этого времени можно считать распределение пузырьков равновесным, отвечающим невозмущенным условиям моря.

Из рис. 5.3.1, 5.3.2 видно также, что с течением времени после прохождения катера в кильватерном следе происходит сложная эволюция функции распределения пузырьков по размерам. Наблюда-



*Рис.* 5.3.1. Зависимости g(R) в воде на глубине z=2.5 м в различные моменты времени после прохождения катеров: a-c одним винтом; b-c двумя винтами



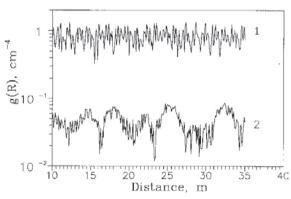
*Puc.* 5.3.2. 3-мерная картина g(R,t) в воде на глубине z=2.5 м после прохождения катеров: a-c одним винтом; b-c двумя винтами

ются эффекты как первоначального увеличения концентрации пузырьков и только затем — эффекты резкого спада (при больших R), так и равномерного спада в течение всего времени эволюции следа (при малых R).

Большое влияние на изменчивость структуры приповерхностного пузырькового слоя оказывает поверхностное волнение, вызванное, как правило, ветровыми напряжениями. В качестве примера на рис. 5.3.3 показано горизонтальное изменение концентрации пузырьков с различными радиусами в приповерхностном слое моря, полученное при горизонтальном зондировании с применением параметрических остронаправленных излучателей. Измерения проводились с борта судна, находящегося в дрейфе в шельфовой зоне моря с глубиной около 30 м.

Из рис. 5.3.3 видно, что характер горизонтального распределения пузырьков для различных радиусов резко отличается. Видно, что пузырьки малых размеров  $R=1.6\times10^{-2}$  см практически однородно распределены по горизонту, а пузырьки больших размеров обнаруживают горизонтальную изменчивость.

Последнее обстоятельство было обнаружено ранее С. Торпом [295, 298–300], а также Г. Крауфордом и Д. Фармером [193] при их исследованиях в океане с помощью гидролокаторов, излучающих сигналы снизу вверх. Такую изменчивость они связывали с наличием распределенных в приповерхностном слое моря облаков пузырьков, генерируемых при обрушении поверхностных волн и захваченных ленгмюровской циркуляцией в ячейки Ленгмюра. Теория, предложенная Торпом [294], качественно согласуется с этими экспериментальными результатами. Следует подчеркнуть, что согласно данным на

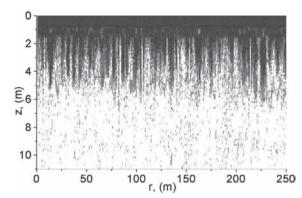


*Рис.* 5.3.3. Горизонтальное изменение концентрации пузырьков с различными радиусами в приповерхностном слое моря

рис. 5.3.3 структура пелены пузырьков, образуемых ветровыми волнами, резко отличаться на различных частотах. Такое обстоятельство связано с эффектом перестройки спектра размеров пузырьков [295-298] после обрушения волн, с одной стороны, за счет всплытия пузырьков,

а с другой — за счет их растворения.

Аналогичная картина наблюдается при зондировании с движущегося судна, при этом излучатель расположен вблизи поверхности на глубине около 30–50 см, излучение направлено вертикально вниз. Таким образом, пространственное распределение пузырьков ис-



Puc.~5.3.4. Акустическое рассеяние от пузырьков в приповерхностном слое моря, частота 150 кГц, R=20 мкм, скорость ветра  $8\!-\!10$  м/с

следовали при вертикальном зондировании за счет горизонтального сканирования с движущегося судна.

На рис. 5.3.4 показана типичная структура приповерхностного слоя пузырьков с размерами 20 мкм, имеющая существенно анизотропный характер. Сквозь нижнюю границу пузырькового слоя слабо просвечивает слой планктона, который участвует в волновом движении. Появление протяженных в глубину структур связано с модуляцией пузырькового слоя поверхностными гравитационными волнами и сложными механизмами вовлечения пузырьков в орбитальные движения в волне и их постепенного транспортирования в толщу воды.

Следует отметить, что при работах на шельфе значительный теоретический и практический интерес в целом представляют результаты исследования рассеяния звука на приповерхностных структурах, где наблюдается их большое разнообразие и сильная изменчивость во времени и пространстве. Так, в качестве примера на рис. 5.3.5 представлена типичная структура приповерхностного слоя пузырьков, полученная в осенний период в заливе Петра Великого при скорости ветра, меняющейся от значения  $4-5\,\mathrm{m/c}$  в начале трассы до значения около  $12-15\,\mathrm{m/c}$  в конце трассы за время около  $25\,\mathrm{muhyt}$  [21]. Здесь представлена структура пузырьков с большими размерами  $R\approx0.04\,\mathrm{cm}$ , соответствующими резонансной частоте  $8\,\mathrm{k\Gamma}$ ц, зондирование пу-

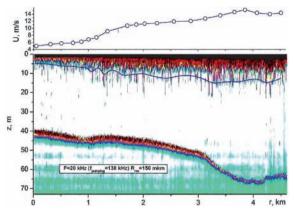


Рис. 5.3.5. Типичная структура приповерхностного слоя пузырьков размером 0.04 см, полученная с применением остронаправленного параметрического излучателя

зырьков осуществляли с применением остронаправленного параметрического излучателя.

Из рис. 5.3.5 видно, насколько сильно увеличивается толщина приповерхностного слоя пузырьков за относительно короткое время около 25 минут начиная с величины около 5—6 м до величины более 20 м. Таким об-

разом, толщина приповерхностного слоя пузырьков может быть сравнима с глубиной мелкого моря, и в этом случае необходимо учитывать влияние пузырьков на гидрофизические характеристики всей толщи слоя мелкого моря [21, 57, 58].

На рис. 5.3.5 следует обратить внимание на отсутствие донной реверберации, типичной при использовании обычных линейных излучателей. Последнее обстоятельство объясняется отсутствием боковых лепестков в диаграмме направленности параметрической антенны. Видно, что отсутствие боковых лепестков в диаграмме направленности позволяет зарегистрировать отраженный сигнал от дна длительностью, примерно равной задающему импульсу без дополнительной донной реверберации, характерной для обычного линейного излучателя. Это полезное свойство особенно важно при поиске донных объектов или объектов, расположенных вблизи дна. Для обычных излучателей дополнительный фон рассеяния, связанный с реверберацией от дна по боковым лепесткам излучения на той же самой частоте, резко ухудшает соотношение сигнал—помеха. Для параметрических излучателей помехозащищенность резко возрастает.

Из рис. 5.3.4 и 5.3.5 видно, что в зависимости от расстояния рассеяние звука носит квазипериодический характер. Характерный период примерно совпадает с длиной поверхностных волн, так что из

рис. 5.3.4, 5.3.5, по существу, можно видеть пространственную структуру распределения пузырьков, модулированных поверхностными гравитационными волнами. Указанное обстоятельство многократно проверялось, и динамика приповерхностного слоя подробно была исследована в работах Фармера начиная с уже цитированной работы Крауфорда и Фармера [193]. В частности, из рис. 5.3.4, 5.3.5 можно видеть существенную зависимость толщины слоя от скорости ветра: на рис. 5.3.4 толщина приповерхностного слоя пузырьков около 4–5 м при скорости 8–10 м/с, а на рис. 5.3.5 – около 13–15 м, иногда 20 м. Такая зависимость толщины приповерхностного слоя пузырьков от скорости ветра примерно соответствует формуле  $L \approx A_L U_{10}^{2.5}$  [21].

Очень часто на поверхности мелкого моря наблюдаются периодические полосы, так называемые «слики», как правило, ориентированные в каком-либо направлении. Как известно, появление таких полос зачастую связано с наличием в толще морской среды внутренних волн, которые проявляются на поверхности моря в указанном виде, свидетельствующем о модуляции ими спектра поверхностных волн. Интересно рассмотреть картину взаимодействия такого рода изнутри, из толщи морской среды, когда применение методов рассеяния звука позволяет зарегистрировать одновременно внутреннюю волну вблизи поверхности моря и приповерхностные структуры.

На рис. 5.3.6 показана внутренняя волна, распространяющаяся непосредственно в приповерхностном слое моря. Видно взаимодействие этой волны с приповерхностной пузырьковой структурой.

Виден мощный приповерхностный пузырьковый слой, на который воздействует внутренняя волна, приводя к периодическому разрушению вертикальных пузырьковых структур столбчатого типа. Из рис. 5.3.6 видно, что характерная длина внутренней волны

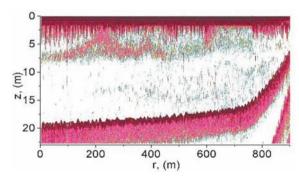


Рис. 5.3.6. Выход внутренней волны в приповерхностный слой моря. Визуализация при рассеянии акустических импульсов, частота звука 150 кГц

составляет около 200 м. Следует обратить внимание на периодическое образование сликов при выходе внутренней волны на поверхность при  $r\approx 200$  м,  $r\approx 350$  м и  $r\approx 700$  м. При этом характерная ширина сликов W различна: от  $W\sim 30–50$  м до W>200 м. Именно такого масштаба наблюдались слики на поверхности моря визуально.

Большой интерес для гидрофизики представляет взаимодействие внутренних волн с границами, и особенно с дном моря. На рис. 5.3.7 с помощью метода рассеяния звука хорошо видно акустическое изображение процесса взаимодействия внутренней волны с небольшим подводным холмом на дне моря. Видно, как внутренняя волна, распространяясь слева направо и приближаясь к более мелкому месту, резко увеличивает свою амплитуду и разрушается при столкновении с дном, что выглядит совершенно аналогично обычным поверхностным гравитационным волнам, накатывающим на берег моря. По другую сторону холма внутренняя волна постепенно восстанавливает свою энергию за счет неустойчивости вблизи термоклина, и это также видно из акустического изображения. На рис. 5.3.7 характерное расстояние, на котором развивается внутренняя волна, равно 150–200 м.

Следует обратить внимание на то, что резкое усиление внутренней волны при взаимодействии с дном на рис. 5.3.7 сопровождалось разрушением приповерхностных пузырьковых структур. Здесь картина напоминает подавление пузырьковых структур при непосредственном выходе внутренней волны на поверхность, продемонстрирован-

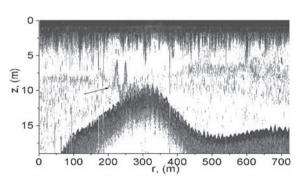


Рис. 5.3.7. Акустическое изображение взаимодействия внутренней волны с небольшим подводным холмом на дне моря, частота звука 150 кГц. Стрелкой показано начало резкого увеличения амплитуды внутренней волны

5.3.6. на рис. Причина столь ярко выраженного взаимодействия внутренней волны с приповерхностными структурами не ясна, также как вполне понятен механизм рассеяния звука на внутренней волне. Нам представляется, что внутренние волны в приповерхностных слоях моря удается зарегистрировать благодаря рассеянию звука на пузырьках, захваченных колебаниями термоклина. Обычный механизм визуализации внутренних волн вследствие рассеяния звука на планктоне, характерный для глубоководных слоев моря, в случае приповерхностного расположения слоя скачка представляется малоубедительным. В любом случае данная тема представляется важной для дальнейших исследований.

# 5.4. АКУСТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ПРИ РАССЕЯНИИ ЗВУКА И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПУЗЫРЬКОВ ПО РАЗМЕРАМ В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ МОРСКОЙ ВОДЫ

#### 5.4.1. Экспериментальные методы и аппаратура

В состав оборудования, предназначенного для акустического зондирования моря, входили: донная станция на основе системы для измерения обратного рассеяния звука в деятельном слое моря с приемом на береговом посту; двухчастотный гидролокатор на базе рыбопоискового эхолота FURUNO FCV 1150 с рабочими частотами, настраиваемыми в зависимости от типа излучателя в интервале от 28 до 200 кГц; акустический профилограф течений ADP фирмы SONTEC, позволяющий проводить измерения коэффициентов рассеяния звука на частоте 250 кГц; навигационная система GPS со специализированным программным обеспечением для задач акустического мониторинга; макет многоэлементной акустической излучающей антенны.

Акустическая система измерения рассеяния звука включала в себя тракт излучения звука с различными частотами, пьезокерамические преобразователи, тракт приема и систему ввода и первичной обработки акустической информации. Система ввода и первичной обработки акустической информации включала в себя интерфейсную 14-разрядную плату ввода Ла2 USB с предельной частотой квантования 400 кГц фирмы «Руднев и Шиляев», многоканальный цифровой регистратор МА-16 с предельной частотой записи 200 кГц той же фирмы, интерфейсную 12-разрядную плату ввода Е20-10 с предельной частотой квантования 10 МГц фирмы «Л-Кард», персональные компьютеры

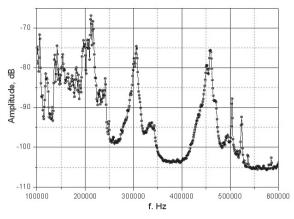


Рис. 5.4.1. Амплитудно-частотная характеристика трехэлементного излучателя с кабельной линией длиной около 130 метров

и специальные программы обработки и визуализации акустических сигналов.

Ниже приведены краткие характеристики излучателей донной станции. Основой является трехэлементный излучатель, имеющий ширину основного лепестка характеристики направленности на частоте 138 кГц, равную 11.5°, на ча-

стоте 216 к $\Gamma$ ц – 7.2°, на частоте 519 к $\Gamma$ ц – 3°. На рис. 5.4.1 представлена амплитудно-частотная характеристика трехэлементного излучателя.

Береговой аппаратурный комплекс позволял производить многочастотное измерение сигналов рассеяния различными методами.

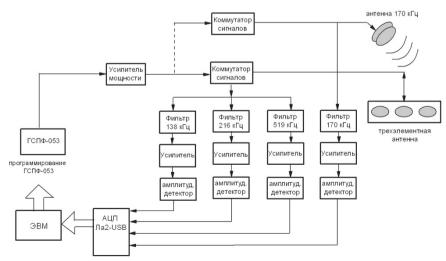
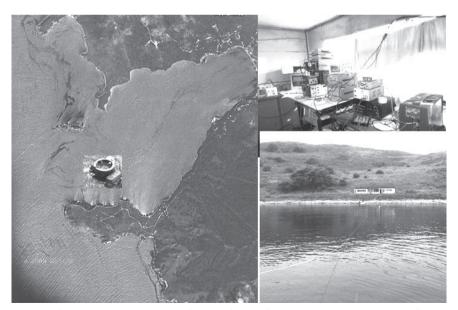


Рис. 5.4.2. Схема акустических измерений при одновременном излучении импульсов

Применялся метод одновременного излучения импульсов разных частот с последующей фильтрацией принимаемых сигналов по каналам [56, 58, 108, 109]. На рис. 5.4.2 изображена схема измерений сигналов обратного рассеяния звука при одновременном излучении акустических импульсов. В качестве цифрового генератора сигналов применялся программируемый генератор ГСПФ-053 фирмы «Руднев и Шиляев» (Москва). Широкополосные усилители мощности У7-5 использовались в качестве предварительных усилителей, оконечными усилителями были усилители, выполненные на базе высоковольтных транзисторов, которые позволяли поднимать выходное напряжение до 400 Вольт. Коммутатор сигналов был выполнен по схеме диодных коммутаторов эхолотов. В качестве селективных усилителей использовались нановольтметры SN-233 и SN-232 фирмы UNIPAN (Польша), третьоктавные фильтры RFT01018 фирмы Robotron (ГДР), микрофонные усилители RFT00011 фирмы Robotron (ГДР), фильтры на отдельные частоты были изготовлены в лаборатории гидрофизики ТОИ



Puc.~5.4.3. Схема расположения и фотографии лабораторных помещений для обеспечения акустических исследований на донной станции МЭС «Шульц»

Береговой аппаратурный комплекс располагался в непосредственной близости от донной станции и был связан с ней подводным кабелем (см. рис. 5.4.3).

Метод акустического зондирования в приповерхностном слое моря основывается на остронаправленном излучении звука, приеме сигналов обратного рассеяния звука, вводе, записи и первичной обработки акустической информации на персональных компьютерах. Метод прошел многолетнюю апробацию в экспедиционных условиях, его основные черты отражены в [6, 8, 11, 12].

Используется также дополнительная акустическая система измерения рассеяния звука на других частотах. Наиболее часто применяемым излучателем является мощный излучатель FURUNO с частотой накачки 200 кГц, который способен поддержать излучение при электрической нагрузке на резонансе  $W\sim2$  кВт. Используются также акустические излучатели с другими частотами — 200 кГц, 138 кГц и 50 кГц, которые могут крепиться на носу и по борту судна на глубине около 1.3 м.

Система измерения рассеяния включает в себя тракт излучения звука с различными частотами, пьезокерамические преобразователи, тракт приема и систему ввода и первичной обработки акустической информации. Система ввода и первичной обработки акустической информации включает в себя 14-разрядную плату ввода LA2USB с предельной частотой квантования 400 кГц, многоканальный цифровой регистратор МА-16 с предельной частотой записи 200 кГц, персональные компьютеры и специальные программы обработки и визуализации акустических сигналов.

Важным для успешного продвижения работ по изучению рассеяния звука является выполнение настройки и адаптации для задач исследования рассеяния звука двухчастотного гидролокатора на базе рыбопоискового эхолота FURUNO FCV 1150. Была решена задача съема информации с наименьшими помехами, что позволило провести в дальнейшем исследования по рассеянию звука в районах с малой концентрацией микронеоднородностей в морской среде (см. рис. 4.1.2).

#### 5.4.2. Подповерхностные пузырьковые структуры

Как видно из рис. 5.4.4, вблизи поверхности моря при развитом волнении (при сильном ветре над поверхностью моря) всегда наблюдается повышенное рассеяние звука, обусловленное газовыми пузырьками, вовлеченными в толщу морской воды динамикой движений в поверхностных волнах. Данные по рассеянию звука на различных частотах в приповерхностном слое моря при наличии развитого волнения и вовлечения пузырьков в толщу морской воды позволили выявить структуру распределения по размерам пузырьков и их динамику. Метод прошел апробацию в экспедиционных условиях, его основные черты отражены в [12, 21, 49, 144, 154]. Рассмотрим более детальную структуру приповерхностного пузырькового слоя, создаваемого ветровым волнением. Типичная структура показана на рис. 5.4.4.

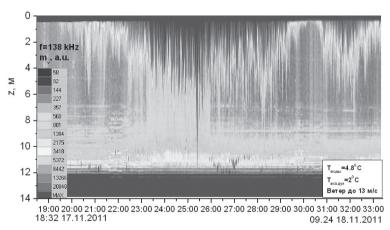


Рис. 5.4.4. Типичная структура рассеяния звука на частоте 138 кГц в приповерхностном слое пузырьков

Функция распределения пузырьков по размерам g(R) может быть найдена по частотной зависимости коэффициента рассеяния звука  $m_V(\omega)$  в предположении, что основной вклад в рассеяние звука вносят резонансные пузырьки, радиус которых связан с частотой по формуле Миннерта  $R(\omega) = \sqrt{3\gamma P_0/\rho}/\omega$  [21, 260]:

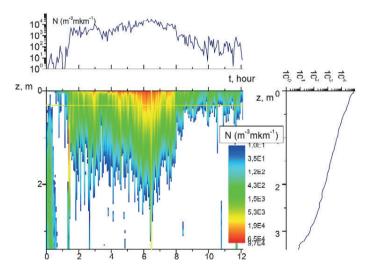
$$g(R(\omega)) = \frac{2\delta_{\omega}}{\pi R^{3}(\omega)} m_{V}(\omega), \qquad (5.4.1)$$

где  $\delta_{\omega}$  – коэффициент резонансного затухания на частоте  $\omega$ ,  $P_0$  – гидростатическое давление,  $\gamma \approx 1.4$  – постоянная адиабаты газа внутри пузырька.

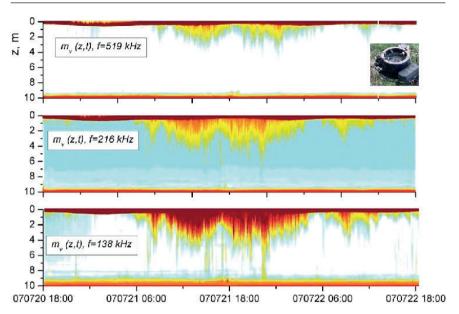
Полученные данные с помощью представленной формулы позволили получить функции распределения пузырьков по размерам. Часто вместо величины g(R), [см<sup>-4</sup>] (особенно в англоязычной литературе) пользуются величиной N(R), [м<sup>-3</sup>мкм<sup>-1</sup>], которая связана с g(R) соотношением [6, 8, 14]

$$N(R) [M^{-3}MKM^{-1}] = 10^2 \cdot g(R) [cM^{-4}].$$
 (5.4.2)

При фиксированной частоте 138 к $\Gamma$ ц величина N(R) резонансных пузырьков для различных глубин и в различное время в процессе развития поверхностного волнения представлена на рис. 5.4.5 для различных состояний моря: перед началом ветра, во время ветра и после прекращения ветра. Видно, что в периоды без ветра рассеивающий слой совсем узкий и примыкает близко к поверхности моря. С



 $Puc.\ 5.4.5$ . Распределение пузырьков по глубине и его изменение в течение 12 часов за счет вариаций скорости ветра и волнения моря, верхний рисунок — изменение во времени концентрации пузырьков N на глубине 0.3 м, рисунок справа — разрез N(z) в момент времени 6.50 ч, когда наблюдается максимальное вовлечение пузырьков в толщу моря



Puc.~5.4.6. Вариации коэффициента рассеяния звука на частотах 138, 216 и 519 к $\Gamma$ ц, вызванные пузырьковыми облаками в течение 3 суток

усилением ветра происходит существенное вовлечение пузырьков в толщу моря. При этом величина N изменяется на 4 порядка! На такую же величину изменяется концентрация пузырьков на фиксированной глубине  $z\sim0.3$  м.

Исследования временной изменчивости мелкомасштабной структуры приповерхностного слоя моря методом обратного рассеяния звука на стационарной донной станции выявили характерные особенности динамики структуры водного слоя моря, обусловленные динамическими воздействиями (ветровые напряжения, течения, турбулентность и др.). Основные исследования на донной станции были связаны с изучением структуры приповерхностного слоя моря с распределенными воздушными пузырьками, образующимися в результате обрушения ветровых волн.

На рис. 5.4.6 представлены наиболее типичные результаты для различных частот звука на протяжении 2 суток непрерывной регистрации рассеяния на пелене пузырьков, вовлекаемых в толщу воды ветровыми напряжениями.

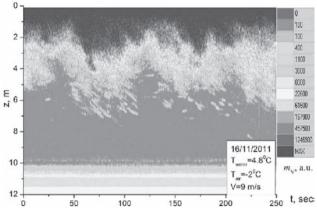
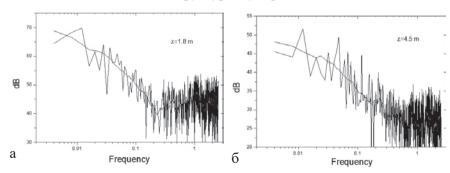


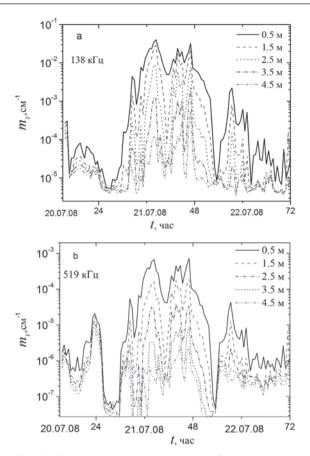
Рис. 5.4.7. Исследования рассеяния звука с донной станции на частоте 138 кГц с целью изучения приповерхностного слоя пузырьков, образованного при обрушении поверхностных волн

На рис. 5.4.7 представлена подробная запись сигналов обратного рассеяния звука с донной станции на частоте 138 кГц. Хорошо видны вариации рассеяния звука, обусловленные вовлеченными воздушными пузырьками в толщу морской воды до глубины 5–7 м. Их спектральные распределения на глубинах 1.8 и 4.5 м представлены на рис. 5.4.8. Видно, что спектр флуктуаций по глубине наиболее сильно меняется в высокочастотной области, отвечающей вкладу рассеяния на пузырьках.

Особенности распределения коэффициента рассеяния звука, обусловленного изменением структуры пузырьковых облаков, вовлекае-



*Рис.* 5.4.8. Спектр флуктуаций коэффициента рассеяния звука с донной станции на частоте 138 к $\Gamma$ ц на различных глубинах: а - 1.8 м, б - 4.5 м



*Рис.* 5.4.9. Суточная запись сигналов обратного рассеяния звука с донной станции при различной скорости ветра (до 12 м/с) на различных частотах: а - 138 к $\Gamma$ ц; b - 519 к $\Gamma$ ц

мых ветровыми напряжениями и индуцированными течениями, представлены на рис. 5.4.9. Они типичны для мелкого моря при скорости ветра до 12 м/с.

Из результатов, представленных на рис. 5.4.9, видно, что наблюдается значительное вовлечение пузырьков в толщу морской воды. При этом имеется существенная частотная зависимость, что свидетельствует о наличии существенного распределения пузырьков по размерам, вид функции которого оказывается изменяющимся от глу-

бины вовлечения пузырьков в толщу моря. Хорошо видны вариации рассеяния звука с наиболее значительными повышениями уровня в моменты резкого усиления ветра, когда наблюдается вовлечение воздушных пузырьков в толщу морской воды до глубины 5–6 м, при этом коэффициент рассеяния звука изменяется более чем в 1000 раз.

Данные по рассеянию звука на различных частотах в приповерхностном слое моря при наличии развитого волнения и вовлечения пузырьков в толщу морской воды позволили выявить структуру распределения по размерам пузырьков и их динамику. Функция распределения пузырьков по размерам g(R) может быть найдена по частотной зависимости коэффициента рассеяния звука  $m_V(\omega)$  по формуле (5.4.1). Полученные данные с помощью формулы (5.4.1) позволили получить функции распределения пузырьков по размерам, которые представлены на рис. 5.4.10–5.4.12 для различных состояний моря: перед штормом, во время шторма и после шторма на различных глубинах.

Из рис. 5.4.12 видно, что в периоды без шторма наблюдается максимум функции g(R,z), который располагается при  $R_{max}{>}10$  мкм, при этом величина  $R_{max}$  зависит от глубины. При  $R>R_{max}$  наблюдается степенная зависимость функции распределения пузырьков по размерам с экспоненциальным спадом с глубиной согласно формуле

$$g(R,z) = Ae^{-z/L}R^{-n(z)},$$
 (5.4.2)

где  $L \sim (2 \div 4) \cdot 10^{-3} U_{10}^{2,5}$  (здесь L дается в метрах,  $U_{10}$  – в м/с).

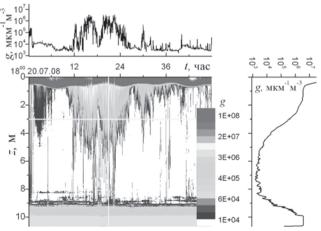
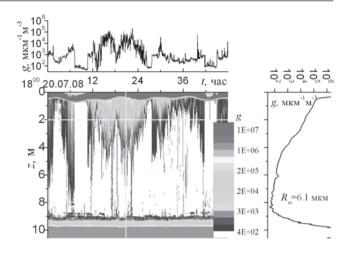


Рис. 5.4.10. Распределение пузырьков, резонансных на частоте 138 кГц, на различных глубинах в различные временные периоды развития шторма

Рис. 5.4.11. Распределение пузырьков, резонансных на частоте 519 к $\Gamma$ ц (радиус R=6.1 мкм), на различных глубинах в различные временные периоды развития шторма



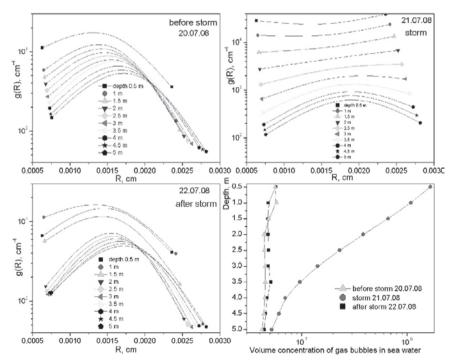


Рис. 5.4.12. Функция распределения пузырьков по размерам на различных глубинах в различные временные периоды развития шторма и эволюция объемной концентрации газа, содержащегося в пузырьках на различных глубинах

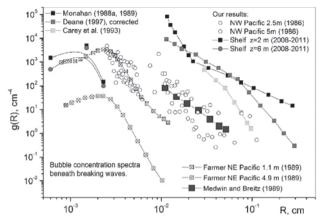


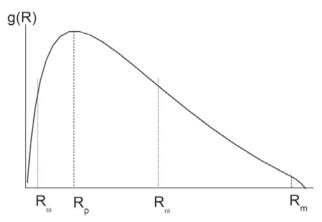
Рис. 5.4.13. Распределения пузырьков по размерам, полученные различными авторами на различных глубинах при умеренных скоростях ветра

Итак, показано, что для слабо возмущенной структуры характерно наличие g(R) с максимумом, положение которого изменяется в зависимости от глубины. Совершенно отличная картина наблюдается во время шторма — здесь в приповерхностных слоях образуется большое количество как больших, так и мелких пузырьков в отсутствие видимого максимума, который, тем не менее, имеется для пузырьков, располагающихся в толще воды с глубинами больше 3 м. Представленная на рис. 5.4.12 объемная концентрация газа в пузырьках, вычисленная на основании данных для g(R), показывает, что во время шторма аэрация воды на шельфе возрастает на 1–2 порядка.

В качестве сравнения на рис. 5.4.13 представлены результаты измерения g(R) , проведенные при умеренных скоростях ветра.

### 5.4.3 Распределение пузырьков по размерам и поток газа через поверхность при обрушении волн

В связи с изменчивостью вида функции распределения пузырьков по размерам g(R) при различных состояниях моря, что продемонстрировано на рис. 5.4.13, возник вопрос о более корректном описании функции распределения пузырьков по размерам. Схематично распределение пузырьков по размерам представлено на рис. 5.4.14.



*Рис.* 5.4.14. Схематичное распределение пузырьков по размерам с обозначением типичных параметров функции g(R), где  $R_{\omega} = R(\omega)$ 

На основании большого экспериментального материала нам представляется возможным ввести следующий вид функции g(R):

$$g(R) = A_g R^{-n} \exp \left[ -n \left( \frac{R_p}{R} + \frac{R}{R_m} \right) \right]. \tag{5.4.3}$$

Здесь показатель степени n и критические размеры  $R_p$ ,  $R_m$  являются естественными параметрами, которые следуют из теории Фармера—Гаррета [218], являющейся наследницей теории дробления капель А.Н. Колмогорова [83] по степенному закону в инерционном интервале между размерами  $R_p$ ,  $R_m$  [83, 218, 227]. При этом оказывается, что величина  $n \sim 3.3$ , хотя при измерениях g(R) на большом фактическом материале в умеренных состояниях моря оказывается  $n \sim 3.5–3.8$  [21, 49, 144, 154].

В связи с распределением пузырьков по размерам, описываемым функцией вида (5.4.3), возникает ряд вопросов, касающихся проблем акустической спектроскопии. Главный вопрос — это насколько корректно можно восстановить функцию g(R) и какой частотный диапазон звука следует применять. Можно показать, что при применении низкочастотного звука получим:

$$m_{V}(\omega)_{lf} \approx A_{g} R_{\omega}^{-(n-3)} Q_{\omega} = g(R_{\omega}) R_{\omega}^{3} Q_{\omega}, \quad R_{\omega} > R_{p} \rightarrow \omega < \omega_{p}. \quad (5.4.4)$$

Здесь основной вклад будет иметь низкочастотная ветвь g(R) при  $R_{_{\odot}}$ . В этом случае возможна резонансная спектроскопия пузырьков при рассеянии звука.

Рассмотрим высокочастотное рассеяние. Имеем:

$$m_V(\omega)_{hf} \approx \frac{3}{4\pi} \frac{4-n}{3-n} \frac{1-(R_p/R_m)^{3-n}}{1-(R_p/R_m)^{4-n}} \frac{x}{R_m}, \ R_\omega < R_p \to \omega > \omega_p.$$
 (5.4.5)

Видно, что в формулу входят лишь концентрация x, показатель степени n и отношение размера  $R_p$ , отвечающего максимуму g(R), к максимальному размеру  $R_m$ . Отсюда следует, что резонансная спектроскопия пузырьков при рассеянии звука невозможна, т.е. невозможно определить функцию g(R), однако, из формулы (5.4.5) можно определить интегральную характеристику — объемную концентрацию газа в пузырьках x.

Рассмотрим возможность применения рассеяния звука для получения информации по потокам газа через поверхность моря при развитом волнении или при другом механизме транспортировки пузырьков. Поток газа в пузырьках (в м³), проходящий через 1 м² поверхности в единицу времени  $\dot{V}$  равен

$$\dot{V} = \frac{4\pi}{3} \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} u(R)g(R)R^3 dR . \qquad (5.4.6)$$

Здесь u — вертикальная компонента скорости движения пузырьков в приповерхностных слоях. Оценивая u через силу Стокса при воздействии сил плавучести, можно связать величину  $\dot{V}$  с различными параметрами, определяемыми акустическим методом при рассеянии звука. При малых числах Рейнольдса можно воспользоваться формулой

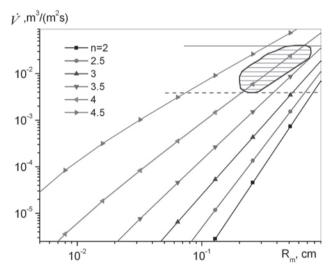
$$u(R) = (2/9)R^2G/\nu$$
, (5.4.7)

где через  $\nu$  обозначен коэффициент кинематической вязкости жидкости, G – ускорение свободного падения. Отсюда имеем оценку для  $\dot{V}$  вида:

$$\dot{V} = \frac{8\sqrt{2}}{27} \pi^{3/2} e^{2n-5} \left(5 - n\right)^{5.5 - n} \frac{G}{V} g_m R_m^6, \quad 2 < n < 5.$$
 (5.4.8)

Важно, что в формулу (5.4.8) входит величина  $R_m$ , которую можно определить при сканировании частоты в низкочастотном диапазоне.

В качестве примера на рис. 5.4.15 представлены зависимости  $\dot{V}(R_m)$  при различных показателях степени n. Из рис. 5.4.15 видно, что наибольшие значения  $\dot{V}$  достигаются при больших значениях n, что соответствует большему наклону низкочастотной ветви функции g(R). Характерные значения  $\dot{V}$ , известные из литературы, составляют при различных условиях следующие величины:  $\dot{V}=0.038~{\rm M}^3/{\rm M}^2{\rm c}$  [262],  $\dot{V}=0.0039~{\rm M}^3/{\rm M}^2{\rm c}$  [198]. На рис. 5.4.15 эти величины отображены горизонтальными линиями.



*Puc.* 5.4.15. Зависимости  $\dot{V}(R_m)$  при различных показателях степени n в функции g(R)

Из рис. 5.4.15 видно, что основной вклад в поток газа через поверхность моря  $\dot{V}$  дают процессы, создающие распределения пузырьков с максимальными размерами в интервале от 0.6–0.8 мм до 7–8 мм при типичной функции распределения по размерам, отвечающей формуле (5.4.3). При этом можно выделить наиболее значимый вклад в поток  $\dot{V}$ , который на рис. 5.4.15 представлен выделенной заштрихованной областью, отвечающей пузырькам с размерами от 2 до 8 мм.

Таким образом, в данном разделе показаны акустические методы на основе широкополосного обратного рассеяния звука и представ-

лены типичные результаты исследований пузырьковых структур с их применением. Новизна заключалась в использовании сложных сигналов и многочастотного рассеяния звука, в том числе с применением остронаправленных параметрических излучающих систем.

#### 5.5. ИССЛЕДОВАНИЯ РАССЕЯНИЯ ЗВУКА НА ПОДВОДНЫХ ПУЗЫРЬКОВЫХ СТРУКТУРАХ НА ШЕЛЬФЕ И В МЕЛКОМ МОРЕ

#### 5.5.1. Общие замечания

Важной особенностью океанографических исследований последних лет стало повсеместное обнаружение выхода газа из морского дна, образующего газовые аномалии типа «газовых факелов» [147, 192, 197, 201, 230, 233, 241]. Такие аномалии имеют самое различное происхождение, но наиболее важные связываются с медленным просачиванием через поры в донных осадках, сопутствующих нефтяным и газовым месторождениям, а также с разложением газогидратных образований в толще морских осадков.

В 2001–2006 гг. на паруснике «Надежда» состоялся большой цикл исследований рассеяния звука в верхнем деятельном слое моря. Важное направление работы составило изучение рассеяния звука в придонных слоях морской воды в шельфовой части океана с целью определения областей сильного выделения газов различного происхождения и определения параметров выявленных «газовых факелов» акустическими методами. Основная цель была реализовать на ходу судна акустический мониторинг областей сильного выделения газов в придонных слоях моря и, по возможности, научиться дистанционно определять параметры выявленных «газовых факелов». Многочисленные данные были получены в кругосветной экспедиции на паруснике «Надежда» в 2003–2004 гг. Они позволили сравнить звукорассеивающие аномалии в различных районах Мирового океана [17, 20, 21].

Вместе с тем основные результаты по акустическому мониторингу газовых факелов были получены в Охотском море в 2001–2002 и 2004 гг. Особый интерес для исследований по рассеянию и распространения звука представлял район восточного побережья Сахалина,

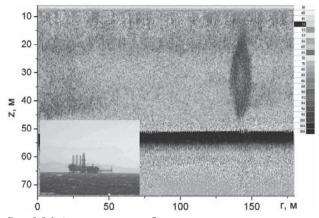
на котором находятся газовые аномалии типа «газовых факелов» [20, 123, 192, 197]. Особенностью ряда экспедиций на ПУС «Надежда» в 2001–2004 гг. стало обнаружение «газовых факелов» на восточном шельфе Сахалина вблизи нефтяной платформы «Моликпак». Платформа «Моликпак» находится в районе залива Пильтун. Начиная с 1998 г. на ней проводится крупномасштабная добыча нефти. Одновременно следует отметить, что акватория, прилегающая к восточному побережью северного Сахалина, является районом летнего кормления редкой разновидности серых китов, занесенных в Красную книгу, что требует всестороннего изучения экологического состояния акватории как вблизи платформы «Моликпак» в районе залива Пильтун, так и в районе других нефтяных платформ, вошедших в строй в начале 2000-х гг. (месторождение Лунское и др.).

В настоящем разделе обсуждены результаты экспериментальных исследований газовых факелов на основе данных по рассеянию звука в шельфовой зоне Охотского моря вблизи восточного побережья о-ва Сахалин, а также приведены результаты рассеяния звука на газовых аномалиях, полученные в кругосветной экспедиции на паруснике «Надежда» в 2003 г. Предложен метод оценки выхода газа из морского дна, основанный на рассеянии звука, а также методы дистанционного мониторинга вариаций концентрации газа в газовых аномалиях, основанные на данных об изменениях уровня звукового поля вдоль стационарных трасс, проходящих в областях газовых месторождений.

### **5.5.2.** Характерные типы газовых факелов в Красном и Северном морях

В качестве классического газового факела на рис. 5.5.1 представлено одно из многочисленных изображений, полученных на частоте 100 кГц в Суэцком заливе Красного моря при проходе парусника «Надежда» около нефтяных платформ.

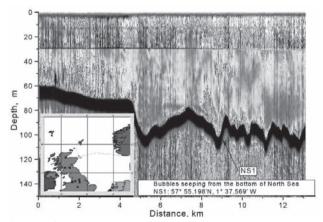
Форма зарегистрированных факелов разнообразна. Как правило, встречаются вертикально поднимающиеся газовые пузырьки с небольшим поперечным масштабом менее 20 м. По вертикали такие факелы простираются почти до поверхности моря, имеющего глубину около 50 м. Всего было уверенно зарегистрировано 4–5 факелов примерно в одном и том же месте с разбросом в 40–50 км. На врезке



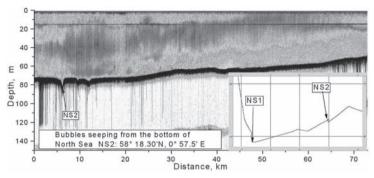
 $Puc.\ 5.5.1.$  Акустическое изображение типичного подводного газового факела в Красном море. Частота 100 кГц. На врезке дан внешний вид нефтяной платформы в Суэцком заливе

рис. 5.5.1 представлен внешний вид одной из нефтяных платформ, вблизи которой наблюдались газовые факелы.

В работе [241] представлена карта расположения газовых аномалий с координатами и вид этих аномалий в Северном море, представляющем собой один из развитых нефтепромыслов в мире. Отмечалось, что выход газовых (метановых) пузырьков из дна моря и



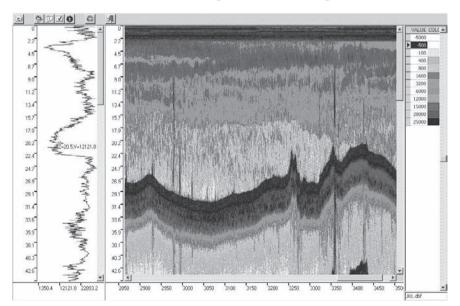
*Рис.* 5.5.2. Акустическое изображение придонных звукорассеивающих слоев (3PC) в Северном море, полученное на частоте  $100~\rm k\Gamma \mu$  в точке NS1 в апреле  $2003~\rm r$ .



*Puc. 5.5.3.* Акустическое изображение придонных 3PC в Северном море, полученное в точке NS2 в апреле 2003 г.

насыщение ими толщи морской воды происходит не в виде ярко выраженных факелов, а в виде медленного просачивания через донные отложения.

На рис. 5.5.2 и 5.5.3 приведены акустические изображения придонных слоев, связанных с медленным просачиванием газа, полученные нами на частоте 100 кГц. Представленная картина сильно отли-



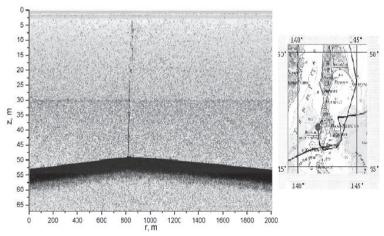
Puc.~5.5.4. Акустическое изображение подводных газовых факелов в Северном море вблизи прол. Каттегат. Частота  $100~\mathrm{k\Gamma}$ ц

чается по структуре от типичного газового факела, обнаруженного в Суэцком заливе в районе расположения нефтедобывающих платформ. Как и в работе [241], видно, что источник газовых пузырьков находится в выбоинах в ровном морском дне. Течение разносит газ по горизонтали, с постепенным повышением по вертикали указанных газовых слоев. При этом звукорассеивающие аномалии имеют небольшие размеры. Тем не менее они хорошо узнаваемы по резкому всплеску рассеяния звука не только на ЗРС вблизи термоклина, как это обычно бывает вдали от этих аномалий, но также и во всей толще моря благодаря постепенному насыщению морской воды газовыми пузырьками на различных глубинах.

На рис. 5.5.4 представлен другой тип газовых аномалий — факелоподобные звукорассеивающие аномалии, полученные в Северном море на подходе к прол. Каттегат. Их внешний вид напоминает вид газовых факелов Суэцкого залива.

### 5.5.3. Одиночные газовые факелы в Охотском море

Неожиданным событием экспедиции на паруснике «Надежда» в 2004 г. стало обнаружение газовых факелов на шельфе Сахалина в Татарском проливе [21]. Основной интерес исследователей традиционно направлен на восточное побережье Сахалина, где количество обна-



Puc. 5.5.5. Газовый факел в Татарском проливе, обнаружен в июле 2004 г. на шельфе о-ва Сахалин вблизи порта Холмск

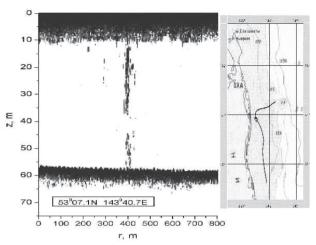


Рис. 5.5.6. Газовый факел в районе зал. Пильтун (о-в Сахалин), обнаружен в августе 2001 г.

руженных районов с газовыми выделениями из морского дна растет со временем лавинообразно [105, 282].

На рис. 5.5.5 представлено изображение рассеяния звука на типичном одиночном газовом факеле. Следует отметить малый диаметр факела, который составлял менее 10 м. Также следует обратить внимание на отсутствие вертикальности факела, особенно в верхних слоях моря, где факел изгибается под действием приповерхностного течения.

Следует отметить, что в последнее время в Татарском проливе обнаружено большое количество газовых факелов, которые располагаются в основном в его более северных районах.

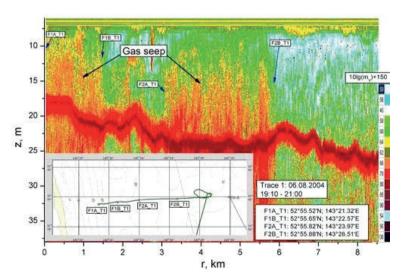
На рис. 5.5.6 представлен одиночный газовый факел, типичный для шельфа восточного побережья Сахалина. Он был обнаружен в районе зал. Пильтун в августе 2001 г. вблизи нефтяной платформы «Моликпак», частота зондирующего звука 100 кГц.

### 5.5.4. Исследования рассеяния звука в шельфовой зоне Охотского моря

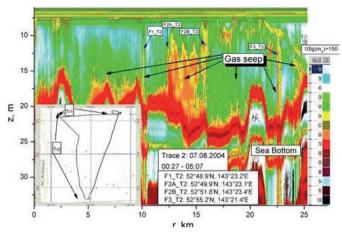
В августе 2004 г. и 2006 г. на паруснике «Надежда» были проведены экспедиции по изучению газовых аномалий на восточном шельфе

Сахалина вблизи нефтяной платформы «Моликпак» методами акустического зондирования. Проводились исследования по рассеянию звука при движении судна вдоль различных трасс в районе зал. Пильтун и одновременно исследовалось распространение звука на различных частотах: излучение звука осуществлялось с движущегося судна, а прием акустических сигналов производился на стационарные донные приемные станции с автономной записью сигналов. На всех трассах в районе зал. Пильтун обнаружено мощное рассеяние звука на частоте 100 кГц, превышающее типичные значения для морских условий на 1–2 порядка.

На рис. 5.5.7 представлено распределение коэффициента рассеяния звука вдоль трассы 1, ориентированной по нормали к побережью. Видно, что между точками F1A\_T1 и F1B\_T1, а также между точками F2A\_T1 и F2B\_T1 располагаются сплошные области с интенсивным выделением газа из дна. Газ практически достигает поверхности, особенно в первой области. Следует отметить, что здесь наблюдается постепенное выделение газа одновременно из многих точек на дне моря, при этом мощность каждого источника в отдельности не столь



Puc.~5.5.7.~ Изображение газовых облаков в вдоль трассы 1 в районе зал. Пильтун (Охотское море) — пространственное распределение коэффициента рассеяния звука на частоте 100~ к $\Gamma$ ц

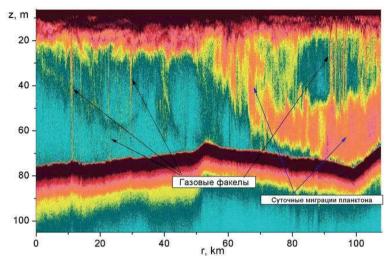


 $\it Puc.~5.5.8$ . Изображение газовых облаков вдоль трассы 2 в районе зал. Пильтун на частоте 100 кГц

велика. Подчеркнем, что это обстоятельство существенно отличает характер медленного выхода газа (просачивание через донные осадки) в зал. Пильтун от достаточно бурного локального выхода газа в аномалиях, ассоциированных с газогидратными месторождениями [105], а также в одиночных факелах.

На рис. 5.5.8 представлена структура звукорассеивающих слоев на трассе 2, ориентированной примерно параллельно береговой черте. Здесь видны более компактные аномалии по сравнению с образованиями, представленными на рис. 5.5.7. Видно также, что они характеризуются более мощным выделением газа из дна. В этом смысле обращают на себя внимание факелы F1\_T2 и F3\_T2, которые имеют небольшие размеры. Виден также протяженный мощный источник газа, находящийся в области от F2A\_T2 до F2B\_T2. Из рис. 5.5.8 виден снос газа приповерхностным течением.

Район проведения измерений в 2006 г. был расширен и располагался в том числе к северу от зал. Пильтун, где идет промышленная добыча нефти и сопутствующего газа на платформе «Моликпак». На рис. 5.5.9, полученном для этого района, отчетливо видно рассеяние звука в приповерхностном перемешанном слое моря, толщина которого достаточно ощутимо меняется с расстоянием, и на планктоне, который мигрирует из верхних слоев в нижние слои морской воды

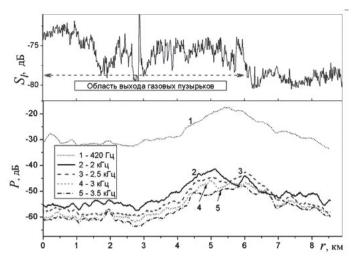


*Рис.* 5.5.9. Изображение газовых факелов и мигрирующего планктона вдоль трассы 2 в районе зал. Пильтун на частоте  $100 \ \mathrm{k\Gamma u}$ 

при восходе солнца и с наступлением светлого времени суток. Здесь также представлены изображения газовых факелов — пузырьковых структур, образованных выходом газа из морских осадков. Видно, что газовые факелы располагаются в различных местах трассы. Ярко выраженные газовые факелы располагаются в 100 км севернее от платформы «Моликпак», и на рисунке они видны четко только в верхней части — на глубинах менее 50 м, ниже они маскируются фоном рассеяния от мигрирующего планктона.

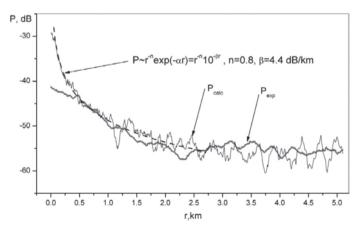
Наиболее сильное рассеяние наряду с поглощением звука наблюдается в непосредственной близости к платформе «Моликпак». На рис. 5.5.10 представлено пространственное распределение коэффициента рассеяния и силы слоя  $S_i(r)$  в газовых аномалиях толщиной 12 м одновременно с зависимостью амплитуды звука P(r), принимаемого на донной станции (нижний рисунок) на различных частотах.

Из рис. 5.5.10 видно, что на всех частотах, и особенно на высоких частотах в интервале от 2 до 3.5 кГц, распределение поля асимметрично — имеется большой спад поля в областях при  $r < r_{st}$ , где наблюдается мощный выход газовых пузырьков. Такая асимметрия связана с дополнительным затуханием звука из-за наличия пузырьков в морской воде.



*Puc. 5.5.10.* Потери при распространении звука на различных частотах и сила звукорассеивающего слоя вдоль трассы 1

Для сравнения на рис. 5.5.11 представлены экспериментальные результаты согласно рис. 5.5.10 и результаты численного моделирования распространения звука через облака пузырьков в соответствии с рис. 5.5.10.



 $\it Puc.~5.5.11.$  Экспериментальные и теоретические зависимости затухания звука при распространении вдоль трассы 1 на частоте  $2000~\Gamma \rm q$ 

Видно, что для получения соответствия с экспериментальными результатами следует задать коэффициент затухания звука на частоте 2 кГц равным  $\beta=4.4$  дБ/км. Для сравнения укажем, что экспериментальные значения коэффициента затухания звука равны  $\beta=3.5$  дБ/км, что достаточно хорошо соответствуют результатам численного моделирования. Следует отметить, что полученные величины на порядок превышают поглощение звука, типичное для морских условий без пузырьковых облаков. Таким образом, отсюда следует практический метод дистанционного мониторинга изменений во времени выхода газа в газовых аномалиях, основанный на данных о вариациях уровня звукового поля вдоль стационарных трасс, проходящих в областях газовых месторождений.

### 5.5.5. Оценка скорости выхода газа в газовых факелах

Выше, в разделах 5.3 и 5.4, проведено обсуждение акустических свойств газовых пузырьков и были рассмотрены методы акустической спектроскопии пузырьков в воде. Было показано, что газовые пузырьки, повсеместно содержащиеся в морской воде, являются типичными осцилляторами, они характеризуются достаточно высокой добротностью на резонансе, сечение рассеяния звука носит резко избирательный характер, связанный с характерным резонансным размером включений. Изменяя частоту, можно определить концентрацию резонансных включений, откликающихся на воздействие звука. Представленная картина весьма оптимистична, однако, к сожалению, без дополнительных корректив ее трудно приспособить к диагностике газовых факелов. Причина кроется в том, что многие газовые факелы, особенно связанные своим происхождением с газогидратными месторождениями, располагаются на больших глубинах – около 800-1000 м и глубже. Столь большое расстояние до объекта заставляет из-за большого поглощения звука применять, с одной стороны, низкочастотные излучатели, а с другой стороны, вследствие резкого уширения характеристики направленности на низких частотах, использовать все же достаточно высокочастотные излучатели. Обычно пузырьки, выходящие из дна, имеют большие размеры – около 1 мм и выше. Такие пузырьки не будут иметь резонанса на частотах, применяемых для акустического зондирования. В связи с этим возникает проблема распознавания пузырьков и их спектроскопии в случае отсутствия резонансного рассеяния звука [21].

Рассмотрим основные возможности применения нерезонансного рассеяния звука для изучения распределения пузырьков в толще газовых факелов. Коэффициент объемного рассеяния звука на нерезонансных микронеоднородностях  $m_{_{\gamma}}$  сильно зависит от функции распределения микронеоднородностей по размерам:

$$m_{V}(\omega) = \int |f(R,\omega)|^{2} g(R) dR, \quad f(R,\omega) = R / \left[ \left( R_{\omega} / R \right)^{2} - 1 - i\delta \right]. \quad (5.5.1)$$

Можно выделить два нерезонансных случая — высокочастотное и низкочастотное рассеяние по отношению к резонансной частоте  $\omega_0$ : высокочастотное —  $\omega > \omega_0$ , низкочастотное —  $\omega < \omega_0$ . Амплитуда низкочастотного нерезонансного рассеяния имеет вид, типичный для рэлеевского рассеяния:

$$f(R,\omega) = R/(R_{\omega}/R)^2 \approx \rho \omega^2 R_{\omega}^3/(3\rho'c'^2) \approx (\rho c^2/3\rho'c'^2)k^2 R_{\omega}^2$$
. (5.5.2)

Амплитуда высокочастотного рассеяния ( $\omega > \omega_0$ ) определяется геометрическим параметром рассеяния и имеет вид  $f \approx R^2$ , который существенно зависит от функции распределения по размерам g(R) и в случае монодисперсного распределения  $g = n\delta(R-R_0)$  позволяет определить коэффициент объемного рассеяния звука в простом виде:

$$m_V(\omega)_{|g=n\delta(R-R_0)} \approx nR_0^2. \tag{5.5.3}$$

Сделаем оценку скорости выброса газа в указанных аномалиях. В качестве оценки возьмем монодисперсное распределение пузырьков с растворением на глубине не достигая поверхности. Можно найти скорость выброса массы газа  $dM / dt \equiv \dot{M}$  непосредственно у дна в виде

$$dM / dt = m_1 n_h u_h S , \qquad (5.5.4)$$

где  $m_1 = (4\pi/3)\rho' R^3$  — масса одного пузырька,  $\rho'$  — плотность газа в пузырьке,  $n_h$  — объемная концентрация пузырьков у дна,  $u_h$  — скорость всплытия, которую в качестве оценки можно взять в виде  $u_h = (2/9)R^2g/v$ , где g ускорение свободного падения, v — коэффициент кинематической вязкости, S — поперечное сечение факела. Тогда, считая, что все пузырьки, вышедшие из дна, полностью растворя-

ются в воде, указанную массу можем взять в качестве оценки за массу газа, поступающего и растворяющегося в морской воде. Возьмем в качестве оценки размер пузырька  $R \sim 0.1$  см [147, 192, 197, 201, 230, 233, 241], тогда на частоте 100 кГц такие пузырьки будут нерезонансными и в случае монодисперсного распределения можно найти связь коэффициента рассеяния звука  $m_V$  и концентрации пузырьков  $n_h$  в виде  $m_V \approx nR^2$ . Окончательно получаем:

$$dM / dt = (2/9)(g/\nu)m_{\nu}m_{1}S = (8\pi/27)(g/\nu)\rho'R^{3}m_{\nu}S. \qquad (5.5.5)$$

Подставляя  $\nu \sim 0.1~{\rm cm^2/c},~\rho' \sim 10^{-3}~{\rm г/cm^3},$  характерную величину в факелах  $m_{\nu} \approx 10^{-7}~{\rm cm^{-1}},$  получаем  $dM/dt \sim 4 \cdot 10^{-5} S$  (здесь размерность dM/dt — в г/с, S — в м²). В случае одиночных факелов с характерным поперечным размером  $\sim 10~{\rm M}$  получаем  $dM/dt \sim 0.07~{\rm л/muh}$ .

Представляет интерес сравнить эти результаты с оценкой выхода газа в газовых аномалиях, полученных другими авторами. В табл. 5.5.1 представлены данные различных авторов о скорости выхода газа в подводных газовых аномалиях. Видно, что результаты различных авторов можно объединить в 3 различных группы: 1) до 0.1 л/мин, 2) от 0.1 до 1 л/мин, 3) выше 1 л/мин. Наибольшее число результатов относится к 1-й группе, в которую входят также наши результаты.

Сделаем оценку выхода газа во всей области. В случае газовой области с характерным размером  $\sim 1$  км со сплошным заполнением газовыми факелами с поперечным размером около 10 м получаем аномально высокую величину  $dM/dt \sim 10~{\rm kr/q}~(10~{\rm m}^3/{\rm q})$  или  $\sim 200~{\rm m}^3/{\rm сут}$ ки. Видно, что последнее отвечает случаю очень высокой плотности факелов с характерной плотностью  $\rho_r \sim 10^4~{\rm km}^2$ .

При достаточно высокой концентрации факелов с характерной плотностью  $\rho_t \sim \! 10^2$  км<sup>-2</sup> (примерно один факел размером 10 м на каждые 100 м вдоль любого направления) получаем  $dM/dt \sim \! 0.1$  кг/ч, или  $\sim 100$  л/мин. Оценка суммарного выброса газа в поперечнике  $\sim \! 10$  км при указанной плотности  $\rho_t \sim \! 10^2$  км<sup>-2</sup> достигает достаточно впечатляющих величин:  $dM/dt \sim \! 0.2$  т ( $\sim 200$  м<sup>3</sup>/сут), или  $dM/dt \sim \! 73$  т/год.

Измерения предельно допустимых концентраций углеводородов в морской воде, проведенные на ПУС «Надежда» в 2004 г. (И. Макогина, ТИГ ДВО РАН) в данном районе, показали резкое превышение предельно допустимых концентраций (ПДК) углеводородов — до  $\sim 5$ —6 раз по сравнению со стандартной ПДК повсюду на акватории

 $\label{eq:Tadinupa} {\rm Tadfinupa}\ 5.5.1$  Данные различных авторов о скорости выхода газа  $\ dM/dt$  в подводных газовых аномалиях

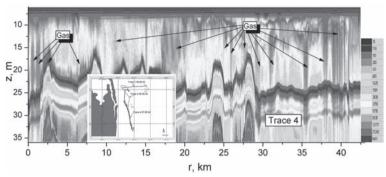
Автор	dM / dt , л/мин.	Район
Bernard (1980)	50	Мексиканский залив
Hovland and Judd (1988)	1.18	Северное море
Soderberg and Floden (1992)	0.06	Балтийское море
Dando et al. (1995)	0.22	Средиземное море, о-в Милос
Cranston (1994)	0.04	Атлантика, о-в Ньюфаунленд
Cranston et al. (1994)	0.35	Охотское море
Dando et al. (1994)	0.02	Северное море, прол. Каттегат
Dimitrov (2002)	0.4	Черное море, побережье Болгарии
Judd et al. (2002)	0.05	Северное море, Великобритания, зал. Тори
Наши результаты (2006)	0.07	Охотское море, восточное побережье о-ва Сахалин

зал. Пильтун. Это обстоятельство, несмотря на то что измерения проводились с поверхности, а не в областях максимальной концентрации газа, свидетельствует о существовании мощного выхода газа.

## 5.5.6. Изменчивость во времени структуры ЗРС в заливе Пильтун

В качестве впечатляющей картины резкого изменения рассеяния звука приведем на рис. 5.5.12 структуру звукорассеивающих слоев на трассе 4 вдоль побережья зал. Пильтун. Исследования вдоль этой трассы состоялись 07.08.2004, т.е. примерно через сутки после первых трасс. Видно, что выбросы газа вдоль этой трассы (которая была близка к трассе 2) резко возросли. Такое нестационарное поведение газовых выделений в виде пульсирующих источников чрезвычайно интересно, и здесь мы можем только констатировать лишь факт такой изменчивости. При этом трудно что-либо сказать на основании полученных данных как о природе выделений газа, так и о характере и мощности пульсаций.

Итак, при работах в шельфовой зоне методом рассеяния звука непосредственно на ходу судна выявлены различные структуры газовых аномалий, которые условно можно выделить в два типа — одиночные факелы небольших поперечных размеров и протяженные области.



 $\it Puc.~5.5.12.$  Структура звукорассеивающих слоев на трассе 4 вдоль побережья зал. Пильтун

Была разработана модель и получены оценки выхода газа в газовых факелах и пузырьковых завесах. Следует обратить внимание на то, что исследования распространения звука в условиях пузырьковых завес выявило аномально высокое затухание звука, которое связано с поглощением на облаках пузырьков в толще морской воды. Практический метод дистанционного мониторинга изменений во времени выхода газа в газовых аномалиях основан на мониторинге данных о вариациях уровня звукового поля вдоль стационарных трасс, проходящих в областях газовых месторождений.

Глава 6

### НЕЛИНЕЙНОСТЬ И МЕЛКОМАСШТАБНАЯ СТРУКТУРА МОРСКОЙ ВОДЫ

При малых амплитудах скорость распространения звука определяется первой производной в уравнении состояния  $c = (\partial \rho / \partial P)_c$ где P – давление,  $\rho$  – плотность, c – скорость звука, S – энтропия, производные берутся при постоянной энтропии S. При увеличении амплитуды звука начинают проявляться нелинейные эффекты взаимодействия звука с жидкостью, которые связаны как с нелинейностью уравнения состояния жидкости, так и с гидродинамической нелинейностью [91-93]. Оказывается при этом, что нелинейные эффекты весьма чувствительны к присутствию микронеоднородностей в воде. Параметр акустической нелинейности  $\varepsilon$  особенно восприимчив к наличию газовых пузырьков в морской воде. Параметр  $\varepsilon$  имеет большое значение для работы параметрических акустических излучателей, т.к. эффективность таких нелинейных излучателей непосредственно связана с величиной є. С другой стороны, существенное повышение мощности излучателей для перевода их в параметрический режим или для достижения больших дальностей лоцирования в практических гидроакустических применениях может привести к появлению кавитации и в итоге – к ограничению излучаемой мощности. В свою очередь, указанные вопросы нелинейности морской воды так или иначе связаны с наличием в море мелкомасштабных неоднородностей. Таким образом, между нелинейностью и структурой микронеоднородностей морской воды наблюдается взаимосвязь, которая является предметом обсуждения в настоящей главе.

### 6.1. АКУСТИЧЕСКАЯ НЕЛИНЕЙНОСТЬ, ОБШИЕ СООТНОШЕНИЯ

Характеристикой отклонения от линейности жидкости является зависимость скорости звука от амплитуды вида  $\Gamma = \rho \left( \partial c^2 / \partial P \right)_S$ . Величину  $\Gamma$  часто называют акустическим параметром нелинейности среды, подчеркивая роль нелинейности уравнения состояния среды. Однако с учетом гидродинамической нелинейности появляются дополнительные слагаемые и в итоге для описания нелинейного распространения звука в жидкости требуется ввести более корректный нелинейный акустический параметр, связанный с  $\Gamma$  соотношением [91, 93, 99, 115]:

$$\varepsilon = 1 + (\rho / 2) (\partial c^2 / \partial P)_s = 1 + \Gamma / 2. \tag{6.1.1}$$

Таким образом, из (6.1.1) следует, что наряду с непосредственным измерением параметров термодинамического состояния морской воды (плотность, температура, соленость) и скорости звука – первой производной  $c = \left(\partial \rho/\partial P\right)_S^{-1/2}$  — можно использовать новый параметр  $\varepsilon$ , связанный со второй производной уравнения состояния, который может стать дополнительным важным информативным признаком для диагностики морской среды.

Отметим типичные значения  $\varepsilon$ . Выражение (6.1.1) в случае идеального газа с уравнением состояния в виде  $P \sim \rho^{\gamma}$  является следствием известного решения Римана для простых волн [91, 93, 99, 115], которое дает величину нелинейного акустического параметра в газе, равную  $\varepsilon = 1 + (\rho/2)[(\gamma-1)\rho^{-1}] = (1+\gamma)/2$ . При этом параметр  $\Gamma = \gamma - 1$  характеризует отклонение от изотермичности уравнения состояния газа (адиабата Пуассона).

Величина  $\varepsilon$  для газа невелика, например, для двухатомного газа постоянная адибаты  $\gamma=1.4$ , откуда  $\varepsilon=1.2$ . Для воды известно уравнение состояния Тэта [91, 99]:

$$P = P_* [(\rho / \rho_0)^n - 1] + P_0, \quad n \approx 7, \quad P_* \sim 3.10^8 \text{ } \Pi a,$$
 (6.1.2)

которое дает

$$\Gamma = n - 1, \ \varepsilon = (n + 1) / 2,$$
 (6.1.3)

где  $P_*$  – внутреннее давление,  $\rho_0$  и  $P_0$  – плотность и давление в невозмущенном состоянии, откуда имеем  $\Gamma \approx 6$  и  $\varepsilon \approx 4$ .

В жидкостях, содержащих различные фазовые включения, параметр нелинейности может значительно возрасти. Особенно сильно это проявляется для жидкостей, содержащих газовые и паровые пузырьки [21, 49, 107], и в кристаллизующихся жидкостях — жидкостях, содержащих центры кристаллизации, своеобразную «ледовую шугу» [26, 49, 55]. В морской среде к перечисленным выше микронеоднородностям добавляются различные взвеси, планктон различных размеров, микротурбулентность.

Несмотря на важность такого параметра для диагностики морской среды информация о его измерениях в море весьма скудна [91, 92, 263, 272], что связано главным образом с большими трудностями измерения  $\varepsilon$  в море. В настоящем разделе представлены некоторые результаты, позволяющие, с одной стороны, определять нелинейный параметр с применением зондирующего устройства, а с другой стороны, определять некоторые важные параметры воды с содержащимися в ней  $\Phi$ В различных типов.

Одним из информативных параметров для определения  $\varepsilon$  может стать расстояние, на котором развиваются нелинейные эффекты, — расстояние разрыва в волне. Суть проста. Нелинейный акустический параметр  $\varepsilon$  непосредственно связан с решением Римана в эволюции простых волн, согласно которому скорость распространения простой волны равна  $c=c_0+\varepsilon v$ , где  $c_0$  — адиабатическая скорость звука, v — скорость частиц в волне. Появление зависимости скорости распространения волны от ее амплитуды приводят к искажениям профиля волны вплоть до образования ударных волн. Расстояние, на котором плоская гармоническая волна перерождается в ударную волну, принято называть расстоянием разрыва  $r^*$ , которое определяется соотношением [99, 115]  $r^*=1/\varepsilon kM$ .

Таким образом, измеряя расстояние  $r^*$ , на котором появляются нелинейные гармоники в волне, можно определить нелинейный акустический параметр  $\varepsilon$  по формуле:

$$\varepsilon = \rho c^3 / (2\pi f P_m r^*). \tag{6.1.4}$$

Измеренные значения  $\varepsilon$  могут стать основой для вычисления характеристик микронеоднородной среды. Для этого следует развить модели нелинейности воды с мелкомасштабными неоднородностями. Нелинейный акустический параметр  $\varepsilon_e$  для микронеоднородных жидкостей определяется в общем случае формулой (2.5.6), а для жидко-

сти, содержащей фазовые включения в виде пузырьков, взвесей, центров кристаллизации, — по формулам (2.5.10)—(2.5.12). Приведенные формулы имеют сложный вид, величина  $\varepsilon_e$  существенно зависит не только от параметров жидкости и фазового включения, но также от функции распределения включений по размерам. Особенно большое значение имеет это обстоятельство для резонансных включений, где результат существенно будет зависеть от соотношения между частотой звука, резонансной частотой включений и их вклада в общий эффект нелинейности, который зависит в том числе от их относительной доли в жидкости в пространстве размеров, т.е. в конечном итоге — от функции распределения по размерам g(R).

Проводя существенные упрощения параметров  $\Phi B$  и оставляя лишь резонансные характеристики и основной вклад в амплитуду рассеяния, связанную с монопольной составляющей колебаний  $\Phi B$ , можно вычислить параметр  $\varepsilon$ , который будет зависеть от структуры среды, а также от динамических свойств включений. Окончательно величина  $\varepsilon$  определяется в виде

$$\frac{\varepsilon_{e}}{\varepsilon} \approx \frac{\left\{ 1 + \frac{4\pi}{3} \frac{\beta'^{2} \varepsilon'}{\beta^{2} \varepsilon} \int_{0}^{\infty} dR R^{3} g(R) \left[ 1 + \frac{2\varepsilon' - 1}{\varepsilon'} \left( 1 - \frac{(R/R_{\omega})^{2}}{Q(R,R_{\omega})} \right) \right] \right\}}{\left[ 1 + \frac{\beta'}{\beta} \int_{0}^{\infty} \frac{R^{3} g(R) dR}{Q(R,R_{\omega})} \right]^{2}}, \quad (6.1.5)$$

где резонансный множитель имеет вид

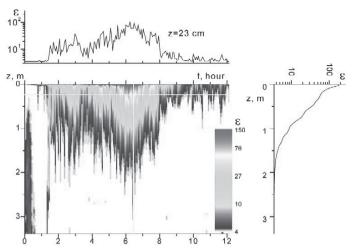
$$Q(R, R_{\omega}) = (1 - (R / R_{\omega})^{2} (1 + i\delta)). \tag{6.1.6}$$

В формуле (6.1.5) были использованы ранее полученные аппроксимации для g(R) вида [23–26]:

$$g(R) = A_g R^{-n} \exp \left[ -n \left( \frac{R_p}{R} + \frac{R}{R_m} \right) \right]. \tag{6.1.7}$$

### 6.2. АКУСТИЧЕСКАЯ НЕЛИНЕЙНОСТЬ МОРСКОЙ ВОДЫ С ПУЗЫРЬКАМИ

Полученные выше результаты по концентрации пузырьков в приповерхностных слоях морской воды позволяют определить дополни-



*Рис. 6.2.1.* Нелинейный параметр приповерхностного слоя пузырьков

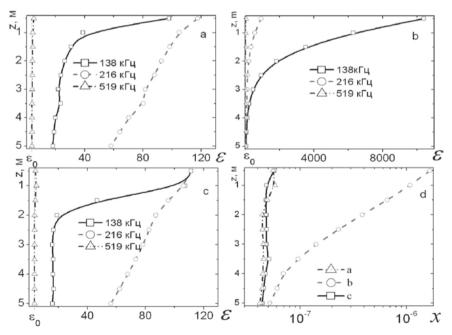
тельную акустическую нелинейность, привносимую распределенными в воде пузырьками, обладающими высокой нелинейностью.

На рис. 6.2.1 представлено изменение во времени нелинейного параметра пузырькового слоя, которое отвечает зависимостям, представленным в главе 5 для концентрации пузырьков. Вблизи поверхности моря нелинейный параметр существенно превышает нелинейный параметр в чистой воде, равный 3.5. На больших глубинах нелинейный параметр стремится к значению нелинейного параметра в чистой воде.

Наиболее сильно изменяется параметр нелинейности в период шторма. Сильное изменение распределения пузырьков по размерам во время шторма, показанное в главе 5, приводит к особенно сильному изменению всех акустических характеристик воды, включая и нелинейный параметр. Из главы 5 следует, что в периоды без шторма наблюдается максимум функции g(R,z), который располагается при  $R_{max}>10$  мкм, при этом величина  $R_{max}$  зависит от глубины. При  $R>R_{max}$  наблюдается степенная зависимость функции распределения пузырьков по размерам с экспоненциальным спадом с глубиной согласно формуле  $g(R,z)=Ae^{-z/L}R^{-n(z)}$ , где  $L\sim (2\div 4)\cdot 10^{-3}U_{10}^{-2,5}$  (здесь L дается в метрах,  $U_{10}$  — в м/с).

На рис. 6.2.2 представлено изменение параметра акустической нелинейности в период шторма, связанное с появлением пузырьковых облаков. Из рис. 6.2.2 видно, что параметр акустической нелинейности морской воды в верхнем слое моря в период шторма изменяется в сотни и даже тысячи раз.

Обращаясь к способам измерения акустической нелинейности, следует отметить, что они наиболее часто построены на принципе измерения амплитуды 2-й гармоники излученного сигнала. Тем не менее в реальных случаях при излучении сложных сигналов, состоящих из суммы волн нескольких частот (волны накачки), в результате их взаимодействия в нелинейной среде возникают более сложные комбинации волн комбинационных частот, которые зачастую имеют большую информативность о состоянии среды. Эффективное нарастание волн комбинационных частот и высших гармоник происходит по мере распространения накачки до расстояния разрыва, после этого генерация



*Рис. 6.2.2.* Изменение вклада в параметр акустической нелинейности, связанного с наличием пузырьков,  $\varepsilon_0$  — значение параметра нелинейности чистой морской воды без пузырьков

волн замедляется за счет проявлений двух механизмов затухания: поглощения накачки и затухания за счет ее дифракционной расходимости. В предлагаемом устройстве применяется режим Берктея [103, 104, 225, 226], в котором распределение давления в волне разностной частоты в дальнем поле зависит в основном от величины  $\varepsilon$ , и тогда на основе измерения амплитуды волн разностной частоты  $P_{\Omega}$  и накачки  $P_{\omega}$  на расстоянии L можно определить величину нелинейного акустического параметра по следующей формуле [49]:

$$\varepsilon = A(\omega, \Omega) \frac{P_{\Omega}L}{P_{\omega 1}P_{\omega 2}}, \ A(\omega, \Omega) = \frac{4\rho c^3}{R_{F\omega}^2 \Omega \ln(2\gamma_E N_A^{-2})}. \tag{6.2.1}$$

где  $P_{\omega l}, P_{\omega 2}, P_{\varOmega}$  – амплитуды давления волн накачки с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$  и волны с разностной частотой  $\varOmega$  ( $\omega_{l,2}=2\pi f_{l,2}, \ \varOmega=2\pi F, \ F=f_1-f_2$ ),  $N_A=(\alpha_{\varpi}R_{F\varpi})^{1/2}$ ,  $\gamma_E=1,78$  – постоянная Эйлера,  $R_{F\varpi}=k_{\varpi}d^2/8$  – длина ближней зоны на частоте  $\omega, k_{\varpi}=\omega/c, d$  – апертура излучателя.

Измерения нелинейного параметра по описанной выше методике проводились в 12- и 16-м экспедиционных рейсах НИС «Академик Александр Виноградов» (1988, 1990) в диапазоне частот от 4 до 40 кГц на различных глубинах [49]. Экспериментальная установка для измерений нелинейного параметра в различных акваториях рейса включала в себя выносную забортную часть с приемопередающими антеннами и измерительную электронную часть, связанные друг с другом соединительными кабелями. Выносная забортная часть представляла собой платформу из пенопласта размерами 1×1×0.3 м, к которому с помощью тонкого фала прикреплялась приемопередающая параметрическая антенна. Длина подвеса антенны могла изменяться. Излучение в рабочем положении происходило вверх, к поверхности. Приемная антенна регистрировала отраженный от водной поверхности сигнал. Плотик с антенной мог отпускаться от борта судна на вытяжном фале на расстояние до 150 м. Сигнал посылки и эхо-сигналы с приемной антенны передавались по отдельным кабелям к электронной измерительной части, находившейся на борту судна.

На рис. 6.2.3 и 6.2.4 представлены результаты измерений нелинейного акустического параметра приповерхностного слоя вод северной части Тихого океана на различных частотах (усредненные данные), полученные в ряде экспедиций на НИС «Академик А. Виноградов» [49].

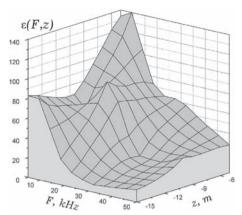


Рис. 6.2.3. Нелинейный параметр приповерхностного слоя субарктических вод северной части Тихого океана (усредненные данные)

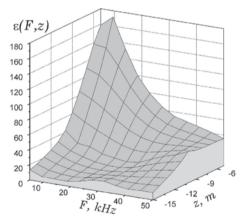


Рис. 6.2.4. Нелинейный параметр приповерхностного слоя субтропических вод северной части Тихого океана (усредненные данные)

Частотные зависимости нелинейного параметра морской воды, аппроксимирующие методом наименьших квадратов экспериментальные значения, можно записать в виде степенной зависимости

$$\varepsilon = A_c F^n. \tag{6.2.2}$$

Частотная зависимость  $\varepsilon(F)$  обусловлена наличием пузырьков в приповерхностном слое моря, нелинейные колебания которых обусловливают зависимость от частоты нелинейного параметра. Как правило, с уменьшением разностной частоты F величина нелинейного параметра  $\varepsilon(F)$  возрастает. При этом значения  $\varepsilon$  могут достигать значений  $\varepsilon > 100$ . что в 20-30 раз превышает значения  $\varepsilon$  для чистой (без включений) морской воды.

Функция  $\varepsilon(F)$  зависит от концентрации пузырьков в приповерхностном слое, величина которой, в свою очередь, изменяется в зависимости от глубины. Одновременно изменяется и величина нелинейного параметра. Из рис. 6.2.3. и 6.2.4 отчетливо виден припо-

верхностный слой с характерной толщиной  $h \sim 5-10\,\mathrm{M}$  в зависимости от частоты. Резюмируя рассмотренные выше результаты, можно предложить следующие эмпирические зависимости нелинейного параметра от частоты и от глубины:

$$\varepsilon(F,z) = A_{\varepsilon}F^{n} \exp(-z/h). \tag{6.2.3}$$

Полученные значения величины отражают наши представления о влиянии приповерхностных слоев пузырьков на величину нелинейного параметра морской воды. Вблизи поверхности большое количество пузырьков увеличивает  $\varepsilon$  до больших значений, а начиная с глубины 30–40 м, по-видимому, следует считать, что пузырьки несущественно изменяют величину нелинейного параметра чистой морской воды.

### 6.3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АКУСТИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ ПРИ НЕКОЛЛИНЕАРНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПУЧКОВ ЗВУКА

Для выполнения работ по исследованию нелинейных процессов была отработана методика и проведены исследования нелинейного рассеяния звука и нелинейного параметра морской воды на отдельных станциях. Исследования проводились с помощью зондирующей установки на основе акустической антенны, излучатели которой установлены под углом для схождения акустических пучков в области нелинейного взаимодействия с микронеоднородностями морской среды [26, 60].

Акустическая антенна представляла собой два пьезокерамических излучателя, расположенных под углом друг к другу, в точке пересечения осей излучателей на кронштейне располагался измерительный гидрофон типа 8103 фирмы Bruel & Kjaer чувствительностью 26.9 мкВ/Па или измерительный гидрофон фирмы «Ахтуба» чувствительностью 100 мкВ/Па. Расстояние от гидрофона до каждого из излучателей — около 40 см. Схема измерения и внешний вид установки представлены на рис. 6.3.1.

Процедура измерений была следующей. Генератор 1 формировал импульсы с частотой заполнения 57 кГц, генератор 2 — импульсы с частотой заполнения 63 кГц. Длительность импульсов в обоих каналах — 2.3 мс, период посылок — 12, 18 и 90 мс в разных режимах излучения, управление параметрами сигналов генераторов осуществлялось с компьютера. Импульсы усиливались двумя каналами усилителя мощности Phonic XP 5000 с подключенными к его выходам

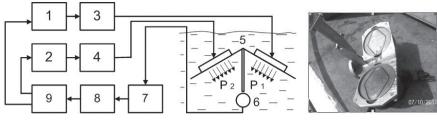
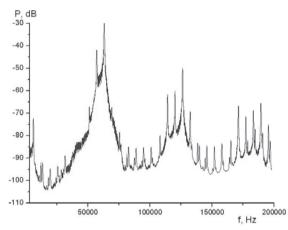


Рис. 6.3.1. Схема измерения и внешний вид установки: 1, 2 – генераторы ГСПФ-053, 3 – первый канал усилителя мощности Phonic XP 5000, 4 – второй канал усилителя мощности Phonic XP 5000, 5 – гидроакустическая антенна, 6 – гидрофон типа 8103 фирмы Bruel & Kjaer, 7 – усилитель типа 2650 фирмы Bruel & Kjaer, 8 – селективный нановольтметр SN-233, 9 – компьютер с АЦП E20-10 фирмы «Л-Кард»

повышающими трансформаторами, амплитуда сигналов на каждом излучателе антенны составляла 540 В. Принятые сигналы обратного рассеяния с гидрофона подавались на согласующий усилитель типа 2650 фирмы Bruel & Kjaer с изменяемым коэффициентом усиления, для фильтрации и дополнительного усиления сигналов использовался селективный нановольтметр SN-233 с изменяемой полосой пропускания. Оцифровка сигнала производилась с помощью 14-разрядной АЦП E20-10 фирмы «Л-кард» с записью на компьютер, частота квантования — не менее 500 кГц. Вертикальное зондирование осуществлялось путем опускания и подъема антенны с закрепленным на ней при-

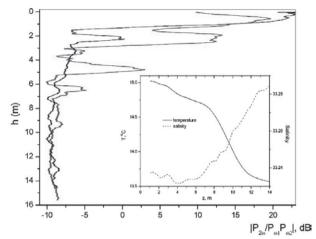


*Рис.* 6.3.2. Спектр акустического сигнала, генерируемого в области пересечения пучков

емным гидрофоном на тросе.

Ha 6.3.2 рис. представлен спектр акустического сигнала, полученного с гидрофопомощью на. расположенного области вблизи ресечения пучков. Частоты накачки составляли 57 и 63 кГп. Из рис. 6.3.2 виден сигнал на разностной частоте 6 кГи и множество спектральных составляющих на комбинационных частотах. Наиболее значительными являются генерируемые сигналы на суммарной частоте  $\omega_1 + \omega_2 \approx 2\omega$ .

На рис. 6.3.3 представлено распределение по глубине акустического сигнала на второй гармонике  $\left|P_{2\omega}/P_{\omega_l}P_{\omega_2}\right|$ , ге-



*Puc. 6.3.3.* Распределение по глубине акустического сигнала на второй гармонике, генерируемого в области пересечения пучков

нерируемого в области пересечения пучков. При этом проводилось нормирование на мощность излучаемого сигнала на накачках 57 и 63 кГц.

Из рис. 6.3.3 видно, что в приповерхностном слое до глубины 7–10 м наблюдается значительная изменчивость величины  $\left|P_{2\omega}/P_{\omega_1}P_{\omega_2}\right|$  при превышении над фоновым значением, достигающим 30 дБ. Столь значительное превышение свидетельствует о существенном увеличении нелинейности приповерхностного слоя вплоть до глубины 6–8 м.

Указанное повышение акустической нелинейности мы связываем с наличием воздушных пузырьков, которые всегда присутствуют в приповерхностном слое и существенно увеличивают параметр акустической нелинейности морской воды. Следует отметить, что именно до глубины 6–8 м простирается верхний перемешанный слой, как это можно видеть из врезки на рис. 6.3.3.

# 6.4. ИЗМЕРЕНИЯ АКУСТИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ МОРСКОЙ ВОДЫ ПРИ КОЛЛИНЕАРНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ АКУСТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ

### 6.4.1. Метод измерения акустической нелинейности

Решение задач диагностики микронеоднородностей в море имеет важное значение для изучения и практического использования океанической среды. Нелинейные эффекты весьма чувствительны к присутствию микронеоднородностей в воде. Таким образом, наряду с непосредственным измерением параметров термодинамического состояния морской воды (плотность, температура, соленость) и скорости звука — первой производной  $c = (\partial \rho / \partial P)_{c}^{-1/2}$  — можно использовать новый параметр  $\varepsilon$ , связанный со второй производной уравнения состояния, который может стать дополнительным важным информативным признаком для диагностики морской среды. Нами разработано сравнительно простое устройство для измерения  $\varepsilon$  в море, которое прошло проверку в морских экспедициях. В основу устройства положен принцип регистрации волн разностной частоты, генерируемых в воде за счет ее нелинейности при последовательных отражениях высокочастотных бигармонических акустических волн накачки между стенками измерительной ячейки.

Одним из измеряемых параметров в таком устройстве является расстояние, на котором развиваются нелинейные эффекты, — расстояние разрыва в волне  $r^*$ . Измеряя расстояние  $r^*$ , на котором появляются нелинейные гармоники в волне, периодически отражающейся от стенок ячейки, можно определить нелинейный акустический параметр  $\varepsilon$  по формуле (2.5.5).

Регистрация волн разностной частоты, генерируемых в воде за счет ее нелинейности, происходит при последовательных отражениях акустических волн между стенками измерительной ячейки. Важно, чтобы отражение волн от стенок происходило без изменения фазы, что задает условия на коэффициенты отражения от стенок, которые должны быть близки к V=1, т.е. стенки должны быть жесткими. В случае импедансных и достаточно мягких стенок должного нарастания амплитуды волны разностной частоты не будет происходить [103, 104]. Такое сравнительно компактное измерительное устройство

можно использовать как ручной погружаемый зонд для перемещения в морской воде от поверхности до заданной глубины.

На рис. 6.4.1 представлена функциональная схема устройства для измерения нелинейного акустического параметра жидкости. Описываемое устройство состоит из погружаемой в море измерительной базы (5) длиной 70 см, на одном конце которой установлен акустический излучатель (6), а на другом конце — отражающая пластина. Излучатель изготовлен из пьезокерамического диска диаметром 65 мм. Излучатель (6) и датчик глубины (7) соединены кабелем с бортовым комплексом аппаратуры. Излучатель работает в импульсном режиме излучения, задаваемого цифровым генератором (2) под управлением компьютера (1) с приемом обратно отраженных импульсов. Сигналы от импульсов после нескольких циклов прохождения между противоположными стенками регистрируются с помощью коммутатора (4) и дальнейшей фильтрации накачки (8) и разностной частоты (9), оцифровываются АЦП (12) и записываются на компьютере.

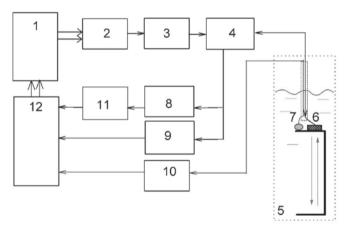
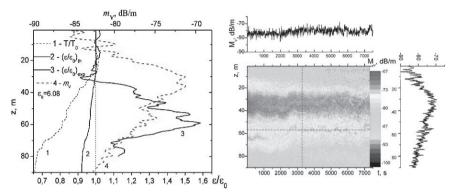


Рис. 6.4.1. Функциональная схема устройства для измерения акустического нелинейного параметра морской воды: 1 – компьютер; 2 – цифровой генератор частот накачки; 3 – усилитель мощности; 4 – коммутатор сигналов излучения—приема; 5 – измерительная база, 6 – излучатель; 7 – датчик глубины, 8, 9 – селективные усилители; 10 – усилитель сигналов с датчика глубины, 11 – детектор огибающей накачки; 12 – АЦП

#### 6.4.2. Измерения акустической нелинейности в океане

Указанный принцип неоднократно использовался для измерения нелинейного акустического параметра морской воды в экспедиционных условиях [17, 20, 21].



Puc.~6.4.2. Зависимости нелинейного параметра  $\varepsilon_{\rm exp}(z)$  от глубины z, существенно превышающие расчетные зависимости  $\varepsilon_{\it th}(z)$  для чистой воды и свидетельствующие о наличии дополнительного вклада, связанного с наличием микронеоднородностей в море, регистрируемых с помощью коэффициента рассеяния звука  $M_{\it v}$ : 1 — температура  $T(z)/T_0(z=0)$ ; 2 —  $\varepsilon_{\it th}(z)$ ; 3 —  $\varepsilon_{\it exp}(z)$  на частоте 15 кГц (накачка 700 кГц); 4 —  $M_{\it V}(z)$  на частоте 100 кГц

На рис. 6.4.2. кривой 3 представлено относительное изменение нелинейного акустического параметра морской воды  $\mathcal{E}_{\rm exp}(z)$  от глубины, здесь же кривой 1 показано относительное изменение температуры с глубиной. Значение нелинейного параметра на поверхности моря  $\mathcal{E}_0=6.08$ ; видно, что нелинейный параметр существенно изменяется с глубиной. В качестве оценки кривой 2 представлено распределение расчетного параметра  $\left(\mathcal{E}/\mathcal{E}_0\right)_{th}$ , которое получено на основе данных Вильсона и Дель-Гроссо для скорости звука c(T,S,P) как функции температуры T, давления P и солености S в соответствии с формулами:

$$\varepsilon(T, S, P) = 1 + \rho c(T, S, P) \left[ \frac{dc(T, S, P)}{dp} + \frac{\alpha T}{\rho C_P} \frac{dc(T, S, P)}{dT} \right], \quad (6.4.1)$$

$$dc / dT = 4.587 - 0.107T + 7.81 \cdot 10^{-4} T^{2} + +2.71 \cdot 10^{-5} TP - 7.19 \cdot 10^{-7} P^{2} - 1.2 \cdot 10^{-2} (S - 35),$$
(6.4.2)

$$dc / dP = 0.15848 + 3.144 \cdot 10^{-5} P - 1.384 \cdot 10^{-11} P^{3} + +1.354 \cdot 10^{-5} T^{2} - 1.438 \cdot 10^{-6} TP,$$
(6.4.3)

где  $\rho$  – плотность,  $C_P$  – теплоемкость,  $\alpha$  – коэффициент теплового расширения.

Из сопоставления расчетных и экспериментальных результатов для  $(\varepsilon/\varepsilon_0)_{th}$  и  $(\varepsilon/\varepsilon_0)_{exp}$  (кривые 2 и 3) видно, что эти результаты существенно расходятся, что свидетельствует в пользу того, что нелинейность в морской воде в основном связана с наличием в ней микронеоднородностей различного происхождения.

Кривой 4 на рис. 6.4.2 справа представлены измерения коэффициента рассеяния звука  $m_V$  на частоте 100 кГц. Сопоставление полученных результатов показывает, что изменение параметра нелинейности расходится с максимальными абсолютными значениями коэффициентов рассеяния звука  $m_V$  и значительное изменение наблюдается несколько ниже горизонта максимума  $m_V$  и совпадает с положением внутренней волны, которая обычно присутствует на границах звукорассеивающих слоев, в местах больших градиентов коэффициента рассеяния звука.

Необходимо подчеркнуть одно важное обстоятельство — измерения нелинейного параметра были проведены не на второй гармонике от частоты накачки около  $1.4~\mathrm{M}\Gamma$ ц, а на небольшой разностной частоте  $15~\mathrm{k}\Gamma$ ц. Способ регистрации нелинейности именно при преобразовании накачки в волну разностной частоты, как оказывается, очень чувствителен к наличию микронеоднородностей в морской воде. Таким образом, применение этого нелинейного способа с преобразованием в волну разностной частоты позволяет получить новые данные о структуре микронеоднородностей морской среды.

В заключение следует отметить, что подобное устройство (при соответствующих незначительных конструктивных изменениях) в равной мере пригодно для измерения нелинейного акустического параметра любой микронеоднородной жидкости естественного или искусственного происхождения. Важно, что принцип регистрации накопления нелинейных эффектов в волне разностной частоты при последовательных отражениях бигармонических акустических импульсов между стенками измерительной ячейки позволяет измерить достаточно слабую нелинейность в микронеоднородной среде. При

этом нелинейное преобразование в низкочастотную область оказывается более чувствительным к наличию в среде гетерогенных неоднородностей по сравнению с методом регистрации нелинейности на высокой частоте второй гармоники.

### 6.5. КАВИТАЦИОННАЯ ПРОЧНОСТЬ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ МОРСКОЙ ВОДЫ

Кавитационная прочность реальной морской воды имеет низкое значение по сравнению с чистой пресной водой, и это обстоятельство обычно связывают с наличием в море пузырьков и других зародышей кавитации. Разрыв жидкости представляет собой типичный нелинейный процесс. Поэтому закономерен вопрос о взаимосвязи кавитационной прочности  $\Delta P_k$  и нелинейного акустического параметра  $\varepsilon$  жидкости. Как показано в разделе 2.7.1, согласно работам [16, 26, 54] можно написать зависимость следующего вида (см. также формулу (2.7.1) и ее обсуждение в разделе 2.7.1):

$$\Delta P_{k} = \frac{1}{2\sqrt{3}} \frac{1}{(\varepsilon - 1)\beta}, \qquad (6.5.1)$$

где величина  $\beta$  представляет собой эффективную сжимаемость воды с пузырьками, зависящую от концентрации и распределения пузырьков по размерам. Учитывая указанные зависимости, в итоге согласно [26, 60] можно написать следующую формулу для кавитационной прочности:

$$\Delta P_{k} = \Delta P_{k0} \left[ 1 + x \frac{\beta'}{\beta \delta} \right] / \left[ 1 + x \frac{(2\varepsilon' - 1)\beta'^{2}}{\varepsilon \beta^{2} \delta^{2}} \right], \tag{6.5.2}$$

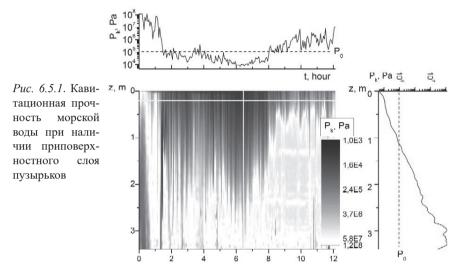
где x — объемная концентрация пузырьков. Для случая чистой жидкости выражение  $\Delta P_{k0}$  было определено Зельдовичем, и оно имеет вид, определяемый формулой (2.7.4). Для воды  $\Delta P_{k0} \approx 1400$  атм и из (6.5.1) следует  $\varepsilon \approx 3 \div 5$ , что согласуется со значениями для чистой воды. Из

(6.5.2) следует, что при 
$$x > x_* = \frac{\varepsilon \beta^2 \delta^2}{(2\varepsilon' - 1)\beta'^2} \approx 10^{-10}$$
 имеем:

$$\Delta P_k = \Delta P_{k0} \frac{x_*}{x}, \quad x_* = \frac{\varepsilon \beta^2 \delta^2}{(2\varepsilon' - 1)\beta'^2}. \tag{6.5.3}$$

При больших концентрациях пузырьков  $x > x_{**} = \beta \delta / \beta' \approx 10^{-5}$  кавитационная прочность стремится к минимальному значению

$$\Delta P_{k,\min} = \Delta P_{k0} \frac{\varepsilon \beta \delta}{(2\varepsilon' - 1)\beta'} = \Delta P_{k0} \frac{\varepsilon}{(2\varepsilon' - 1)} x_{**} \approx 10^{-5} \Delta P_{k0}, \quad \Delta P_{k,\min} \approx 10^4 \text{ IIa.}$$
(6.5.4)



На рис. 6.5.1 представлено изменение во времени кавитационной прочности пузырькового слоя, которое отвечает зависимостям, представленным на рис. 6.2.1 для концентрации пузырьков и нелинейного параметра. Видно, что вблизи поверхности моря кавитационная прочность чрезвычайно низка и даже ниже величины гидростатического давления. На больших глубинах кавитационная прочность стремится к значению кавитационной прочности в чистой воде.

## 6.6. ВЛИЯНИЕ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ПОРОГИ И КИНЕТИКУ КАВИТАЦИИ ГЕТЕРОГЕННЫХ ЖИЛКОСТЕЙ

### 6.6.1. Введение

Расхождение экспериментальных значений кавитационной прочности жидкостей с теоретическими значениями, определенными для

чистой жидкости, объясняется присутствием различных фазовых включений, и в этом случае принято говорить о гетерогенной нуклеации [6, 8]. В работах [3, 4, 6, 8] было показано, что всегда требуется учитывать механизм гетерофазных флуктуаций, который снижает значения кавитационной прочности гетерогенных жидкостей, полученных без его учета, и только в этом случае можно получить реалистичные значения прочности на разрыв жидкостей. Суть этого механизма заключается в том, что под действием термических или квантовых флуктуаций внутри метастабильной жидкости появляется зародыш новой фазы и он при определенных параметрах метастабильности может вырасти до неустойчивого критического размера  $R_{k}$ , отвечающего максимуму минимальной работы W образования зародыша. Как правило, в метастабильной жидкости минимальная работа имеет один максимум и отвечающий ему один критический размер зародыша  $R_k$ . При превышении  $R_k$  зародыш неограниченно растет до макроскопических размеров, определяемых кинетикой фазового перехода.

Представленный выше сценарий считается универсальным для любых типов фазовых переходов I рода. Вместе с тем целый ряд экспериментальных фактов, касающихся фазовых превращений в присутствии внешнего акустического или электромагнитного поля позволяет усомниться в универсальности написанного сценария. Так, еще в старых работах В.И. Данилова, А.П. Капустина, О.В. Абрамова, Г.И. Эскина и др. (см. об этом работы [130, 131, 136]), посвященных кристаллизации жидкостей и растворов, отмечается значительное влияние вибраций, акустических и прочих механических воздействий как на порог зарождения кристаллических зародышей в метастабильной жидкости – переохлажденной жидкости или пересыщенном растворе, так и на условия их роста. Отмечается, что, как правило, введение ультразвукового поля в переохлажденную жидкость приводит к необычно быстрой кристаллизации. Даже перечисленный выше небольшой набор экспериментальных фактов позволяет задать вопросы о том, каков же механизм воздействия внешнего поля на фазовый переход, насколько он универсален и каковы его особенности для наиболее распространенных типов фазовых превращений жидкости - кавитации и кристаллизации.

Экспериментальные исследования нуклеации в метастабильных жидкостях в акустическом поле выявили значительное влияние аку-

стического поля как на пороги нуклеации, так и на кинетику фазового превращения. В первую очередь это относится к акустической кавитации, для которой пороги образования пузырьков и их рост в кавитационном поле существенно зависят от параметров акустического поля (амплитуды, частоты, фокусировки поля и т.п.) [2, 6, 8]. Схожие эффекты существенного воздействия акустического поля наблюдаются при кристаллизации переохлажденных жидкостей в акустическом поле [8, 180]. Во многих отношениях физика воздействия звука на кавитацию и кристаллизацию жидкостей с фазовыми включениями является схожей, особенно в принципиальных вопросах. Рассмотрим в качестве примера акустическую кавитацию.

### 6.6.2. Пороги кавитации в гетерогенных жидкостях

Порог кавитации без учета флуктуаций. Условие равновесия пузырька радиуса  $R_k$  можно записать в виде  $P_k' = P_k + 2\sigma / R_k$ , где  $\sigma$  коэффициент поверхностного натяжения, штрихи здесь и далее относятся к пузырьку, P — давление. С кавитацией или разрывом жидкости связано образование пузырьков с радиусами R, большими критических  $R_k$ :  $R > R_k$ . При наличии в жидкости достаточно больших паровых пузырьков или несмачиваемых твердых частиц радиуса  $R_0$  разрыв жидкости происходит на этих докритических зародышах, когда можно считать, что  $R_k \simeq R_0$ , и в этом случае можно получить известную приближенную формулу [2,3]  $\Delta P_k \approx 2\sigma / R_0$ , где  $\Delta P_k \simeq P_\sigma - P_k$  — кавитационная прочность,  $P_\sigma = P_\sigma(T)$  — равновесное давление паров над плоской поверхностью при температуре T.

Кавитационную прочность жидкостей, содержащих включения в виде газовых пузырьков, обычно рассчитывают исходя из условия потери механической устойчивости для равновесия внутреннего и внешнего давления [2, 54, 80, 110]. Это делается следующим образом. Давление внутри кавитационного пузырька складывается из давления газа  $P_g$  и давления пара  $P_\sigma$ , т.е.  $P' \simeq P_\sigma + P_g$ . В общем случае величину  $P_g$  в пузырьке радиуса R можно записать в виде:

$$P_{g}(R) = P_{g}^{(0)} \left(\frac{R_{0}}{R}\right)^{3\gamma} = \left(\frac{2\sigma}{R_{0}} + \Delta P_{0}\right) \left(\frac{R_{0}}{R}\right)^{3\gamma} \equiv \frac{a}{R^{n}}, \qquad (6.6.1)$$

$$a = \left(\frac{2\sigma}{R_0} + \Delta P_0\right) R_0^n \approx \left(\frac{2\sigma}{R_0} + P_0\right) R_0^n, \quad n = 3\gamma, \quad (6.6.2)$$

где  $P_g^{(0)}$  — давление газа в первоначальном пузырьке радиуса  $R^{(0)} \simeq R_0$ ,  $\gamma$  — показатель адиабаты газа,  $\Delta P_0 = P_0 - P_\sigma \approx P_0$ ,  $P_0$  — гидростатическое давление, здесь и далее для простоты полагаем  $\rho' \ll \rho$ . В итоге наряду с капиллярным давлением появляется дополнительное внутреннее давление, облегчающее разрыв жидкости, что отвечает следующему условию равновесия критического газового пузырька в жидкости:

$$\Delta P_k = 2\sigma / R_k - a / R_k^n, \qquad (6.6.3)$$

где  $a=P_g^{~(0)}R^{(0)n}=R_0^{~n}\left(1-\Delta P_0R_0/2\sigma\right)$ . Далее, определяя точку максимума функции  $\Delta P_k$  в виде  $R_*=\left(na/2\sigma\right)^{1/(n-1)}=R_0n^{1/(n-1)}\left(1-\Delta P_0R_0/2\sigma\right)^{1/(n-1)}$ , можно получить выражение для кавитационной прочности жидкости с газовыми пузырьками в виде [54, 89, 110]:

$$\Delta P_{k} = \frac{n-1}{n} \left(n\right)^{-1/(n-1)} \frac{2\sigma}{R_{0}} = \alpha_{0} \frac{2\sigma}{R_{0}}, \quad \alpha_{0} = \frac{n-1}{n} \left(n\right)^{-1/(n-1)}. \tag{6.6.4}$$

Дополнительный коэффициент  $\alpha_0$ , учитывающий влияние «внутреннего давления» в газовых пузырьках,  $\alpha_0 < 1$ , и это неравенство свидетельствуют о том, что разрыв жидкости в присутствии газовых пузырьков облегчен и происходит при меньших значениях  $\Delta P_k$ .

Порог кавитации с учетом гетерофазных флуктуаций. Формула (6.6.4), полученная выше, не учитывает гетерофазные флуктуации, всегда присутствующие в любой жидкости. Чтобы учесть этот механизм, следует использовать выражение для минимальной работы образования пузырька радиуса R из газового пузырька радиуса  $R_0$ :

$$W = -\frac{4}{3}\pi \left(R^{3} - R_{0}^{3}\right)\Delta P\left(1 - \frac{\rho'}{\rho}\right) + 4\pi\sigma \left(R^{2} - R_{0}^{2}\right) - \frac{4\pi a}{3 - n}\left(R^{3 - n} - R_{0}^{3 - n}\right). \tag{6.6.5}$$

Непосредственной проверкой можно убедиться, что из условия dW/dR=0 можно получить уравнение (6.6.3), а из условия  $d^2W/dR^2=0$  — выражение (6.6.4). Случай (6.6.4) соответствует безактивационому образованию зародышей новой фазы. В действительности возможен также активационный переход. В этом случае

количество зародышей новой фазы, способных вырасти в единицу времени до макроскопических размеров (с размерами  $R > R_k$ ), приходящееся на единицу объема жидкости, которое называется потоком зародышей I через вершину потенциального барьера, образованного минимальной работой W, определяется следующим выражением:

$$I = C \exp(-W_k/kT), \qquad (6.6.6)$$

где  $W_k(\Delta P_k)$  — минимальная работа образования критического зародыша радиуса  $R_k$ , а предэкспоненциальный коэффициент C — слабая функция  $\Delta P_k$ , зависящая от кинетики перехода через потенциальный барьер  $W_k$  [58–61, 73].

Обозначив через y отношение  $R_0$  /  $R_k$  ,  $y = R_0$  /  $R_k$  и используя выражение для потока I, получаем выражение, позволяющее определить y при условии  $R_0 << R_k$  ( y << 1) и при  $n \neq 3$  в виде :

$$y = \left(3 + b - \frac{6D}{3 - n}\right)^{-1/2}, \ b = \frac{3kT\ln(C/I)}{4\pi\sigma R_0^2}, \ D = 1 - \frac{\Delta P_0 R_0}{2\sigma}.$$
 (6.6.7)

Как правило, зародышевые газовые пузырьки имеют достаточно большие размеры и для них выполняется неравенство b << 1. Тогда в случае адиабатических газовых пузырьков, когда  $n \neq 3$ , величина y, следующая из (6.6.7), приближенно равна  $y = \left(3 + 2D/(\gamma - 1)\right)^{-1/2}$ . В случае изотермических газовых пузырьков, когда n = 3,  $y \approx 0.386$ . Отсюда можно определить кавитационную прочность жидкости с газовыми пузырьками:

$$\Delta P_k = \frac{2\sigma}{R_0} \left( 3 + \frac{2D}{\gamma - 1} \right)^{-1/2} \approx \frac{2\sigma}{R_0} \left( 3 + \frac{2}{\gamma - 1} \right)^{-1/2}.$$
 (6.6.8)

Для жидкости с изотермическими пузырьками имеем  $\Delta P_k = 0.386 \left(2\sigma/R_0\right)$ . Величины  $\alpha_k = \Delta P_k R_0/2\sigma$ , рассчитанные с учетом и без учета гетерофазных флуктуаций, обозначим  $\alpha_f$  и  $\alpha_o$ . Тогда в зависимости от показателя адиабаты  $\gamma$  имеем при  $\gamma$  =7/5, 5/3, 1, 1.3, 1.5 следующие величины:  $\alpha_f/\alpha_o$  = 0.70, 0.74, 0.85, 0.62, 0.64 соответственно. Видно, что понижение кавитационной прочности жидкости с газовыми пузырьками, обусловленное гетерофазными флуктуациями, достигает в среднем 30–40%, т.е. оказывается достаточно заметным.

### 6.6.3. Динамический порог кавитации в гетерогенных жилкостях

Динамический порог без учета флуктуаций. Присутствие акустического поля изменяет представленную выше статическую картину разрыва жидкости — внутри пузырька появляется дополнительное давление динамического происхождения, обусловленное выпрямленным действием звука [54, 180]. Давление  $P_i$  внутри пузырька состоит из двух составляющих — равновесного давления пара и газа  $P_{\sigma} + P_{g}$  и дополнительной добавки  $\overline{P}'_{a}$ , происхождение которой в простейшем случае можно увидеть из уравнения Рэлея, усредненного по периоду звука:

$$\rho \left\langle R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^{2}\right\rangle_{a} = \left[P_{\sigma} - \overline{P}_{\infty} - \left\langle\frac{2\sigma}{R} - \left(P_{\sigma} + P_{g}\right)\right\rangle\right] \approx \Delta \overline{P} - \left\langle\frac{2\sigma}{R} - \frac{a}{R^{n}}\right\rangle, \tag{6.6.9}$$

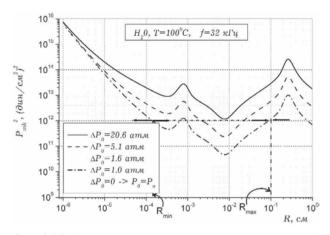
где 
$$\dot{R}=dR/dt$$
,  $\ddot{R}=d^2R/dt^2$ ,  $\overline{\varphi}\equiv\left\langle \varphi\right\rangle \equiv\left(\omega/2\pi\right)\int_{t}^{t+2\pi/\omega}\varphi dt$ .

Давление  $\overline{P}'_a$  является величиной квадратичной по амплитуде акустического поля  $P_m$  и зависит от частоты  $\omega$ , т.е.  $\overline{P}'_a = B(R,\omega)P_m^2$ . В итоге наблюдается рост зародыша, средняя скорость которого определяется формулой вида [6, 8]

$$\dot{R} = \frac{G}{R} \left[ \Delta P - \frac{2\sigma}{R} + B(R, \omega) P_m^2 \right] = \frac{A(R, \omega)}{R} \left[ P_m^2 - P_{mk}(R, \omega)^2 \right], \quad (6.6.10)$$

где G — некоторая константа, зависящая от термодинамических и кинетических характеристик жидкости,  $A(R,\omega)=G\cdot B(R,\omega)$ , при этом величина  $P_{mk}$  является кавитационной прочностью жидкости с зародышами, которую можно определить в виде  $P_{mk}(R,\omega)=\left\lceil \left(2\sigma \,/\, R-\Delta P\right) \middle/B(R,\omega)\right\rceil^{1/2}$ .

Из формулы (6.6.10) видно, что при превышении амплитуды акустического поля  $P_m$  некоторой критической величины  $P_{mk}$  наблюдается рост зародышей. На рис. 6.6.1 показана зависимость  $P_{mk}^{\ \ 2}(R)$  на частоте 32 кГц для случая парогазовых пузырьков в воде при  $T=100^{\circ}\mathrm{C}$ .



Puc. 6.6.1. Зависимость порогового давления акустической кавитации от радиуса пузырьков при различном гидростатическом давлении

При этом различные кривые соответствуют различному внешнему гидростатическому давлению  $\Delta P_0 = P_\sigma - P_0$ .

Из рис. 6.6.1 видно, что разрыв жидкости в звуковом поле может происходить не только при понижении давления  $P_0$  ниже величины  $P_\sigma$ , но также и при  $\Delta P_0 < 0$ , т.е. когда жидкость подвергается сжатию внешним положительным давлением. Стрелки на рис. 6.6.1 указывают положения критических размеров  $R_{\min}$  и  $R_{\max}$ , образуемых от пересечения кривых  $P_{\mathit{mk}}(R)$  и постоянной  $P_{\mathit{m}}$ , соответствующей амплитуде акустического поля.

Видно, что возникновение двух критических размеров для паровых пузырьков является совершенно новым явлением в гетерогенной нуклеации и оно связано исключительно с действием акустического поля. Под действием звукового поля возникает направленная теплопередача внутрь пузырька, и он растет в среднем за много периодов поля. При этом образуется распределение пузырьков по размерам в пределах от  $R_{\min}$  до  $R_{\max}$ . Точка  $R_{\min}$  отвечает обычному неустойчивому критическому радиусу, известному из теории нуклеации. Однако появление устойчивого радиуса  $R_{\max}$  является новым эффектом, связанным с действием звука.

Следует отметить, что рассмотренный механизм существенно за-

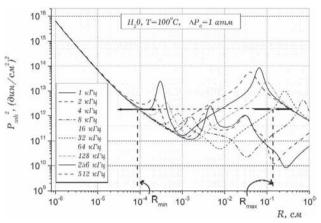


Рис. 6.6.2. Зависимость порогового давления акустической кавитации от радиуса пузырьков при различной частоте звука

висит от частоты звука. В качестве примера на рис. 6.6.2 представлена зависимость  $P_{mk}(R)$  при различных частотах акустического поля, при этом было выбрано значение  $P_0 = 1$  атм, что отвечает равновесному давлению фазового превращения.

Из рис. 6.6.2 видно, что с увеличением частоты минимум  $P_{mk}(R)$  смещается в область меньших размеров. Такое поведение объясняется усилением нелинейных выпрямленных эффектов под действием звука на резонансе Миннерта, положение которого смещается с увеличением частоты в область малых размеров. Это явление было подробно изучено в 1970-х годах и впервые наиболее подробно проанализировано в [6, 8].

Итак, в целом при наличии поля формула (6.6.3) усложняется и принимает вид:

$$\Delta P_k = 2\sigma / R_k - a / R_k^n - B(R_k) P_m^2. \tag{6.6.11}$$

Из (6.6.11) видно, что в случае B(R) > 0 кавитационная прочность в присутствии акустического поля уменьшается. Выпрямленное действие акустического поля обусловлено механизмами как чисто динамического происхождения, так и выпрямленного массопереноса — среднего по периоду поля эффекту накачивания внутрь пузырька либо газа вследствие направленной газовой диффузии (для газовых пузырьков), либо пара вследствие направленного испарения жидко-

сти внутрь пузырька из-за направленной теплопередачи (для паровых пузырьков) [8]. Итак, выпрямленное действие акустического поля формально соответствует появлению дополнительного внутреннего давления внутри пузырька, складывающегося с парциальным давлением пара  $P_{\sigma}$  и газа  $P_{\sigma} \sim a \ / \ R^n$ .

Для нахождения условий безбарьерной нуклеации воспользуемся рецептом, рассмотренным выше. Находим условие экстремума из уравнения,  $\partial \Delta P_{\nu}(R)/\partial R = 0$ , или

$$B'(R_*) = \left(na / R_*^n - 2\sigma / R_*\right) / \left(R_* P_m^2\right), \tag{6.6.12}$$

где  $B'(R) \equiv \partial B(R) / \partial R$ . Решая уравнение (6.6.12) относительно  $R_*$  и далее подставляя  $R_*$  в уравнение (6.6.10) можем получить выражение для кавитационной прочности жидкости с пузырьками с учетом действия акустического поля в виде [54, 180]:

$$\Delta P_k = \alpha_a(P_m, \omega) \frac{2\sigma}{R_0}, \qquad (6.6.13)$$

где, как правило,  $\alpha_a(P_m,\omega) < \alpha_0$  и является сложной функций частоты и амплитуды звука.

Аналогично можно определить амплитуду акустического поля  $P_{mk}$ , при которой происходит разрыв жидкости [6, 8]:

$$P_{mk} = \left[ \left( 2\sigma / R_* + P_0 - a / R_*^n \right) / B(R_*) \right]^{1/2}. \tag{6.6.14}$$

Динамический порог с учетом гетерофазных флуктуаций. Следует отметить, что полученные выражения дают завышенные значения, поскольку не учитывают гетерофазных флуктуаций и отвечают безбарьерной нуклеации. Обратимся к уравнению (6.6.9). Рассмотрим средние во времени параметры динамики зародыша в акустическом поле, уравнение (6.6.9) не будет зависеть явно от времени. Это позволяет преобразовать левую сторону уравнения (6.6.9) к виду  $\rho(R\ddot{R}+3\dot{R}^2/2)=(\rho/2R^2)d(R^3\dot{R}^2)/dR$ . Заметим, что кинетическая энергия  $E=m_b\dot{R}^2/2$  радиально-симметричного движения зародыша с присоединенной массой  $m_b$  в несжимаемой жидкости равна  $E=\rho\cdot 3V_b\cdot\dot{R}^2/2=2\pi\rho(R^3\dot{R}^2)$ , где  $m_b=\rho\cdot 3V_b=4\pi R^3\rho$ . Подставляя выражение для  $(R^3\dot{R}^2)$  через E в формулу (6.6.9), получаем [54, 180]:

$$E(R) - E(R_0) = 4\pi \int_{R_0}^{R} R^2 \left[ B(R, \omega) P_m^2 - \left( \frac{2\sigma}{R} - \Delta P \right) \right] dR.$$
 (6.6.15)

Далее, учитывая, что для критического зародыша при  $R=R_k$  имеем  $E(R_k)=0$ , из (6.6.15) определяем кинетическую энергию  $E(R_0)$ . Учитывая также, что минимальная работа равна убыли кинетической энергии, получаем минимальную работу W(R) роста зародыша от начального радиуса  $R_0$  до радиуса R в виде интеграла, стоящего справа в уравнении (6.6.15), но со знаком минус. Таким образом, можно заключить, что кинетическая энергия радиального роста зародышей и минимальная энергия связаны уравнением сохранения энергии такого вида:

$$E(R) + W(R) = W_k, W(R) = -4\pi \int_{R_0}^{R} R^2 \left[ B(R, \omega) P_m^2 - \left( \frac{2\sigma}{R} - \Delta P \right) \right] dR.$$
(6.6.16)

Таким образом, можем написать общее выражение для минимальной работы образования пузырька на зародышевым газовом включении (случай паровых пузырьков и несмачиваемых твердых частиц получается при условии a=0, штрихи относятся к зародышу) с учетом выпрямленного действия акустического поля [54]:

$$\Delta W(R) = W(R) - W(R_0),$$

$$W(R) = -\frac{4}{3}\pi R^3 \Delta P + 4\pi\sigma R^2 - \frac{4\pi a}{3-n}R^{3-n} - 4\pi B_W(R)P_m^2, \qquad (6.6.17)$$

где  $B_W(R) = \int R^2 B(R) dR$ . Критический радиус  $R_k$  соответствует условию dW/dR = 0, а радиус  $R_*$ , дающий максимум  $\Delta P_k$ , соответствует одновременно условиям: dW/dR = 0 и  $d^2W/dR^2 = 0$ , что отвечает совпадению точки предельного уменьшения максимума с точкой перевала функции W(R), и, следовательно, формулы (6.6.13) и (6.6.14) соответствуют случаю безактивационого образования зародышей новой фазы. В действительности возможен также активационный переход. Тогда, учитывая выражение для y, можно записать следующее уравнение гетерогенной нуклеации в акустическом поле:

$$1 + \frac{B(R_0 / y)R_0}{\sigma y} P_m^2 = \left[ 3 + b - \frac{B(R_0 / y)R_0}{\sigma} P_m^2 - \frac{3P_m^2}{\sigma R_0^2} \int_{R_0}^{R_0 / y} \xi^2 B(\xi) d\xi \right] y^2.$$
(6.6.18)

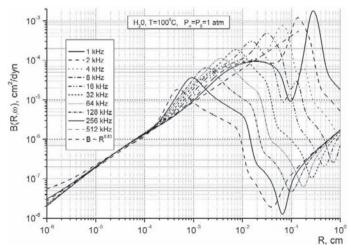
Существенным обстоятельством, затрудняющим дальнейший анализ уравнения (6.6.18), является сложный явный вид функции

 $B(\xi)$  . Рассмотрим некоторые предельные случаи, поддающиеся простому анализу. Наиболее простой случай — это  $B(R) = B_0 = Const$  .

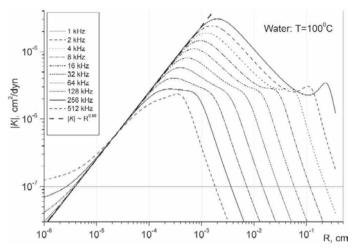
Легко видеть, что из (6.6.18) при условии y << 1 получаем выражение  $y \approx \left(B_0 R_0 P_m^{\ 2} \ / \ \sigma\right) / \left\{1 - B_0 R_0 P_m^{\ 2} \ / \ \sigma\right\} \approx B_0 R_0 P_m^{\ 2} \ / \ \sigma$  . Подставляя его в уравнение, записанное в виде  $\Delta P_k \approx \left(2\sigma y \ / \ R_0\right) / \left\{1 - B_0 R_0 P_m^{\ 2} \ / \ 2\sigma y\right\}$ , имеем  $\Delta P_k \approx B_0 P_m^{\ 2}$ .

Рассмотрим более сложные случаи. На рис. 6.6.3 и 6.6.4 представлены зависимости функции  $B(R,\omega)$  и модуля сжимаемости  $|K(R,\omega)|$ , из которых видно, что при радиусах, меньших радиуса теплового максимума  $R_T$  [6, 8, 54], функция  $B(R) \approx B_1 \cdot R$ . В интервале радиусов  $R_T << R << R_{\omega}$ , где  $R_{\omega} \approx \sqrt{3/\rho \operatorname{Re}(K)}/\omega$  — резонансный радиус пузырька на данной частоте, функция  $B(R,\omega)$  имеет максимум. А затем при  $R >> R_{\omega}$  имеется спад функции B(R) по закону  $B(R) \approx B_2 R^{-2}$ .

Рассмотрим случай малых размеров  $R < R_T$ , при этом  $B(R) \approx B_1 \cdot R$ . Тогда получаем  $y \approx \left(5 B_1 R_0^2 / \sigma\right)^{1/2} P_m$ , откуда следует  $\Delta P_k \approx -2\sigma / 5 R_0$ . Полученный результат показывает, что кавитация в присутствии поля возникает в жидкости, которая не только подвержена растяжению, но, напротив, она поджата внешним гидростатиче-



Puc.~6.6.3 Функция B(R, ω) для воды при 100°C



*Puc. 6.6.4.* Модуль сжимаемости  $|K(R,\omega)|$  пузырьков в воде при  $100^{\circ}\mathrm{C}$ 

ским давлением, которое в нашем случае равно  $2\sigma/5R_0$  . Указанный случай был показан на рис. 6.6.3.

Рассмотрим теперь случай  $R \ge R_0$  , когда  $B(R) \approx B_2 R^{-2}$  . При этом получаем следующее уравнение:

$$\left[3 + b + \frac{3B_2 P_m^2}{\sigma R_0}\right] y^2 - \frac{4B_2 P_m^2}{\sigma R_0} y - 1 = 0, \qquad (6.6.19)$$

положительным корнем которого является решение вида

$$y = \frac{2B_{2}P_{m}^{2}}{\sigma R_{0}} \left[ 3 + b + \frac{3B_{2}P_{m}^{2}}{\sigma R_{0}} \right]^{-1} \left\{ 1 + \left[ 1 + \frac{3}{4} \left( 1 + \frac{B_{2}P_{m}^{2}}{\sigma R_{0}} \right) \left( \frac{\sigma R_{0}}{B_{2}P_{m}^{2}} \right)^{2} \right]^{1/2} \right\}.$$
(6.6.20)

Существуют два предельных решения, отвечающих звуку с малой и большой амплитудой  $y\approx 1/\sqrt{3}$  при  $P_m^{\ 2}<<\sigma R_0$  /  $B_2$  и  $y\approx 4/3$  при  $P_m^{\ 2}>>\sigma R_0$  /  $B_2$ . В первом случае получаем  $\Delta P_k\approx 2\sigma$  /  $\sqrt{3}R_0$  при  $P_m^{\ 2}<<\sigma R_0$  /  $B_2$ . Второй предельный случай фактически не удовлетворяет условию y<1 и его не следует принимать во внимание.

Таким образом, гетерогенная нуклеация в акустическом поле при наличии паровых зародышей имеет черты, присущие нуклеации в

присутствии газовых пузырьков. Роль «внутреннего» давления в этом случае играет усредненное выпрямленное действие звукового поля.

Воздействие звука на кинетику гетерогенной нуклеации в метастабильных жидкостях. Наиболее сложно определить воздействие акустического поля на кинетику фазового превращения, которая связана со скоростью нуклеации — скоростью образования новой фазы. Поскольку зачастую пороги кавитации и кристаллизации определяются при изменении параметров среды по времени появления пузырьков или центров кристаллизации, важным параметром зачастую является именно это время ожидания появления новой фазы. Как следует из формулы (6.6.6), количество зародышей новой фазы, способных вырасти в единицу времени в единице объема жидкости из «докритических» зародышей ( $R < R_k$ ) до макроскопических размеров («закритических» зародышей с  $R > R_k$ ), в случае распределения «докритических» зародышей по размерам вида g(R) определяются следующими выражениями [54, 180]:

$$I = C \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} g(R) \exp\left(-\frac{W_k - W(R)}{kT}\right) dR,$$
 (6.6.21)

$$C = \frac{N}{\rho} \sqrt{\frac{kT}{\sigma}} R_k^2 \left(\frac{dJ}{dR}\right)_k, \quad J = \frac{1}{4\pi R^2} \frac{dM}{dt}. \tag{6.6.22}$$

Здесь  $W_k(\Delta P_k)$  — минимальная работа образования критического зародыша радиуса  $R_k$ , предэкспоненциальный коэффициент C — функция  $\Delta P_k$  и зависит от кинетики перехода через потенциальный

барьер высотой 
$$W_k$$
,  $M=4\pi\int\limits_0^R \rho' R^2 dR$  — масса пузырька,  $J$  — поток

массы через поверхность пузырька, обусловленный либо теплопередачей для паровых пузырьков, либо газовой диффузией для газовых пузырьков, которые могут быть написаны в виде [6, 8, 49]:

$$JL = \kappa \left\langle \left( \nabla T \right)_{R} \right\rangle - \kappa' \left\langle \left( \nabla T' \right)_{R} \right\rangle, \quad J = \rho D \left\langle \left( \nabla c \right)_{R} \right\rangle, \tag{6.6.23}$$

где  $\kappa$  — коэффициент теплопроводности, D — коэффициент диффузии, L — теплота парообразования, c — концентрация растворенного газа в жидкости, угловые скобки здесь уместны только в присутствии акустического поля и означают усреднение по времени (по периоду звука). Таким образом, в присутствии акустического поля предэкс-

поненциальный коэффициент C существенно связан с эффектами выпрямленного действия — эффектами выпрямленной теплопередачи или газовой диффузии. Интегрирование (6.6.21) дает следующие формулы для потока I:

$$I = Cg_{k} \sqrt{2\pi kT / |W_{k}''|}, W_{k}'' = 4\pi R_{k} n \left[ \Delta P - \left( 2\sigma / R_{k} \right) \left( n - 1 \right) / n + B(R) P_{m}^{2} \right].$$
(6.6.24)

Предэкспоненциальный коэффициент C вычисляется с помощью формул (6.6.22), где выпрямленный поток массы внутрь зародыша J вычисляется аналогично задаче о динамике макроскопических паровых или газовых пузырьков [8]. В итоге для газовых пузырьков в случае выпрямленной газовой диффузии получаем:

$$J = \frac{\rho D}{R} \left[ c_0 - H_c \left( P_0 + \frac{2\sigma}{R} - B_c(R) P_m^2 \right) \right], \qquad (6.6.25)$$

$$B_c(R) P_m^2 \approx 2 \left\langle \delta P_R \frac{\delta R}{R} \right\rangle - \left( \frac{1}{2} \rho \omega^2 R^2 + \frac{8\sigma}{R} \right) \left\langle \left| \frac{\delta R}{R} \right|^2 \right\rangle,$$

$$B_c \approx \frac{|K|}{3} \frac{1 - \left( \xi^2 / 4 \right)}{\left( 1 - \xi^2 \right)^2 + \xi^4 \delta^2}, \qquad (6.6.26)$$

где  $\xi=R/R_{\omega}=\omega/\omega_0$ ,  $R_{\omega}$  и  $\omega_0$  — резонансный радиус пузырька на частоте  $\omega$  и резонансная частота пузырька радиуса R соответственно,  $H_c=dc_{\sigma}/dP$  — постоянная Генри, характеризующая растворимость газов под давлением. Окончательно имеем:

$$C = ND\sqrt{\frac{kT}{\sigma}}H_c\left[\frac{2\sigma}{R_k} - R_k B_c' P_m^2\right], \ B_c' \equiv \left(\frac{\partial B_c}{\partial R}\right)_k, \tag{6.6.27}$$

$$B_{c}' \approx -\frac{|K|\xi_{k}^{2}}{2R_{k}\Phi(\xi_{k})} \left\{ 1 - \frac{8(1 - 3\xi_{k}^{2}/4)[1 - \xi_{k}^{2}(1 - \delta^{2})]}{3\Phi(\xi_{k})} \right\},$$

$$\Phi(\xi_{k}) = (1 - \xi_{k}^{2})^{2} + \xi_{k}^{4}\delta^{2}, \qquad (6.6.28)$$

$$\left|W_{k}^{"}\right| = 4\pi R_{k} \left[ \frac{2\sigma}{R_{k}} + (n-2)\frac{c_{0}}{H_{c}} + \frac{(n-2)^{2}}{2} \frac{a}{R_{k}^{n}} + 2(n-1) \left( B_{c} + \frac{RB_{c}^{'}}{4(n-1)} \right) P_{m}^{2} \right]$$
(6.6.29)

В итоге имеем следующее выражение, связывающее интенсивность образования критических пузырьков с кавитационной прочностью  $\Delta P_k$  и концентрацией газовых зародышей  $g_k$ :

$$I = NDkT \frac{g_k}{R_k} \frac{dc_\sigma}{dP} \sqrt{\frac{R_k}{6\sigma\gamma} \left[ \Delta P_{kc} - \frac{2\sigma}{R_k} \frac{3\gamma - 1}{3\gamma} + B(R, \omega) P_m^2 \right]}. \quad (6.6.30)$$

Отсюда определяем кавитационную прочность  $\Delta P_k$  и порог акустической кавитации  $P_{mk}$  :

$$P_{mk} = \sqrt{\left(\frac{I}{NDkT}\right)^2 \frac{2\sigma nR_k}{H_c g_k^2 B(R_k)} + \left(\frac{2\sigma}{R_k} \frac{n-1}{n} - \frac{c_0}{H_c}\right) \frac{1}{B(R_k)}}, \quad (6.6.31)$$

$$\Delta P_{kc} = \frac{2\sigma}{R_k} \left[ \frac{3\gamma - 1}{3\gamma} + 3\gamma I^2 \left( NDkT \frac{dc_{\sigma}}{dP} \frac{g_k}{R_k} \right)^{-2} \right] - B(R, \omega) P_m^2, \quad (6.6.32)$$

где  $\gamma$  — постоянная адиабаты. Важной особенностью формул (6.6.30)— (6.6.32) является наличие в них параметров I, определяющего интенсивность кавитации (индекс кавитации), и g, определяющего количество зародышей кавитации.

Обсуждение результатов. В данном разделе показано, что воздействие акустического поля приводит к появлению дополнительных критических размеров зародышей, которые существенно изменяют общую картину роста зародышей в метастабильной жидкости. По существу, появляется дополнительный параметр, управляющий ростом зародышей в жидкости. Один из указанных выше критических размеров зародышей соответствует традиционному неустойчивому положению равновесия и связан с вершиной потенциального барьера для минимальной работы, отделяющей устойчивую от метастабильной фазы. Другой же размер является совершенно новым, не имеющим аналога в традиционной схеме гетерогенной нуклеации, и отвечает устойчивому положению равновесия.

Появление устойчивого положения равновесия сопряжено с появлением новых равновесных медленно меняющихся параметров при воздействии быстро переменных внешних полей. Как известно [54], вследствие нелинейности такие поля формируют новый эффективный потенциал, который существенно изменяет ранее существовавший без внешнего поля потенциал, определяющий обычное положение равновесия в системе. Появление нового положения равновесия в быстро переменных полях впервые было показано П.Л. Капицей в 1951 г. применительно к обычному маятнику, точка подвеса которого могла осциллировать с большой частотой («маятник Капицы»). В нашем случае новое положение равновесия связано с появлением эффективного «внутреннего» давления, обусловленного усредненным выпрямленным действием звукового поля. Таким образом, оказывается, что гетерогенная нуклеация в акустическом поле даже при наличии паровых зародышей имеет черты, характерные для нуклеации в присутствии газовых пузырьков с дополнительным внутренним давлением газа.

Аналогичное явление имеет место и в случае кристаллизации жидкости в звуковом поле. Здесь усредненное выпрямленное действие звукового поля приводит в итоге к появлению асимптотического размера зародыша кристаллической фазы, больше которого зародыши не вырастают [6, 8]. Последнее обстоятельство приводит к установлению достаточно мелкой кристаллической структуры твердых тел, кристаллизующихся в присутствии акустического поля.

Таким образом, наличие поля приводит к появлению второго критического зародыша, отвечающего асимптотическому радиусу  $R_{\max}$  и формирующего в итоге функцию распределения пузырьков или зародышей кристаллизации по размерам в области размеров от  $R_{\min}$  до  $R_{\max}$  в жидкости.

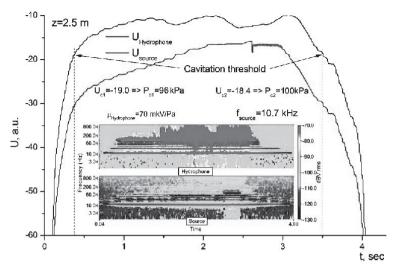
Важной особенностью полученных формул для порога кавитации является наличие в них параметров I, определяющего интенсивность кавитации (индекс кавитации), и g, определяющего количество зародышей кавитации. Таким образом, задача о кавитационной прочности в настоящей работе получила замкнутое решение совместно с функцией распределения зародышей по размерам и интенсивностью кавитации, которое ранее не удавалось получить.

# 6.7. Акустические критерии кавитации и кавитационная прочность морской воды

Исследования кавитационной прочности морской воды были проведены с применением акустического концентратора в форме цилиндра с резонансной частотой 10 кГц. Регистрация кавитации осуществлялась по акустическим шумам, присущим кавитационному режиму. Шумы регистрировались с помощью измерительных гидрофонов фирмы «Ахтуба» (рабочая полоса частот 0.01-300000 Гц) и фирмы Bruel & Kjaer, тип 8103 (рабочая полоса частот 0.01–200000 Гц). Запись сигналов осуществлялась в цифровом виде с помощью многоканальной 14-разрядной платы E20-10 фирмы «Л-кард» с максимальной частотой оцифровки 5 МГц. Высокое напряжение на излучатель подавалось на частоте резонанса 10.7 кГц с помощью усилителя мощности типа Phonic XP 5000 с максимальной мощностью 2 кВт и подстраиваемой индуктивностью, компенсирующей на частоте резонанса емкостную нагрузку. При зондировании в морских условиях гидрофон прикреплялся с внешней стороны концентратора вблизи свободного торца. Предварительно устанавливалось соотношение между акустическими характеристиками, измеряемыми гидрофоном снаружи и внутри концентратора. Соответствующие поправки вносились в дальнейшем в показания внешнего гидрофона при проведении экспериментов в морских условиях.

При проведении кавитационных исследований особое внимание было сосредоточено на изучениях зависимости порога кавитации от различных критериев обнаружения разрыва сплошности морской воды: по нелинейности кривой излучаемой мощности на частоте излучаемого сигнала  $\omega_{S}$ , по второй гармонике  $P_{2\omega}$ , по суммарным высшим гармоникам  $\sum_{\omega>\omega_s} P_{\omega}$ , а также по субгармоникам  $P_{\omega/2}$  и  $P_{3\omega/2}$  [1, 2, 4, 15, 80, 110].

На рис. 6.7.1 и 6.7.2 представлены зависимости от времени амплитуды напряжения на гидрофоне и на излучателе, нагружаемом на кавитирующую жидкость с переменным импедансом. Здесь же на врезке представлены зависимости от времени спектральных характеристик указанных выше сигналов с гидрофона и с излучателя. Глубина, на которой располагался макет измерителя кавитационной проч-



*Рис. 6.7.1.* Зависимости от времени амплитуды напряжения на гидрофоне и на излучателе, на врезке – зависимости от времени спектральных характеристик сигналов с гидрофона и излучателя. Глубина 2.5 м

ности, составляла 2.5 м для сигналов, представленных на рис. 6.7.1, и 3 м для сигналов, представленных на рис. 6.7.2.

Видно, что при высоких напряжениях сигналов наблюдается резкий излом зависимостей U(t), который в спектральной области отвечает резкому обогащению спектральных характеристик акустического шума предположительно кавитационного происхождения. Этот излом может быть положен в основу одного из критериев порога кавитации и измерения на его основе кавитационной прочности морской воды. Соответствующие значения кавитационной прочности представлены на рис. 6.7.1 и 6.7.2.

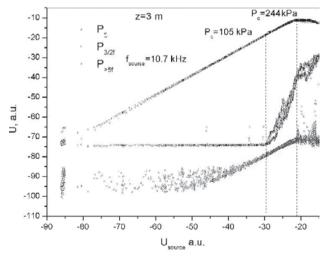
На рис. 6.7.2 представлены зависимости от напряжения на излучателе различных спектральных составляющих акустического шума: сигнала субгармоники  $P_{3\omega/2}(U_{source}(t))$  на частоте  $3/2\omega_s$ , суммарных высших гармоник  $\sum_{\omega>\omega_s}P_\omega(U_{source}(t))$ , а также высших гармоник  $\sum_{\omega>\delta\omega_s}P_\omega(U_{source}(t))$  начиная с 6-й гармоники. Глубина, на которой

располагался макет измерителя кавитационной прочности, составляла 3 м.

Из рис. 6.7.2 видно, что можно четко выделить 2 порога кавитации, отличающихся более чем в 2 раза: по изгибу кривой  $\sum_{\omega>5\omega_i} P_\omega(U_{source}(t))$  и по началу асимптотики всех перечисленных кривых, и особенно – кривой  $\sum_{\omega>0} P_\omega(U_{source}(t))$ . Первый порог отвечает началу кавитации, а

второй порог — началу бурной кавитации, сопровождающейся резким уменьшением акустического импеданса. Таким образом, критерий порога кавитации является в определенной мере достаточно условным. Тем не менее, с позиций обнаружения именно начала кавитации как начала разрыва сплошности жидкости и начала образования пузырьков в жидкости, можно считать кавитационной прочностью жидкости в данном примере первый порог, составляющий  $P_{\rm cl}=105~{\rm k}\Pi a.$ 

На рис. 6.7.3 представлены зависимости от времени различных спектральных составляющих акустического шума: сигнала субгармоники  $P_{3\omega/2}(t)$  на частоте  $3/2\omega_s$ , суммарных гармоник  $P_{\Sigma\omega}(t)=\sum_{\omega}P_{\omega}(t)$  в интервале частот  $\Sigma\omega=1$  к $\Gamma$ ц-1 М $\Gamma$ ц, высших гар-



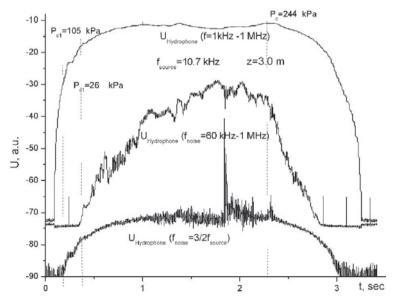
Puc.~6.7.2.~ Зависимости от от напряжения на излучателе спектральных составляющих акустического шума: сигнала субгармоники  $P_{3\omega/2}(U_{source}(t))$ , суммарных высших гармоник  $\sum_{\omega>\delta\omega.}P_{\omega}(U_{source}(t))$  и высших гармоник  $\sum_{\omega>\delta\omega.}P_{\omega}(U_{source}(t))$  начи-

ная с 6-й гармоники

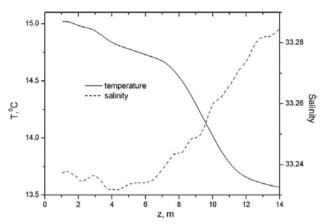
моник  $P_{\Sigma 6\omega}(t) = \sum_{\omega > 5\omega_s} P_\omega(t)$  начиная с 6-й гармоники. Глубина, на которой располагался макет измерителя кавитационной прочности, составляла 3 м.

Результаты, представленные на рис. 6.7.3, соответствуют результатам, представленным на рис. 6.7.2, так как получены в одном и том же эксперименте, но обработаны в различном виде. Сопоставляя результаты на рис. 6.7.2 и 6.7.3, можно видеть, что первый порог  $P_{c1}=105$  кПа отвечает началу кавитации, а второй порог  $P_{c2}=244$  кПа, находящийся на асимптотическом участке  $P_{\Sigma\omega}(t)$ , соответствует началу бурной кавитации.

Экспериментальные исследования кавитационной прочности морской воды проводились в осенний период в бух. Витязь залива Петра Великого Японского моря. На рис. 6.7.4 представлены распределения температуры и солености морской воды в зависимости от глубины. Здесь видно, что наблюдается четко выраженный верхний перемешанный слой с квазиоднородными температурой и солено-



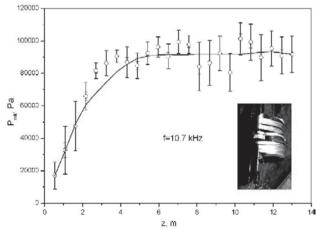
Puc.~6.7.3. Зависимости от времени сигнала субгармоники  $P_{3\omega/2}(t)$  , суммарных гармоник  $P_{\Sigma\omega}(t)$  в интервале частот  $\Sigma\omega=1$  к $\Gamma$ ц-1 М $\Gamma$ ц и высших гармоник  $P_{\Sigma6\omega}(t)$  начиная с 6-й гармоники



Puc. 6.7.4. Распределения температуры и солености морской воды в зависимости от глубины

стью, простирающийся до глубины около 6–8 м. Ниже идет ярко выраженный слой скачка, характеризующийся высокими вертикальными градиентами гидрофизических параметров морской воды.

На рис. 6.7.5 представлена кавитационная прочность морской воды в зависимости от глубины, измеренная в серии экспериментов в одном и том же месте в бух. Витязь, гидрология которой отвечает



Puc. 6.7.5. Кавитационная прочность морской воды в зависимости от глубины

рис. 6.7.4. Измерения проводились при вертикальном зондировании макетом с НИС «Малахит» в октябре 2012 г. Напряжение непрерывно изменялось при зондировании. Так что измерения каждой точки кавитационной прочности проводились в определенном интервале глубин около 0.5 м. Отдельные точки на рис. 6.7.5 отвечают указанным интервалам глубин. В качестве критерия кавитации были взяты данные по первому порогу кавитации  $P_{c1}$ . Ошибки измерений кавитационной прочности указаны на графике и отчасти отражают статистическую природу акустической кавитации.

Из рис. 6.7.5 видно, что кавитационная прочность морской воды существенно зависит от глубины в подповерхностном слое толщиной до 6 м, а затем зависимость от глубины выражена слабо. На врезке показан внешний вид акустического концентратора с прикрепленным к нему гидрофоном фирмы «Ахтуба» для регистрации кавитационных шумов при разрыве сплошности морской воды под действием звука.

Полученные результаты по понижению кавитационной прочности морской воды в приповерхностном слое мы связываем с наличием газовых пузырьков, всегда присутствующих в этом слое. Обращаясь к теоретическим результатам для кавитационной прочности воды с пузырьками, представленными на рис. 2.7.1, можно видеть, что экспериментально обнаруженное понижение до 20 кПа кавитационной прочности воды в непосредственной близости поверхности моря, которое представлено на рис. 6.7.5, можно объяснить присутствием воздушных пузырьков с суммарной объемной концентрацией  $1.2 \times 10^{-4}$ .

## 6.8. КАВИТАЦИОННАЯ ПРОЧНОСТЬ ВОДЫ В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ МОРЯ

Вопрос о взаимосвязи кавитационной прочности  $\Delta P_k$ , нелинейного акустического параметра  $\varepsilon$  и сжимаемости микронеоднородной жидкости обсуждался в литературе неоднократно и частично представлен в главе 2. На рис. 6.8.1 представлено изменение во времени кавитационной прочности пузырькового слоя, которое отвечает зависимостям, представленным на рис. 5.4.10, 5.4.11 и 6.2.1 для концентрации пузырьков и нелинейного параметра. Видно, что вблизи поверхности моря кавитационная прочность чрезвычайно низка и

даже ниже величины гидростатического давления. На больших глубинах кавитационная прочность стремится к значению кавитационной прочности в чистой воде.

Одной из важных задач при создании теоретических моделей является сравнение разработанных теоретических моделей и измерений кавитационных порогов в верхнем слое моря, содержащих пузырьки, взвеси, планктон и другие микронеоднородности. Покажем некоторые типичные результаты такого сравнения. Исследования кавитационной прочности морской воды были проведены с применением акустического концентратора в форме цилиндра с резонансной частотой 10 кГц (см. врезку на рис. 6.8.1). Были проведены всесторонние испытания макета для исследования акустической кавитации в морской воде. Особое внимание было сосредоточено на исследованиях зависимости порога кавитации от различных критериев обнаружения разрыва сплошности морской воды: по нелинейности кривой излучаемой мощности на частоте излучаемого сигнала  $\omega_{em}$ , по второй гармонике  $P_{2\omega}$ , по суммарным высшим гармоникам

 $\sum_{\omega>\omega_{om}}P_{\omega}$  , а также по субгармоникам  $P_{\omega/2}$  и  $P_{3\omega/2}$ .

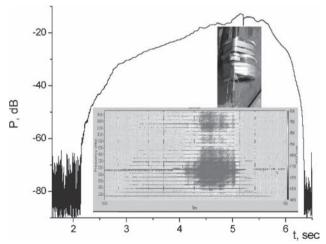


Рис. 6.8.1. Измерения уровня звука в акустическом концентраторе при плавном изменении внешнего напряжения накачки. Здесь же представлены спектрограмма шумоизлучения и внешний вид концентратора с измерительным гидрофоном

Типичные результаты измерений уровня звука в акустическом концентраторе при плавном изменении внешнего напряжения накачки представлены на рис. 6.8.1. На врезке показан внешний вид акустического концентратора с прикрепленным к нему гидрофоном для регистрации кавитационных шумов при разрыве сплошности морской воды под действием звука. Здесь же на врезке рис. 6.8.1 на спектрограмме продемонстрированы спектральные особенности наступления кавитации. Видно, что при пороговых значениях звукового давления происходит резкое обогащение спектра и нелинейное ограничение уровня излучения, сопровождающееся типичным кавитационным шумом образующихся кавитационных пузырьков при акустическом разрыве сплошности морской воды.

На рис. 6.8.2 представлены форма и амплитуда нелинейных акустических сигналов, излучаемых в концентраторе (верхний рисунок), совместно с постепенно увеличиваемой амплитудой синусоидальной накачкой на частоте 11.5 кГц (нижний рисунок).

Из рис. 6.8.2 видно, что форма сигналов внутри концентратора существенно искажается при высоких амплитудах накачки, становится резко асимметричной при наступлении кавитации и затем переходит в режим кавитационного ограничения.

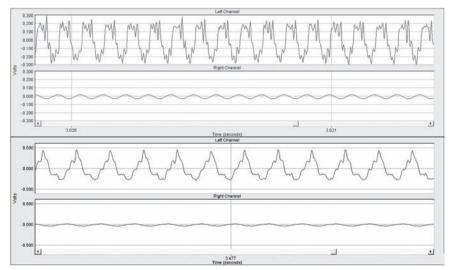
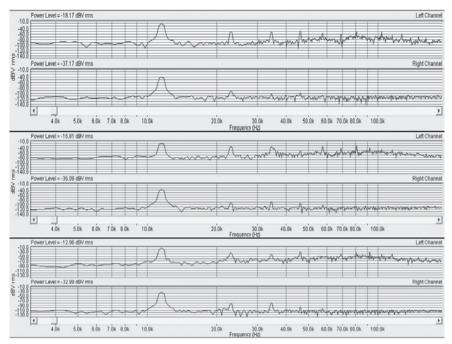


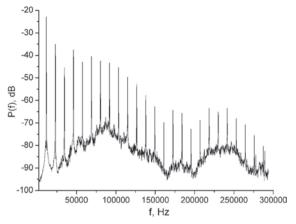
Рис. 6.8.2. Форма акустических сигналов при наступлении кавитации в концентраторе в сравнении с формой сигналов на накачке



Puc. 6.8.3. Спектрограммы акустических сигналов при наступлении кавитации в концентраторе в сравнению с формой сигналов на накачке

На рис. 6.8.3 представлены спектрограммы сигналов шумоизлучения из концентратора, регистрируемые гидрофоном, которые показывают степень обогащения спектра при возникновении кавитации. Для сравнения показаны также изменения спектров возбуждаемого напряжения, подаваемого на излучатель. Отметим, что спектр накачки также изменяется в силу того, что при наступлении кавитации резко изменяется импеданс нагрузки за счет резкого уменьшения скорости звука и плотности пузырьковой смеси. Тем не менее спектральные изменения для накачки происходят в основном на возбуждаемой частоте звука и ближайших гармониках. Резкого обогащения субгармонических составляющих и сплошной части спектра в этом случае не наблюдается.

На рис. 6.8.4 показан спектр шумоизлучения в режиме развитой кавитации. Видно, что происходит резкое обогащение гармоник, появление субгармоник и сплошной части спектра, обусловленной нере-



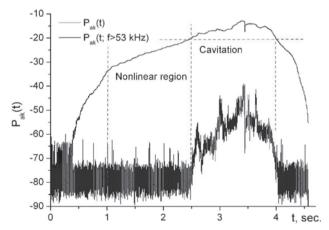
Puc. 6.8.4. Типичный спектр шумоизлучения в режиме развитой кавитации

гулярным схлопыванием кавитационных пузырьков различных размеров, излучающих импульсы звука в случайные промежутки времени.

На рис. 6.8.5 представлены критерии, по которым можно определить различные области нелинейности морской воды в акустическом концентраторе при воздействии

звука. Наиболее информативным для определения кавитации оказался суммарный критерий высокочастотных гармоник совместно с уровнем сплошной части спектра, который представлен на рис. 6.8.5 нижней кривой.

На основании нелинейных зависимостей P(t) и спектральных признаков кавитации были выбраны критерии, по которым была построена зависимость кавитационной прочности морской воды от глу-



Puc. 6.8.5. Спектральный критерий наступления развитой кавитации

бины, представленная на рис. 6.8.6.

Из рис. 6.8.6 видно, что кавитационная морской прочность воды существенно зависит от глубины, резко уменьшается вблизи поверхности и постепенно повышается с глубиной. Видно, что вблизи поверхности моря кавитационная прочность может быть чрезвычайно низка и

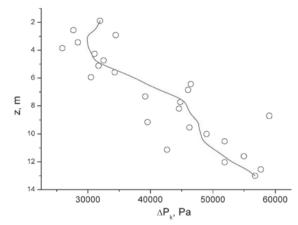


Рис. 6.8.6. Зависимость кавитационной прочности морской воды от глубины

аналогично зависимостям, представленным на рис. 6.5.1, даже может быть ниже величины гидростатического давления. Как известно, такой парадоксальный эффект связан с наличием пузырьков и их сильнейшими динамическими проявлениями благодаря наличию резонансных характеристик и эффектов выпрямленной газовой диффузии [193, 194, 202, 203, 264, 265]. На больших глубинах кавитационная прочность стремится к значению гидростатического давления.

# 6.9. ПОРОГИ АКУСТИЧЕСКОЙ КАВИТАЦИИ В МОРСКОЙ ВОДЕ В РАЗЛИЧНЫХ РАЙОНАХ МИРОВОГО ОКЕАНА

Представлены результаты экспериментальных измерений порогов акустической кавитации в морской воде, полученные в Атлантическом океане, Тихом океане, Индийском океане, Северном Ледовитом океане и в других районах Мирового океана, включая измерения в Аравийском, Балтийском, Восточно-Сибирском, Северном, Филиппинском, Черном, Японском, Охотском и Южно-Китайском морях. Эти измерения были выполнены при проведении многочисленных морских экспедиций в течение длительного периода времени с 1963 по 1987 г. Были выявлены общие закономерности изменения кавитацнонной прочности морской воды в Мировом океане

#### 6.9.1. Введение

Кавитация возникает в воде или других жидкостях при понижении давления и проявляется в виде разрыва жидкости. Принято различать акустическую и гидродинамическую кавитацию. Акустическая кавитация возникает в морской воде или любой другой жидкости под действием мощного акустического поля, когда амплитуда акустического давления  $P_m$  превышает некоторую пороговую величину  $P_m^*$ , которая называется порогом акустической кавитации, или акустической прочностью жидкости на разрыв. В морской воде величина  $P_{m}^{*}$ зависит от многих гидрофизических и гидрохимических параметров, а также от гидростатического давления  $P_0$ , которое в морской среде линейно растет с глубиной и является одним из наиболее значительных факторов, влияющих на возникновение кавитации. Величины  $P_{m}^{*}$  и  $P_{0}$  связаны соотношением  $P_{m}^{*} = P_{0} - P_{c}$ , где  $P_{c}$  – пороговое гидродинамическое давление в жидкости, при котором возникает кавитация. Зародышами кавитации обычно бывают микроскопические, чаще всего газовые, включения в жидкости. Для жидкостей с большими газовыми зародышами кавитации величина  $P_c$  обычно равна давлению насыщенных паров  $P_{v}$ . Однако для очень чистых жидкостей с очень маленькими зародышами кавитации величина  $P_c$  может быть существенно меньше величины давления насыщенных паров  $P_{v}$ , а в некоторых случаях может даже иметь отрицательные значения. При этом величина порога акустической кавитации  $P_{m}^{*}$  является всегда положительной величиной.

Гидродинамическая кавитация обычно возникает в морской воде вследствие понижения давления в спутных потоках при обтекании поверхности движущихся тел или при вращении винтов. При этом принято называть величину соответствующего порогового изменения давления  $(P_0 - P_c)$  гидродинамической кавитационной прочностью морской воды, которая практически равна величине акустической кавитационной прочности в том случае, если частота акустического поля равна или близка частоте гидродинамических пульсаций давления.

Величина порога акустической кавитации  $P_{\scriptscriptstyle m}^{\ *}$  обычно связана не только с параметрами водной среды, но также с некоторыми параметрами акустических излучателей, в частности с частотой акустического поля f, которая может быть существенно выше частоты

гидродинамических пульсаций при обтекании различных тел в морской воде. Однако при низких частотах возбуждения акустической кавитации частота может незначительно отличаться от характерных частот гидродинамических пульсаций. В этом случае величина  $P_m^*$ , измеряемая при акустической кавитации, будет соответствовать величине кавитационной прочности при гидродинамической кавитации в одной и той же воде при прочих равных условиях. Это позволяет использовать результаты измерений акустической кавитации для определения кавитационной прочности морской воды при гидродинамической кавитации.

## 6.9.2. Зародыши кавитации в морской воде

Обычно кавитационная прочность морской воды  $P_m^*$  увеличивается по мере увеличения глубины моря. Однако закономерности этого роста могут быть различными в зависимости от изменения с глубиной концентрации и размеров различных фазовых включений, которые могут быть зародышами кавитации.

В верхнем деятельном слое океана наиболее характерными зародышами кавитации являются газовые пузырьки, концентрация и размеры которых определяются прежде всего поверхностным волнением и гидрофизическими параметрами, определяющими процесс образования и растворения газовых пузырьков в водной среде. В зависимости от этих условий газовые пузырьки в этом слое океана могут иметь различные размеры — от  $10^{-1}$  до  $10^{-5}$  см.

Кавитация может также возникать на фазовых включениях, которые присутствуют в морской воде в виде зоопланктона и фитопланктона. Размеры зоопланктона имеют широкий диапазон от единиц сантиметра для макропланктона до единиц микрометра для нано-планктона. Размеры фитопланктона оказываются в еще большем диапазоне размеров. В целом размеры и концентрация планктона в морской воде зависят от биологической продуктивности в исследуемом районе. При этом они характеризуются пространственной и временной изменчивостью, которая подвержена сложным законам и является объектом самостоятельного изучения.

Кавитация может также возникать на зародышах в виде твердых нерастворимых в воде частиц различной формы с различной степе-

нью смачиваемости. Они могут проникать в морскую воду в виде пыли из атмосферы, из речных наносов и других источников, в том числе в результате антропогенного загрязнения океана. Они могут иметь различные размеры, от  $10^{-2}$  до  $10^{-6}$  см.

В любой воде, в том числе в морской, могут также присутствовать зародыши кавитации в виде паровых пузырьков, которые порождаются космическими частицами или естественной радиоактивностью морской среды. Первичные космические лучи, состоящие в основном из протонов и α-частиц, по мере движения в атмосфере трансформируются во вторичные частицы, которые на уровне моря состоят в основном из электронов и и-мезонов. В дальнейшем электроны интенсивно поглощаются в водной среде, тогда как μ-мезоны обладают большой проникающей способностью и слабо поглощаются в воде. Характерно, что электроны и  $\mu$ -мезоны космических лучей при дальнейшем взаимодействии с веществом выбивают электроны из атомов, затрачивая энергию на ионизацию вещества. Если вновь возникшие электроны обладают достаточно большой энергией, то они могут, в свою очередь, вызвать ионизацию. Такие вторичные электроны принято называть  $\delta$ -электронами. В результате локального выделения энергии, теряемой  $\delta$ -электронами, в жидкости могут возникать паровые пузырьки с размерами меньшими, чем 10-6 см. Их время жизни очень мало, однако их концентрация может быть различной в зависимости от интенсивности космических лучей.

Влияние радиоактивности в морской воде может проявляться в виде потока нейтронов, которые могут взаимодействовать только с атомными ядрами водной среды. В результате этого взаимодействия в водной среде возникают свободные радикалы, а также отдельные атомы кислорода и водорода, которые могут образовывать газовые пузырьки вследствие их статистической коагуляции в виде газовых включений. Подобные эффекты могут также наблюдаться в результате взаимодействия с водной средой такой уникальной космической частицы, как нейтрино.

Все указанные выше зародыши кавитации возникают в водной среде океана под действием различных внешних сил и возмущений. Однако даже при полной изоляции от внешнего влияния в воде возможно спонтанное образование паровых пузырьков вследствие проявления термодинамических гетерофазных флуктуаций. Размеры

таких зародышей кавитации определяются величиной абсолютной температуры среды и для воды в обычных условиях не превышают величину  $10^{-7}$  см. При обычных условиях в морской воде влиянием таких зародышей кавитации можно пренебречь по сравнению с влиянием газовых пузырьков, планктона и твердых частиц.

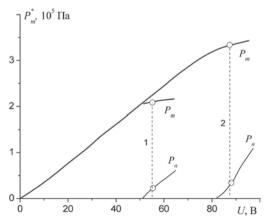
### 6.9.3. Техника и методика измерений

Определение кавитационной прочности морской воды производилось нами с помощью специально разработанных технических средств, основанных на измерении величины пороговой амплитуды акустического давления  $P_m^{\ *}$ , превышение которой приводит к развитию кавитации.

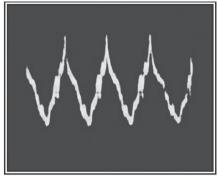
Применяемая нами методика измерения кавитационной прочности морской воды впервые была предложена в работе [1]. Сущность этой методики состояла в следующем. Акустическая кавитация возбуждалась мощным акустическим излучателем на определенной основной частоте f при увеличении амплитуды акустического давления  $P_m$ . Начало возникновения кавитации соответствовало возникновению кавитационного шума  $P_n$ . Обычно величина  $P_n$  состоит из дис-

кретных гармонических компонент с частотами nf, где n = 2, 3, ..., а также из спектральносплошного го шума с произвольной огибающей. Отноппение давления кавитационного шума  $P_{n}$  к амплитуде давления основного нального сигнала  $P_m$  опреназываемый деляет так коэффициент нелинейных искажений акустического сигнала при кавитации  $K = P_n / P_m$ .

На рис. 6.9.1 приведен пример экспериментальных измерений основного



Puc.~6.9.1. Зависимость амплитуды акустического давления  $P_{m}$  и давления кавитационных шумов  $P_{n}$  от электрического напряжения на получателе U на различных глубинах: 1 – глубина 5 м, 2-10 м



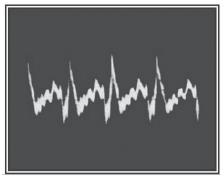


Рис. 6.9.2. Вид суммарного кавитационного сигнала (слева) и сигнала кавитационных шумов (справа) при возбуждении кавитации на глубине 10 м с частотой 10 кГц

тонального сигнала  $P_{m}$  и кавитационного шума  $P_{n}$  в зависимости от величины электрического напряжения на излучателе с частотой возбуждения  $10~\mathrm{k}\Gamma$ ц.

На рис. 6.9.2 приведен вид суммарного акустического сигнала и сигнала кавитационных шумов. Эти измерения были выполнены в сентябре 1982 г. в Японском море на глубинах 5 и 10 м в точке с координатами: широта около 42°N, долгота 132°E.

Экспериментальные исследования возникновения акустической кавитации в морской воде при различных значениях физико-химических характеристик водной среды (таких как температура, соленость, газосодержание и др.) на различных глубинах показали, что порогу кавитации соответствует амплитуда акустического давления  $P_m^*$ , при которой коэффициент нелинейных искажений акустического сигнала вследствие кавитации достигает величины K=0.1. На рис. 6.9.1 значения давления основного тонального сигнала  $P_m$  и сигнала кавитационного шума  $P_n$ , соответствующие порогу акустической кавитации  $P_m^*$ , обозначены светлыми кружочками.

В наших измерениях кавитационной прочности морской воды на различных глубинах применялись заполняемые морской водой по мере их погружения в море полые цилиндрические акустические излучатели, которые были, по сути, цилиндрическими фокусирующими системами и позволяли создавать кавитацию в морской воде на определенном расстоянии от внутренней излучающей поверхности, не внося при этом возмущений в физико-химические характеристики водной среды.

На рис. 6.9.3 и 6.9.4 приведены две различные схемы технических систем, которые применялись нами для измерения порога акустической кавитации в морской воде  $P_{\scriptscriptstyle m}^{\ *}$ . Представленная на рис. 6.9.3 схема измерений включает в себя мощный акустический цилиндрический излучатель. Обычно такие излучатели изготавливаются из пьезокерамики, их резонансная частота f связана с диаметром цилиндра dсоотношением  $f=c_p/\pi d$  , где  $\mathcal{C}_p$  — скорость звука в пьезокерамике. Подобные акустические излучатели удобно применять при частотах возбуждения f более 1 к $\Gamma$ ц. При измерениях на более низких частотах размеры пьезокерамических излучателей становятся слишком большими, что приводит к технологическим сложностям при их изготовлении. При частотах возбуждения кавитации порядка сотен герц применяют акустические излучатели в виде резонансных труб, возбуждаемых на одном из концов трубы, при этом другой конец трубы открыт для поступления морской воды. На рис. 6.9.4 приведена схема измерений порогов акустической кавитации в морской воде  $P_{\scriptscriptstyle m}^{\ *}$  при применении таких труб в качестве акустических излучателей. Коэффициент нелинейных искажений сигнала, а следовательно, порог акустической кавитации в этих схемах определяется с помощью кавитометра. Такая

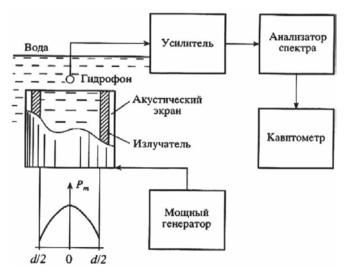
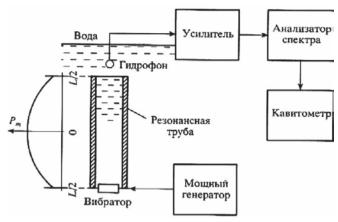


Рис. 6.9.3. Схема установки для измерения порогов акустической кавитации при использовании водозаполняемых цилиндрических акустических излучателей



*Рис. 6.9.4.* Схема установки для измерения порогов акустической кавитации при использовании резонансных труб, возбуждаемых на одном конце вибратором

Предложенная методика и техника измерения кавитацнонной прочности морской воды применялась нами при измерениях в различных районах Мирового океана [1, 141, 143]. Следует отметить, что подобные методики измерения кавитацнонной прочности морской воды позднее нашли применение в работах других исследователей [70, 281].

## 6.9.4. Измерения порогов акустической кавитации

Ниже представлены результаты экспериментальных измерений порогов акустической кавитации, полученные в различных районах Мирового океана. Эти исследования проводились нами в течение многих лет, с 1963 по 1987 г.

На рис. 6.9.5 показаны значения порогов акустической кавитации в морской воде  $P_{m}^{\ *}$  в зависимости от глубины, полученные при изме-

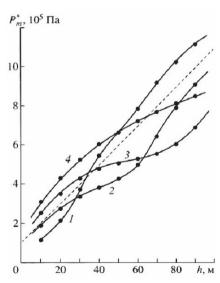
рениях в Японском море в сентябре 1982 г. в точке с координатами: широта 42°N, долгота 132°E. Измерения проводились на различных частотах возбуждения кавитации от 230 Гц до 10 кГц. При этом измерения на самой низкой частоте 230 Гц производились при применении в качестве излучателя резонансных труб согласно рис. 6.9.4. На всех других более высоких частотах при измерениях в качестве излучателей применялись цилиндрические пьезокерамические излучатели согласно рис. 6.9.3.

Как видно на рис. 6.9.5, значения порогов акустической кавитации  $P_m^*$  растут на различных частотах в среднем линейно с ростом глубины h. Однако на некоторых глубинах h можно видеть отличие значений  $P_m^*$  от величины гидростатического давления  $P_0$ , которое показано штриховой линией. Следует отметить, что в некоторых случаях пороги акустической кавитации оказываются меньше величины гидростатического давления. Из работы [6] следует, что это может происходить вследствие влияния газовых пузырьков в морской

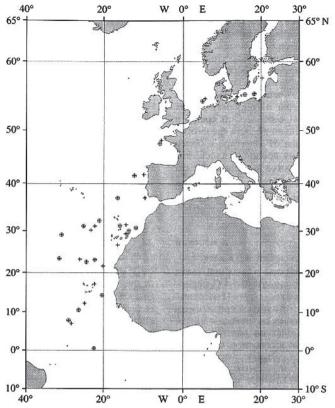
воде, которые могут вырастать из маленьких зародышей до пузырьков резонансных размеров вследствие так называемой направленной газовой диффузии под влиянием периодического воздействия акустическим полем.

В 1968 г. нами были проведены систематические измерения порогов акустической кавитации  $P_m^*$  в северной части Атлантического океана, включая измерения в Северном и Балтийском морях.

На рис. 6.9.6 показаны положения точек в океане, в которых проводились измерения в течение двух последовательных сезонов. Один сезон относился к весенним измерениям в марте—апреле 1968 г., другой сезон относился к летним измерениям в июне—июле



Puc.~6.9.5. Пороги акустической кавитации  $P_{\scriptscriptstyle m}^{\ *}$  в зависимости от глубины при различных частотах  $f:1-f=230\,$  Гц;  $2-f=750\,$  Гц;  $3-f=4.5\,$  кГц;  $4-f=10\,$  кГц



*Рис.* 6.9.6. Расположение станций измерения кавитации в Атлантическом океане. Значки + соответствуют весеннему периоду (март–апрель 1968 г.); значки  $\oplus$  соответствуют летнему периоду (июнь–июль 1968 г.)

1968 г. При этом следует указать, что из общих соображений сезонная изменчивость погоды и связанная с нею изменчивость метеорологических параметров в приводном слое атмосферы и гидрологических параметров в деятельном слое водной среды в океане наиболее значительно должна была проявляться по мере удаления от экватора в более высокие широты. Поэтому предполагалось, что результаты измерения порогов акустической кавитации  $P_m^*$  в экваториальной зоне океана не должны были существенно отличаться в зависимости от сезонов. Однако результаты оказались довольно неожиданными.

На рис. 6.9.7 приведены результаты измерений порогов акустической кавитации  $P_m^*$  в зависимости от географической широты в северной части Атлантического океана от экватора до Северного моря, включая Балтийское море. Измерения проводились на глубинах 10 и 20 м при возбуждении кавитации тональными сигналами с частотой 10 кГц. Из приведенных на рис. 6.9.7 данных прежде всего следует, что в северной части Атлантического океана пороги кавитации  $P_m^*$  существенно меняются в зависимости от широты. Наибольшие значения порогов кавитации  $P_m^*$  наблюдаются вблизи экваториальной зоны, а по мере увеличения географической широты значения порогов  $P_m^*$  уменьшаются. Эта закономерность проявляется более значительно на глубине 20 м, чем на глубине 10 м. На рис. 6.9.6 и 6.9.7 точка с широтой 54°30' N (и долготой 4°52' E) соответствует измерениям в Северном море. Две самые высокоширотные точки, одна с широтой 55°33' N (долготой 15°55' E),

другая с широтой 57°46 N (долготой 20°09' E), соответствуют измерениям в Балтийском море. В Северном и Балтийском морях измерения порогов  $P_{\scriptscriptstyle m}^{\ *}$  проводились в марте и в июле с наибольшим разнесением по времени. На рис. 6.9.7 видно, что в указанных высокоширотных морях пороги кавитации  $P_{\scriptscriptstyle m}^{\ *}$  летом в июле выше, чем весной в марте. Эта закономерность в различной мере проявляется на всех высокоширотных станциях измерений севернее широты  $40^{\circ}$  N. Для более южных широт вплоть до экватора проявляется другая закономерность -пороги кавитации в весенний период оказались больше, чем в летний период.

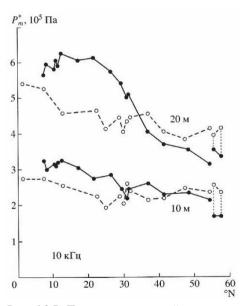


Рис. 6.9.7. Пороги акустической кавитации  $P_m^*$  в Атлантическом океане в зависимости от географической широты на глубинах 10 и 20 м для различных сезонов 1968 г. Значки • соответствуют весне; значки  $\circ$  соответствуют лету

На рис. 6.9.8 приведены значения температуры, солености, растворенного газа и растворенного кислорода в точках проведения акустических измерений на указанных выше глубинах. На рис. 6.9.7 видно, что кавитационная прочность воды в экваториальной части Атлантического океана оказалась более высокой весной, чем летом. При

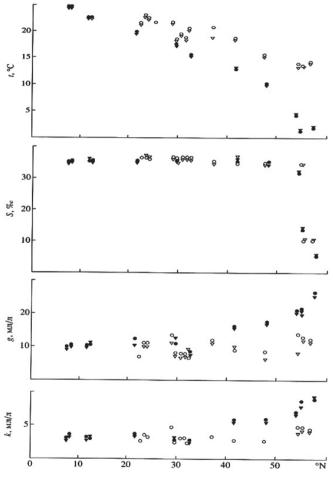
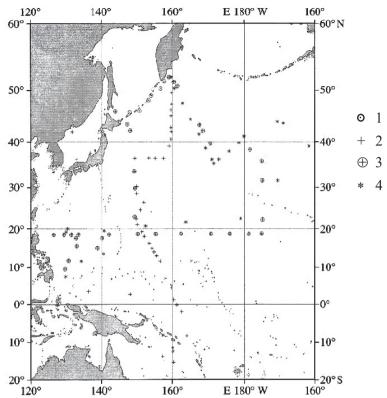


Рис. 6.9.8. Температура, соленость, растворенный газ и растворенный кислород на различных станциях в Атлантическом океане на глубинах 10 и 20 м. Значки о и  $\nabla$  соответствуют глубине 10 м весной и летом соответственно; значки • и  $\nabla$  соответствуют глубине 20 м весной и летом соответственно



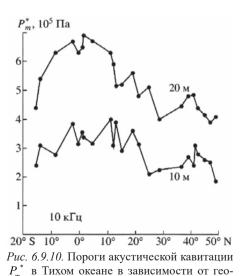
*Рис.* 6.9.9. Расположение станций измерения кавитации в Тихом океане в различные годы. Условные обозначения: 1- сентябрь 1964 г.; 2- сентябрь—ноябрь 1982 г.; 3- октябрь—ноябрь 1983 г.; 4- август—октябрь 1985 г.

этом согласно рис. 6.9.8 в этой части Атлантического океана в указанные сезоны не наблюдалось существенного различия между измеряемыми гидрологическими параметрами. В районах более высоких широт севернее 40° N наблюдалась другая закономерность. Согласно рис. 6.9.7 в этих районах пороги акустической кавитации летом (в июле) оказались выше по сравнению с измерениями весной (в марте). При этом согласно рис. 6.9.8 в летний сезон в связи с повышением температуры наблюдалось уменьшение концентрации растворенного газа и растворенного кислорода, что может приводить к уменьшению концентрации и размеров газовых зародышей кавитации в морской

воде. Согласно существующим физическим представлениям [144, 264], вследствие таких изменений гидрологических параметров следует считать закономерным приведенное на рис. 6.9.7 увеличение кавитационной прочности воды летом (в июле) по сравнению с весной (в марте) в районе субарктических водных масс.

Сопоставление результатов, представленных на рис. 6.9.7 и 6.9.8, позволяет утверждать, что в северной части Атлантического океана при проведении измерений наблюдалось уменьшение кавитационной прочности морской воды по мере увеличения широты от экваториальной части океана с тропическими водными массами до районов высоких широт с субарктическими водными массами. При этом наблюдались: характерное уменьшение температуры воды в океане при переходе от экваториальной части океана до районов высоких широт, очень незначительная изменчивость солености (за исключением известного резкого уменьшения солености в Балтийском море), а также характерное повышение концентрации растворенного газа и растворенного кислорода.

Тенденция уменьшения порогов акустической кавитации морской воды по мере перемещения от экватора к высоким широтам оказалась



графической широты на глубинах 10 и 20 м

при измерениях в сентябре-ноябре 1982 г.

характерной также для других районов Мирового океана.

На рис. 6.9.9 показаны точки проведения измерений порогов акустической кавитации в Тихом океане с 1964 по 1985 г. Особенно обширные результаты были получены в сентябре—ноябре 1982 г., когда удалось провести измерения как в северной, так и в южной частях Тихого океана. При этом в северной части был ярко выраженный осенний период, а в южной части — весенний.

На рис. 6.9.10 приведены результаты измерений порогов акустической кавитации  $P_m^*$ 

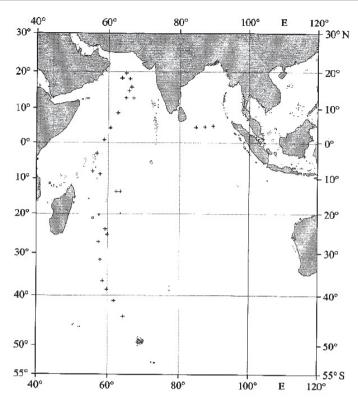


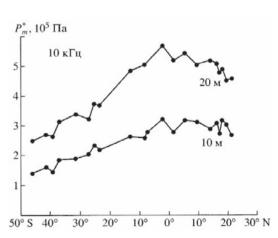
Рис. 6.9.11. Расположение станций в Индийском океане при измерении кавитации в марте—апреле 1987 г.

в зависимости от географической широты, полученные в указанный интервал времени, в Тихом океане от самой северной точки около полуострова Камчатка с широтой около  $49^{\circ}$  N до самой южной точки в Коралловом море с широтой около  $15^{\circ}30^{\circ}$  S. Измерения проводились на глубинах 10 и 20 м при возбуждении кавитации тональными сигналами с частотой 10 кГц. На рис. 6.9.10 видно, что во время проведения измерений в Тихом океане наблюдалась значительная изменчивость кавитационной прочности воды в зависимости от географической широты. При этом пороги акустической кавитации  $P_m^*$  имели наибольшее значение в экваториальной зоне океана в районе тропических водных масс и уменьшались но мере перемещения к более высоким широтам на север вплоть до района субарктических водных масс

и на юг в район субтропических водных масс. Указанная закономерность изменения кавитационной прочности воды  $P_{m}^{\ *}$  с географической широтой оказалась в Тихом океане также ярко выраженной, как и в Атлантическом океане.

Измерения порогов акустической кавитации в Индийском океане были проведены в марте—апреле 1987 г. На рис. 6.9.11 показано расположение точек измерений от точки с широтой около  $20^{\circ}$  N в Аравийском море до точки с широтой около  $45^{\circ}$  S в южной части Индийского океана.

На рис. 6.9.12 приведены результаты измерений порогов акустической кавитации  $P_m^*$  в Индийском океане в зависимости от широты. Измерения проводились на глубинах 10 и 20 м при возбуждении кавитации тональными сигналами с частотой 10 кГц. Видно, что пороги кавитации имели наибольшее значение в экваториальной части океана и уменьшались по мере увеличения широты как в северном полушарии до района субтропических водных масс, так и в южном полушарии вплоть до субантарктических водных масс. Следует отметить, что указанные измерения проводились в период глубокой осени в южной части Индийского океана. Во время выполнения акустических измерений по мере перехода в южном направлении от экватора



*Рис. 6.9.12.* Пороги акустической кавитации  $P_m^*$  в Индийском океане в зависимости от географической широты на глубинах 10 и 20 м при измерениях в марте–апреле 1987 г.

до точки с широтой 45° S наблюдалось уменьшение температуры воды от 30°C в районе тропических водных масс до 10°C в районе субантарктических водных масс. При этом волнение морской поверхности в океане по мере перемещения в южном направлении изменилось от 1 м вблизи экватора до 6.5 м в самой южной точке с широтой 45° S. Увеволнения верхности моря обычно приводит к обрушиваповерхностных волн, что, в свою очередь, ведет к увеличению концентрации и характерных размеров газовых пузырьков в верхнем слое океана, которые являются зародышами кавитации [144]. Поэтому следупонятной ет считать причину уменьшения порогов акустической кавитации  $P_{m}^{*}$  по мере увеличения широты при измерениях в южной части Инлийского океана, результаты которых приведены рис. 6.9.12.

Следует

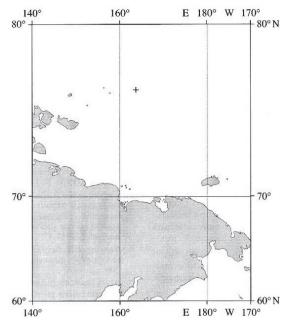


Рис. 6.9.13. Расположение станции в Восточно-Сибирском море при измерениях кавитации в мае 1969 г.

указать, что тенденция увеличения поверхностного волнения по мере перемещения в более высокие широты в общем характерна для всех океанов, кроме районов с ледовым покровом. Возможно, в значительной мере именно эта тенденция объясняет характерную для Атлантического, Тихого и Индийского океанов закономерность уменьшения порогов акустической кавитации  $P_{m}^{*}$  по мере перемещения от экватора в районы высоких широт.

Для понимания взаимосвязи порогов акустической кавитации с гидрометеорологическими и гидрологическими условиями очень важными оказались измерения в Северном Ледовитом океане. Эти измерения проводились в мае 1969 г. с дрейфующей льдины в Восточно-Сибирском море, которая была одной из ледовых баз, входящих в систему дрейфующей арктической станции «Северный полюс-18» (СП-18). На рис. 6.9.13 крестом показано расположение дрейфующей льдины, на которой располагалось научное оборудование в момент проведения измерений. Измерения проводились в точке с координатами широта  $76^{\circ}$  N, долгота  $164^{\circ}$  E в условиях, когда вода была покрыта сплошным льдом толщиной не менее 3 м. Температура воздуха была около  $12^{\circ}$ С ниже нуля, а температура воды изменялась от  $1.68^{\circ}$ С ниже нуля вблизи поверхности до  $1.55^{\circ}$ С ниже нуля на глубине 50 м. Ледовый покров не позволял развиваться поверхностному волнению, поэтому вода в верхнем слое океана практически не содержала зародышей кавитации в виде газовых пузырьков, которые обычно возникают в открытом океане вследствие обрушивания поверхностных волн. Возможно, этим можно объяснить очень большие значения порогов кавитационной прочности воды  $P_m^*$ , которые были получены в этих условиях, по сравнению с измерениями в других районах Мирового океана.

Пороги акустической кавитации  $P_{\scriptscriptstyle m}^{\ *}$  при различных частотах f в арктических условиях составили:

Частота f , к $\Gamma$ ц 2.0 4.0 6.0 8.0 10.0 15.0 Порог кавитации,  $10^5$  Па 1.9 2.9 3.8 4.7 5.6 6.9

Из результатов измерений видно, что на частоте 10 кГц на глубине  $10^{\circ}$  м величина порога акустической кавитации  $P_{\scriptscriptstyle m}^{\ *}$  оказалась равной  $5.6{\times}10^5$  Па, что существенно превышает значения  $P_{\scriptscriptstyle m}^{\ *}$  на этой частоте и этой глубине в других районах Мирового океана. Приведенные результаты показывают, что пороги акустической кавитации  $P_m^*$  увеличиваются по мере роста частоты возбуждения кавитации f. Эта закономерность в различной мере проявляется во всех районах Мирового океана. Представляет интерес сравнение кавитационной прочности морской воды в различных районах Мирового океана. Эта задача не представляется простой, поскольку даже в одной и той же точке океана пороги кавитации могут изменяться с течением времени в значительных пределах в зависимости от погодных условий, а также от сезонной и климатической изменчивости тех гидрофизических параметров водной среды, которые определяют порог возникновения и степень развития кавитации при одних и тех же технических условиях. Однако можно говорить о некоторых средних значениях порогов акустической кавитации  $P_{\scriptscriptstyle m}^{\ *}$ , полученных при определенной частоте f на одной и той же глубине в каждом исследуемом районе Мирового океана.

В табл. 6.9.1 приведены результаты измерений порогов акустической кавитации  $P_m^*$  в различных районах Мирового океана, полученные в течение многих лет — с 1963 по 1987 г. Эти результаты соответствуют стандартным измерениям на глубине 10 м при частоте акустического возбуждения кавитации 10 кГц. Представленные в таблице результаты соответствуют измерениям в экваториальной части Атлантического, Индийского и Тихого океанов. Значения порога кавитации в Северном Ледовитом океане соответствуют измерениям в Восточно-Сибирском море. Видно, что наибольшее значение кавитационной прочности воды наблюдалось в Северном Ледовитом океане, а наименьшее — в Индийском океане. В различных морях, в которых проводились измерения, кавитационная прочность воды изменялась в очень широких пределах. Видно, что наибольшее значение кавитационной прочности наблюдалось в арктических условиях в Восточно-Сибирском море, а наименьшее значение — в Черном море.

. Таблица 6.9.1 Пороги акустической кавитации  $P_{_m}^{\ *}$  в различных районах Мирового океана

Район измерений	Порог $P_{m}^{*}$ , $10^{5}$ Па	Время измерений
Атлантический океан	3.2	Апрель 1968 г.
Индийский океан	2.8	Март 1987 г.
Северный Ледовитый океан	5.6	Май 1969 г.
Тихий океан	3.6	Октябрь 1982 г.
Аравийское море	2.8	Март 1987 г.
Балтийское море	2.3	Июнь 1968 г.
Восточно-Сибирское море	5.6	Май 1969 г.
Охотское море	2.2	Сентябрь 1964 г.
Северное море	2.4	Июнь 1968 г.
Филиппинское море	2.5	Октябрь 1985 г.
Черное море	1.8	Сентябрь 1963 г.
Южно-Китайское море	2.4	Сентябрь 1985 г.
Японское море	2.6	Сентябрь 1982 г.

#### 6.9.5. Выводы и заключение

Приведенные результаты показывают, что пороги акустической кавитации  $P_{\scriptscriptstyle m}^{\phantom{m}*}$  имеют различное значение в различных районах Мирового океана. Это следует учитывать прежде всего при использова-

нии в морской среде мощных акустических излучателей, поскольку между величиной порогового давления акустической кавитации  $P_m^*$  и предельной интенсивностью излучаемой акустической энергии  $J_c$  существует известное соотношение

$$J_{c} = K_{a}(P_{m}^{*})^{2}$$

где введен некоторый коэффициент  $K_a$ , который в случае плоской акустической волны равен  $K_a=1/2\rho c$ , при этом  $\rho$  и c равны соответственно плотности воды и скорости звука в воде.

Пороговое давление акустической кавитации  $P_{\scriptscriptstyle m}^{\phantom{m}*}$  позволяет также оценить критическую скорость  $V_c$  движения в воде различных тел, превышение которой приводит к возникновению кавитации. Для случая движения в воде обтекаемого тела в виде сфероида вращения можно воспользоваться формулой

$$V_c = K_h (P_m^*)^{1/2}$$
,

где введен некоторый коэффициент гидродинамического обтекания тела  $K_h = (2 / \rho K_f K_p)^{1/2}$ , при этом коэффициент  $K_f$  определяется формой тел, а коэффициент  $K_p$  связан с режимом гндродинамических пульсаций при обтекании движущегося в воде тела.

В заключение следует отметить, что исследования кавитационной прочности морской воды в различных районах Мирового океана были начаты в начале 60-х годов прошлого столетия во время работы одного из авторов под руководством В.И. Ильичева на Сухумской научной морской станции Акустического института АН СССР [1], а в дальнейшем, в 70–80-х годах, эти исследования были продолжены в Тихоокеанском океанологическом институте им. В.И. Ильичева ДВО РАН [14, 15, 75–78, 141–143, 146]

Глава 7

#### АКУСТИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ЗВУКОРАССЕИВАЮЩИХ СЛОЕВ В РАЗЛИЧНЫХ РАЙОНАХ ОКЕАНА

Планктон и рыбные скопления обычно располагается в областях с максимальными градиентами температуры, т.е., как правило, в области сезонного термоклина. Это обстоятельство имеет большое значение, поскольку позволяет по аномальному рассеянию звука на планктоне и других микронеоднородностях, локализованных вблизи термоклина, получать информацию о различных крупномасштабных нестационарных гидрофизических процессах в море — внутренних волнах, течениях и крупномасштабной турбулентности, которые имеют связь с положением и характеристиками термоклина. В сущности, можно использовать особенности звукорассеивающих слоев для оценки характера процессов в толще океана. В данной главе представлены типичные вариации коэффициента объемного рассеяния звука вдоль протяженных трасс, располагающихся в различных районах Мирового океана.

#### 7.1. ХАРАКТЕРИСТИКИ РАССЕЯНИЯ ЗВУКА НА ПЛАНКТОНЕ В ОКЕАНЕ

#### 7.1.1. Особенности звукорассеивающих слоев

Выше частоты звука порядка 1 кГц основное рассеяние в океане имеет биологическое происхождение [28, 74], и значительная часть этого рассеяния связана с зоопланктоном. Более подробно иерархия различных рассеивателей по частотам звука выглядит следующим образом: ниже 10 кГц основной вклад в рассеяние звука дают рыбы, причем ниже 3–5 кГц коэффициент объемного рассеяния резко уменьшается; на частотах от 10 до сотен килогерц рассеяние связано с зоопланктоном; а на частотах, приближающихся к 1 мГц и выше

1 мГц основную роль начинают играть фитопланктон и взвеси различного происхождения. Зоопланктон обычно располагается в областях с максимальными градиентами температуры (или плотности), т.е., как правило, в области сезонного термоклина. При этом он имеет толщину слоев от нескольких метров до нескольких десятков метров.

Характерной чертой поведения зоопланктона является его способность к суточным миграциям по глубине — смене места расположения, ночью — ближе к поверхности до 20—100 м, а днем — опускание до значительных глубин 300—500 и даже 1000 м. Способность к суточным миграциям по глубине фитопланктона является дискуссионной и не существует достаточно достоверной информации о характерных глубинах суточной миграции фитопланктона. В первую очередь является неопределенным механизм транспортировки фитопланктона по вертикали. Существуют представления о возможной роли газовых пузырьков как своеобразных движителей фитопланктона под действием обычной архимедовой силы [120, 121]. Однако единого мнения об универсальности такого сосуществования газовых пузырьков с фитопланктоном, а также о механизмах и деталях суточных вариаций до сих пор не существует.

Среди различных видов зоопланктона преобладают мелкие ракообразные с размерами от  $10^{-2}$  до  $1{-}10$  см. Наиболее популярной моделью таких организмов является модель короткого цилиндра длины l и радиуса R с упругой, жесткой оболочкой и жидким заполнением [28–32], а также модель слабоизогнутого цилиндра [289, 312]. При этом считается, что толщина оболочки  $h{<}{<}R$ . Характерные физические характеристики зоопланктона таковы:  $l/2R \sim 5$ ,  $h/R \sim 0.01{-}0.02$ , отношение сжимаемостей оболочки и воды  $\beta_f/\beta \sim 0.05$ , коэффициент Пуассона оболочки  $\nu_1 \sim 0.3{-}0.35$ , отношение плотностей  $(\rho_f{-}\rho)/\rho \sim 0.06$ ;  $(\rho_2{-}\rho)/\rho \sim 0.03{-}0.05$ ;  $(c_2{-}c)/c \sim 0.01{-}0.03$ , где индекс 1 – относится к оболочке, а индекс 2 – к жидкому заполнению [28].

Одним из важных аспектов акустического мониторинга биоресурсов является определение концентрации, размерного и видового состава зоопланктона. Эти данные необходимы при изучении особенностей пространственного распределения, поведения рыб и других гидробионтов, при оценке промысловой значимости скоплений, состояния запасов популяции и др. [126, 137].

### 7.1.2. Функция распределения и особенности рассеяния звука рыбными скоплениями и планктоном

Количественно связь размеров и концентрации зоопланктона при l < l см была впервые получена В.Б. Цейтлиным [134] для организмов, обитающих в тропических биологически бедных и биологически богатых районах океана. Эта связь выражается формулой  $dN/dW = AW^{-2}$ , где N – количество экземпляров в l  $M^3$ , W – вес, выражаемый, как правило, в миллиграммах, A – константа, характеризующая обилие жизни в районе. В верхнем 100-метровом слое воды в биологически богатых районах  $A \sim 30 \text{ мг/M}^3$ , а в биологически бедных A в 50–100 раз меньше. При увеличениии глубины на несколько сотен метров A уменьшается в 1,5–2 раза. Зависимость веса W от размера B имеет вид степенной функции B =

$$\frac{dN}{dl} = A_l l^{-n}, \quad A_l \approx 4,7; \quad n \approx 3,7 \,, \tag{7.1.1}$$

при этом размерности таковы:  $[A_i] = \text{см}^{\text{m}}\text{M}^{\text{-}3}$  ,  $dN / dl = \text{см}^{\text{-}1}\text{M}^{\text{-}3}$ .

В случае больших размеров зоопланктона при l>1 см функция распределения имеет вид функции с максимумом при некотором размере, который может быть ярко выраженным или несколько размазан в зависимости от вида зоопланктона. В настоящее время наиболее популярными являются три вида функций распределения планктона по размерам: нормальное распределение, рэлеевское и распределение Райса. Для типичного океанического зоопланктона с размерами от 0.8-1 см (копеподы, амфиподы) до 5-9 см (эфваузиды, декаподы) обычно имеется следующая закономерность распределения по размерам — с увеличением размера распределение становится уже.

Коэффициент объемного нерезонансного рассеяния звука  $m_{_{V}}$  скоплением рыбы или планктона определяется обычным выражением, учитывающим функцию распределения по размерам в виде:

$$m_V = \int_{l_{ch}}^{l_{\text{max}}} \sigma(l) dN(l), \qquad (7.1.2)$$

где размерность сечения рассеяния  $\sigma$  одиночным организмом обычно задают в  $m^2$ , и тогда размерность коэффициента  $m_V$  определяется как

м-1. Для мелкой рыбы и планктона с размером меньше длины волны звука kl < l зависимость  $\sigma(\omega, l)$  имеет вид

$$\sigma(l,\omega) = \sigma_1(\omega)(l/l_1)^6. \tag{7.1.3}$$

Обычно выбирают  $l_1$ =l см, и тогда для нерезонансной (рэлеевской) области рассеяния получают для коэффицента объемного рассеяния звука  $m_{\nu}$  следующее выражение:

$$m_{\nu}(\omega) \approx (A_{\nu}/\nu) \sigma_{1}(\omega) l_{\text{max}}^{\nu}, \qquad \nu \approx 3.3,$$
 (7.1.4)

где  $l_{\max}$  максимальный размер нерезонирующей рыбы или зоопланктона. Далее вычисления  $m_{\nu}(\omega)$  следует проводить с применением различных моделей рассеяния звука на одиночном включении. Для предварительных оценок рассмотрим рассеяние в рэлеевской области и для простоты будем считать включение сферическим, с параметрами оболочки планктонного организма, представленными выше в разделе 7.1.1. Для этого применим формулу (1.3.24) для сечения монопольного рассеяния звука на малых нерезонансных включениях. Тогда получаем:

$$\sigma_{1}(\omega) = \frac{1}{9} \left( \frac{\rho c^{2}}{\rho' c'^{2}} \right)^{2} (kR)^{4} R^{2} \bigg|_{R=1} = \frac{(2\pi)^{4}}{9} \left( \frac{\rho c^{2}}{\rho' c'^{2}} \right)^{2} \frac{f^{4}}{c^{4}} = \frac{(2\pi)^{4}}{9} \left( \frac{\beta'}{\beta} \right)^{2} \frac{f^{4}}{c^{4}}.$$
(7.1.5)

Отсюда имеем:

$$m_V(\omega) \approx D f^4 l_{\text{max}}^{\ \ \ \ \ \ \ \ \ \ \ }$$
 (7.1.6)

где коэффициент  $D\approx 10^{-27}$   $\Gamma$ ц<sup>-4</sup> см<sup>-(v+1)</sup>, величину  $l_{\rm max}$  берут в см, при этом величина  $m_{_V}$  представляется в см<sup>-1</sup>. Для перехода к размерности  $m_{_V}$  в м<sup>-1</sup> следует увеличить  $D\approx 10^{-27}$  на два порядка до величины  $D\approx 10^{-25}$ , сохранив прежнюю размерность величин, составляющих формулу (7.1.6). Так, для характерной частоты 30 к $\Gamma$ ц и размера  $l_{\rm max}\sim 1$  см получаем  $m_{_V}\approx 10^{-7}$  м<sup>-1</sup>. Часто коэффициент рассеяния звука  $m_{_V}$  записывают в логарифмической форме — в децибелах согласно следующей формуле:

$$S_{\nu}(\omega) = 10 \lg m_{\nu}(\omega) , \qquad (7.1.7)$$

при этом размерность  $m_V$  берут в м<sup>-1</sup>. Так, в приведенном выше примере коэффициент рассеяния  $m_V \approx 10^{-7}$  м<sup>-1</sup> имел бы в децибелах значение  $S_v(\omega) \approx$  -70 дБ.

Коэффициент рассеяния  $m_V$  существенно зависит от сечения рассеяния на одиночном включении. Имеется обширная литература, посвященная вычислению этого параметра при различных сочетаниях размера и длины волны, формы объекта и др. В приведенных выше формулах не учитываются эффекты дифракции, имеющие определенное значение при больших размерах объектов. В конце 1980 — начале 1990-х гг. появился ряд моделей, которые позволяют по достаточно простым формулам учесть дифракционные эффекты при рассеянии на достаточно больших и сложных по форме объектах, например, на слабо изогнутых цилиндрах конечной длины. В этом случае удается оценить коэффициент рассеяния не только рыбами и планктоном малого размера (меньше длины волны звука), но и большими рыбами и зоопланктоном, наиболее сильно рассеивающими звук. Одной из популярных моделей является модель Стентона [289, 312]. Основные формулы имеют следующий вид:

$$\sigma_{1}(\omega,R) = \frac{1}{4} \left( \frac{\sigma_{LR}G}{1 + \sigma_{LR}/3L_{a}R^{2}V^{2}F} \right), \quad V = \frac{\varsigma - 1}{\varsigma + 1}, \quad \varsigma = \frac{\rho'c'}{\rho c},$$

$$\sigma_{LR} = L_{a}^{2}R^{2}(kR)^{4}H^{2}\xi^{2}, \quad H = \frac{1}{2} \left[ 1 + 3L_{a}^{2}R^{2}\sin\left(\frac{1}{L_{a}^{2}R^{2}}\right) \right],$$

$$\xi = \frac{1 - \tilde{\beta}}{2\tilde{\beta}} + \frac{1 - \tilde{\rho}}{1 + \tilde{\rho}},$$

$$\tilde{\beta} = \frac{\beta}{\beta'} = \frac{\rho'c'^{2}}{\rho c^{2}}, \quad \tilde{\rho} = \frac{\rho'}{\rho}, \quad G \approx 1 - 0.87e^{-2.5(kR - 2)^{2}}, \quad F \approx 5(kR)^{0.4},$$

$$L_{a} \approx 10.5,$$

$$(7.1.10)$$

где  $\rho$  — плотность, C — скорость звука,  $k = \omega / c$  — волновое число,  $\omega$  — циклическая частота звука, R — радиус цилиндрического объекта, штрихи относятся к объекту. Из формулы (7.1.8) видно, что в области малых размеров kR < I имеем рэлеевское рассеяние:

$$\tilde{\sigma}(\omega,R) \approx \frac{\sigma_1(\omega,R)}{R^2} \approx \frac{1}{4} \frac{\sigma_{LR} G}{R^2} \approx \frac{1}{16} \xi^2 L_a^2 (kR)^4, \quad kR << 1, \qquad (7.1.11)$$

а в области больших размеров kR > 1 имеем квазигеометрическое приближение сечения рассеяния вида

$$\tilde{\sigma}(\omega, R) = (15/4)V^2 L_a (kR)^{0.4}$$
.  $kR > 1$ . (7.1.12)

В работе И.Б. Андреевой и Л.Л. Тарасова [29] было предложено оценивать рассеяние звука некоторыми видами ракообразного зоопланктона по простым приближенным формулам. Вводится сечение обратного рассеяния  $\sigma_{\text{max}}$  планктонного организма при его перпендикулярной ориентации. Прежде всего рассчитывается сечение обратного рассеяния бесконечно длинного цилиндрического объекта с параметрами планктонного организма (твердая оболочка, заполненная внутри упругой жидкой мускульной тканью)  $\sigma_{\text{max}}^{\infty}$  и затем определяется сечение обратного рассеяния  $\sigma_{\text{max}}$  планктонным организмом длины l по формуле

$$\sigma_{\text{max}} = \sigma^{\infty}_{\text{max}} \left( l / r_F \right)^2, \tag{7.1.13}$$

где  $r_F$  — радиус зоны Френеля, который при обычных измерениях всегда достигает размера планктона. Вводятся нормализованное сечение рассеяния  $\tilde{\sigma} = \sigma/l^2$  и нормализованный размер планктона  $\tilde{l} = l/\lambda$ , где  $\lambda$  — длина волны звука. Тогда поведение  $\sigma_{\rm max}$  как функцию размера l можно определить по зависимостям нормализованных параметров  $\tilde{\sigma}_{\rm max}\left(\tilde{l}\right)$ . Для высоких частот  $\tilde{l}>1$  эта функция осциллирует, а на низких частотах при  $\tilde{l}\ll 1$  она спадает пропорционально  $\tilde{l}^4$ . Для лучшего сравнения с экспериментом были введены следующие параметры планктонного организма: отношение длины l к диаметру 2a равно l/2a=5, толщина твердой оболочки d=0.06a, модуль упругости оболочки  $K_1=4.3\cdot 10^{10}$  Н/м², отношение Пуассона равно 0.32, плотность 1.06 г/см³, для мягкой ткани скорость звука 1530 м/с, плотность 1.05 г/см³.

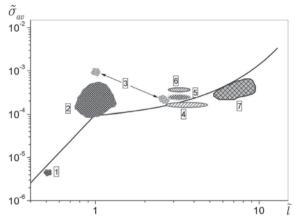
В итоге на основе усредненных экспериментальных результатов авторами работы [29] были предложены полуэмпирические функции  $\tilde{\sigma}_{av} \Big( \tilde{l} \, \Big)$  вида

$$\tilde{\sigma}_{av}(\tilde{l}) \approx \begin{cases} \tilde{\sigma}_{max} \approx 10^{-4} \tilde{l}^4, & \tilde{l} \leq 1.1 \\ 7 \cdot 10^{-5} \cdot 10^{0.13\tilde{l}}, & \tilde{l} \approx 1.1 \div 15 \end{cases}, \tag{7.1.14}$$

которые представлены на рис. 7.1.1 одновременно с экспериментальными результатами ряда авторов.

Из числа сравнительно недавних работ, посвященных изучению рассеяния и поглощения звука планктоном, следует отметить работу

[222]. Особенностью этой работы наряду изучением поглощения звука планктоном было сравнение различных моделей рассеяния звука зоо-(вклюпланктоном чая модель Стентона) и скрупулезное обсуждение метода вычисления амплитуды рассеяния звука в борновском приближении фазовой компенсании искаженной волны (PC-DW-ВА). Указанный ме-



*Рис. 7.1.1.* Приведенное сечение рассеяния звука на зоопланктоне. Выделенные области на графике – экспериментальные результаты различных авторов: 1-[224], 2-[237], 3-[289], 4-[248], 5-[273], 6-[279], 7-[112]

тод представляет собой дальнейший шаг по сравнению с методом, использующим обычное борновское приближение искаженной волны (DWBA) для изогнутых и конечных цилиндров в модели Стентона, которая представлена выше для зоопланктона в виде формул (7.1.8)— (7.1.10). Амплитуду рассеяния  $f_s$  в приближении PC-DWBA можно записать в виде

$$f_{s} = (k'R)^{2} eR(\gamma_{k} + \gamma_{\rho} \cos \theta) \frac{j_{1}(k'R\Phi_{\theta})}{k'R\Phi_{\theta}} \exp\left\{-i\frac{2}{3}e^{1/3}\left[1 + \sin\frac{\theta}{2}\right]\left(\frac{c'}{c} - 1\right)k'R\right\},$$
(7.1.15)

$$\Phi_{\theta} = \left( (1 - \cos \theta)^2 + e^2 \sin^2 \theta \right)^{1/2}, \quad \gamma_k = \left( \frac{\rho}{\rho'} - \frac{c'^2}{c^2} \right), \quad \gamma_\rho = 1 - \frac{\rho}{\rho'}, \quad (7.1.16)$$

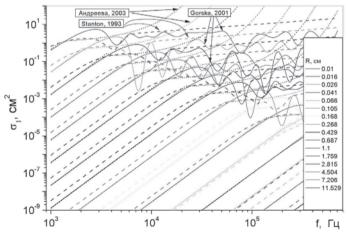
где  $j_1(k'R\Phi_\theta)$  — сферическая функция Бесселя 1-го порядка, e=l/2R — отношение осей эллипсоида вращения (l — длина наибольшей оси и R — радиус),  $\theta$  — угол рассеяния, равный 0 при рассеянии вперед, и  $\theta=\pi$  — при рассеянии назад. Выражая сферическую функцию Бесселя через тригонометрические функции, получаем для амплитуды рассеяния назад:

$$f_{bs} = \frac{e}{4}R \left(2\frac{\rho}{\rho'} - \frac{c'^2}{c^2} - 1\right) \left[\frac{\sin 2k'R}{2k'R} - \cos 2k'R\right] \exp\left\{-i\frac{4}{3}e^{1/3}\left(\frac{c'}{c} - 1\right)k'R\right\}.$$
(7.1.17)

Отсюда сечение обратного рассеяния  $\sigma_1 = \left| f_{bs} \right|^2$  запишется в виде

$$\sigma_1 \approx \frac{e^2}{16} R^2 \left( 2 \frac{\rho}{\rho'} - \frac{c'^2}{c^2} - 1 \right)^2 \left[ \frac{\sin 2k'R}{2k'R} - \cos 2k'R \right]^2.$$
 (7.1.18)

На рис. 7.1.2 приведены расчеты сечения рассеяния звука в зависимости от частоты на одиночном зоопланктоне при различных размерах *R*. Расчеты проведены по трем рассмотренным выше моделям: Т. Стентона [289] — расчеты по формулам (7.1.8)—(7.1.10), Н. Горской и Д. Чу [222] — расчеты по (7.1.15)—(7.1.18), И.Б. Андреевой и Л.Л. Тарасова [29] — расчеты по (7.1.14). Из рис. 7.1.2 видно, что соответствие между моделями Стентона и Горской—Чу очень хорошее в рэлеевской области, но в области больших размеров дифракционные эффекты по модели Горской—Чу приводят к более сильным осцилляциям сечения рассеяния по сравнению с расчетами по модели Стентона. Из экспериментальных результатов [29, 234, 280, 312] известно, что при рассе-



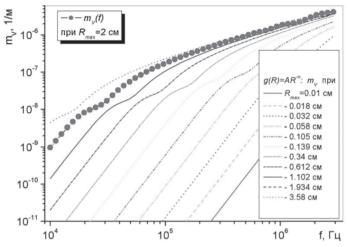
*Рис.* 7.1.2. Сечение рассеяния звука в зависимости от частоты на зоопланктоне различных размеров R. Расчеты проведены по трем различным моделям: [289], [222], [29]

янии на одиночной особи зоопланктона существенных осцилляций не наблюдается – факт, который был положен Андреевой и Тарасовым в основу приближенной формулы (7.1.14). Между моделями Стентона и Горской-Чу, с одной стороны, и Андреевой и Тарасова, с другой стороны, наблюдается стабильное расхождение, которое, вероятно, вызвано расхождением в определяющих параметрах – нами для расчетов рис. 7.1.2 были выбраны эффективные параметры плотности и скорости звука планктона в виде  $(\rho_{1e}-\rho)/\rho=0.03$  и  $(c_{1e}-c)/c=0.03$ . Соответствующий подбор параметров  $(\rho_{1e}-\rho)/\rho=0.04$  и  $(c_{1e}-c)/c=0.03-$ 0,04 позволяет достаточно близко приблизить расчеты друг к другу. Следует отметить, что недавно было проведено подробное сравнение различных моделей рассеяния звука на планктоне [234]. Не вдаваясь в подробности, укажем, что наиболее практичной оказалась комбинация модели Стентона и Горской и Чу. Таким образом, представленные выше простые формулы позволяют с достаточной точностью аппроксимировать сечение рассеяния звука в широкой полосе частот на одиночных особях зоопланктона.

## 7.1.3. Коэффициент объемного рассеяния звука на планктоне с типичными функциями распределения по размерам в море

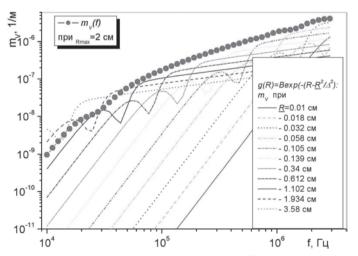
Наряду с общей зависимостью от размеров одиночных особей зоопланктона важное значение имеет качественный состав планктона, что является достаточно очевидным, т.к. в формулы (7.1.8)—(7.1.10) кроме размера объекта входят различные его физические характеристики, в различной степени отличающиеся от окружающей среды. Так, согласно работе [280], основной вклад в рассеяние звука на частоте 150 кГц в Мексиканском заливе среди зоопланктона дают прежде всего организмы с размерами больше 2 мм, затем мелкие хитиновые, представленные с большой плотностью, и организмы с газонесущими полостями (пузырьками газа). Желатинообразные организмы дают относительно малый вклад в рассеяние звука.

В качестве примера, иллюстрирующего применение формул Стентона (7.1.8)—(7.1.10), на рис. 7.1.3 и 7.1.4 представлены типичные зависимости для коэффициентов рассеяния на планктоне с двумя типами функций распределения по размерам — степенной и гауссовской.



 $Puc.\ 7.1.3.\$ Зависимость  $m_{_{V}}(f)$  при различных  $R_{_{\max}}$  для степенной функции g(R)

Для степенной функции было взято распределение (7.1.1), при этом коэффициент рассеяния  $m_V(f)$  вычислялся по формуле (7.1.2). Коэффициенты для гауссовской функции были выбраны из условия совпадения объемной концентрации включений (равной  $x = 1.8 \times 10^{-5}$ ),



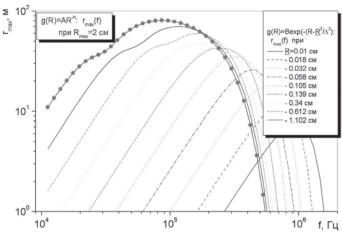
 $Puc.\ 7.1.4.$  Зависимость  $m_{_{V}}\!(f)$  при различных  $\overline{R}$  для нормального распределения g(R)

вычисляемой двумя способами — на основе известной степенной (7.1.1) и неизвестной гауссовской функций распределения по размерам.

На рис. 7.1.3 и 7.1.4 прежде всего следует обратить внимание на переход от типичного рэлеевского закона рассеяния  $m_V \sim \omega^4$  к диффузионному  $m_V \sim \omega^2$  и далее – к очень слабо выраженному от частоты закону при kR >> 1 в соответствии с формулами (7.1.11)—(7.1.12). Видно, что этот переход наблюдается в окрестности нескольких десятков килогерц и сильно зависит от функции распределения планктона по размерам. Следует обратить внимание на то, что при степенной функции распределения осцилляции сечения рассеяния на одиночном включении усредняются и в итоге получается сглаженная картина без каких-либо осцилляций коэффициента рассеяния в зависимости от частоты. Однако при нормальном законе распределения наблюдаются сильные осцилляции коэффициента рассеяния, что затрудняет решение обратной задачи восстановления функции распределения планктона по размерам и таким образом затрудняет восстановление объемной концентрации планктона в морской среде.

На рис. 7.1.5 представлена зависимость максимального расстояния обнаружения планктона или рыбы с объемной концентрацией  $x=1.8\times10^{-5}$  при введении минимальной пороговой чувствительности приемника рассеянных акустических сигналов  $P_{min}\sim 0.1$  Па. Из рис. 7.1.5 видно, что расстояние обнаружения планктона существенно зависит от его размеров и частоты звука. Рыбу и планктон большого размера лучше всего обнаруживать на низких частотах. Что касается мелкого планктона, его лучше всего пытаться регистрировать на более высоких частотах. Для типичных размеров частиц мелкого планктона меньше 1,5-3 мм в диаметре следует применять высокие частоты — больше  $200~\rm k\Gamma$ ц, в то время как большой планктон может обнаруживаться также с применением низких частот лоцируемого сигнала.

В заключение следует отметить, что представленные результаты расчета максимального расстояния обнаружения планктона с применением модели Стентона являются грубыми и принципиально заниженными. Только за счет улучшения помехозащищенности тракта приема удается улучшить параметры приема до 10 дБ. Фактически это означает увеличение дальности надежной регистрации планктона до 250 м на частотах около 100 кГц. Реально следует надеяться на по-



Puc. 7.1.5. Зависимость  $r_{max}(f)$  при различных R

вышение надежности обнаружения указанных объектов с применением спектроскопического метода. Особенно это применимо для рыбы с плавательным пузырем. В частности, на основе представленной на рис. 7.1.5 оценки максимального расстояния обнаружения планктона размером  $\sim 2$  см можно утверждать, что при прочих равных условиях в случае рыбы только за счет добротности  $Q\sim 7$  на резонансе плавательного пузыря следует надеяться на увеличение максимального расстояния обнаружения такой рыбы до 400-500 м.

Обобщая представленные выше результаты, можно написать коэффициент объемного рассеяния звука  $m_V$  при типичных функциях распределения по размерам в следующем виде:

$$m_{V}(\omega,\theta) \approx \begin{cases} A(\omega)\overline{R}^{3}\omega^{4}x\psi^{2}(\theta), & g \sim \exp\left[-\frac{\left(R-\overline{R}\right)^{2}}{\Delta^{2}}\right], & (7.1.19) \\ B(\omega)R_{\max}^{3}\omega^{4}x\psi^{2}(\theta), & g \sim R^{-n} \end{cases}$$

где  $A(\omega)$  и  $B(\omega)$  — слабые функции частоты, связанные в основном с акустическими характеристиками фазовых включений и типом функции распределения g(R), x — объемная концентрация включений,  $\psi(\theta)$  — индикатриса рассеяния, которая важна для рассеивателей с размерами больше длины волны звука. Измеряя обратное рассеяние  $m_V(\omega,\theta)$  на частотах  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , можно определить либо средний раз-

мер  $\overline{R}$  планктона при нормальном законе распределения по размерам, либо максимальный размер  $R_{\max}$  при степенном законе, а также концентрацию x. Тип функции g(R) можно определить исходя из значения результатов для x, получившихся при оценке по формуле (7.1.1). Поскольку  $A(\omega)$  и  $B(\omega)$  по порядку величины равны, то значение x при нормальном законе распределения будет заметно меньше соответствующего значения x, определенного при степенном законе g(R), т.к. обычно  $\overline{R} << R_{\max}$ . По приведенным зависимостям коэффициентов рассеяния на планктоне можно заключить, что расстояние обнаружения планктона зависит от его размера и частоты звука. Для типичных размеров частиц мелкого планктона меньше 1.5-3 мм в диаметре следует применять высокие частоты больше 100-200 к $\Gamma$ ц, в то время как большой планктон может обнаруживаться также с применением низких частот лоцируемого сигнала меньше 100 к $\Gamma$ ц.

Наряду с коэффициентом рассеяния  $m_{\nu}$  для характеристики звукорассеивающего слоя часто вводят силу слоя по формуле

$$S_{l}(\omega) = 10 \lg \left[ \int_{0}^{h_{\text{max}}} m_{V}(\omega, z) dz \right], \qquad (7.1.20)$$

где  $h_{\rm max}$  — максимальная толщина слоя, например, до дна или до границы зондирования (зачастую  $h_{\rm max}$  выбирают равной толщине верхней части деятельного слоя океана  $h_{\rm max}$  = 200 м). Видно, что сила слоя — величина безразмерная, но зависящая от толщины слоя.

В качестве интегральной характеристики ЗРС иногда вводят усредненную по толщине слоя величину коэффициента рассеяния в децибелах по формуле (при этом величина  $m_{\nu}$  выражается в 1/м):

$$\overline{S}_{V}(\omega) = 10 \lg \left[ \left( \frac{1}{h_{\text{max}}} \right) \int_{0}^{h_{\text{max}}} m_{V}(\omega, z) dz \right]. \tag{7.1.21}$$

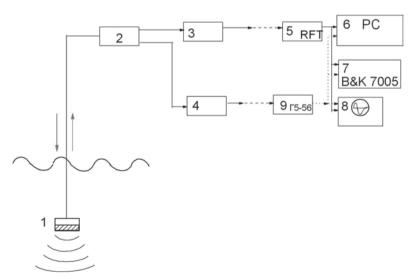
#### 7.2. ИССЛЕДОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ ЗВУКА НА ВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ ВДОЛЬ ТРАСС, ПЕРЕСЕКАЮЩИХ ФРОНТЫ

#### 7.2.1. Схема эксперимента и аппаратура

Для проведения исследований рассеяния звука в океане во время движения судна через фронтальные разделы водных масс в ТОИ ДВО

РАН была разработана и изготовлена на базе рыбопоискового эхолота «Омар» буксируемая система. Буксируемая система состоит из буксируемого аппарата, на котором установлен высокочастотный пьезокерамический излучатель. На борту судна располагаются задающий генератор и усилитель высокочастотных сигналов. Сигнал частотой 143 кГц и длительностью 2,5 мс по высокочастотному кабель-тросу поступает на резонансный пьезокерамический излучатель и излучается в воду. Сигналы обратного рассеяния звука принимаются тем же излучателем и поступают на регистрирующую часть эхолота «Омар», в схеме которого сделаны изменения, которые позволяют выводить эхо-сигналы также и на внешнюю регистрирующую аппаратуру.

На рис. 7.2.1 представлена блок-схема, которая была разработана для ввода аналоговых данных в персональный компьютер на основе многоканальной многофункциональной платы сопряжения ADS-1B. Блок-схема работала следующим образом: аналоговый сигнал с эхолота поступает на вход фильтра RFT, настроенного на излучаемую частоту с выбранной полосой пропускания, затем сигнал детектируется и после дополнительного усиления подается на вход АЦП платы



*Рис.* 7.2.1. Блок-схема приема и обработки сигналов: 1 – излучатель, 2 – эхолот; 3, 4 – усилители; 5 – управляемый полосовой фильтр; 7 – магнитофон; 8 – осциллограф, 9 – генератор

ADS-1B. Синхросигнал, вырабатываемый в эхолоте во время запуска излучения, подается на разъем и внешний запуск генератора  $\Gamma$ 5-56 для получения на выходе генератора отрицательного сигнала, необходимого для запуска работы платы ADS-1B.

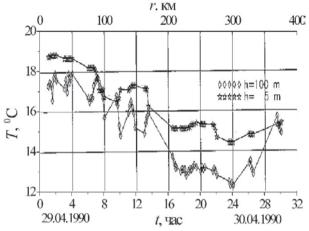
В зависимости от типа излучающей системы, временных частотных характеристик принимаемого сигнала и целей эксперимента был разработан ряд программ для оцифровки сигналов с помощью платы типа ADS. При достаточно коротких интервалах между посылками  $\Delta t \sim 100~mc$  используется пакет программ, осуществляющий непрерывную оцифровку и сохранение данных на диске в реальном масштабе времени.

Разработанная система ввода и обработки акустической информации позволяла проводить исследования по обратному рассеянию звука на высоких частотах на ходу судна практически в реальном масштабе времени. Впервые она была испытана в рейсе НИС «Академик А. Виноградов» в 1990 г. [13, 50]. Исследования проводились с помощью указанной буксируемой системы в различных районах океана: в южной части Индийского океана, в Филиппинском море, а также на трассе, проходящей через фронтальную зону раздела субтропических и субарктических водных масс в северо-западной части Тихого океана. Сигналы обратного рассеяния записывались на магнитную ленту и вводились в персональный компьютер.

### 7.2.2. Исследование рассеяния звука на трассе в южной части Индийского океана

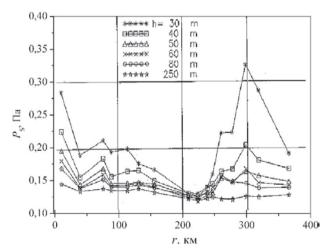
Ниже представлены некоторые результаты обработки сигналов обратного рассеяния, полученные при эксперименте в южной части Индийского океана. Координаты трассы: начало —  $\varphi=32^\circ51\,$  S,  $\lambda=107^\circ12\,$  E, окончание —  $\varphi=35^\circ52'8\,$  S,  $\lambda=108^\circ16'7\,$  E. Продолжительность работы вдоль трассы: с  $1^{00}\,$  29.04.90 до  $6^{30}\,$  01.05.90; протяженность трассы 363 км [50]. Трасса располагалась вблизи западного побережья Австралии в непосредственной близости к южному фронту раздела субтропических и субантарктических водных масс.

На рис. 7.2.2 представлена зависимость температуры вблизи поверхности океана и на глубине  $h=100\,\mathrm{m}$  от расстояния вдоль трассы. Из рисунка видно, что примерно в середине трассы температура



*Puc.* 7.2.2. Распределение температуры на глубинах h=0 м и h=100 м вдоль трассы в Индийском океане 29.04—01.05.1990 г.

уменьшилась на 4—6 градусов по всей толще верхнего слоя океана. Это свидетельствовало о пересечении гидрологической особенности, часто возникающей на границе фронтальных разделов.

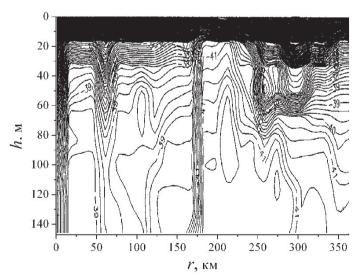


Puc.~7.2.3. Распределение амплитуды рассеяния звука частоты 143 к $\Gamma$ ц на различных глубинах h вдоль трассы в Индийском океане 29.04—01.05.1990 г.

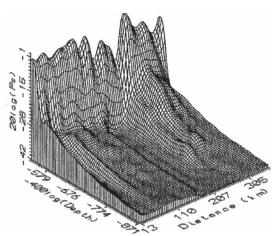
На рис. 7.2.3 представлена зависимость амплитуды рассеяния звука на частоте 143 к $\Gamma$ ц на различных глубинах h от расстояния вдоль указанной трассы в Индийском океане вблизи южного фронта раздела субтропических и субантарктических водных масс.

На рис. 7.2.4 представлена зависимость P(r,h) в форме изолиний обратного рассеяния звука на частоте 143 к $\Gamma$ ц вдоль трассы в южной части Индийского океана. На рис. 7.2.5 представлена трехмерная структура поля P(r,h) обратного рассеяния звука на частоте 143 к $\Gamma$ ц вдоль этой трассы.

Из рис. 7.2.2—7.2.5 видно, что максимальные градиенты уровня обратного рассеяния звука соответствуют резким изменениям поля температуры вдоль трассы. Наиболее сильная изменчивость наблюдается в конце трассы, где отчетливо обнаруживается определенная структура с достаточно резкими границами как по горизонтали (вдоль трассы), так и по вертикали. Обращаясь к гидрологическим данным, можно заключить, что наблюдаемая структура примерно находится в области поднятия вод, связанной с особенностями рельефа дна. Вероятно, это послужило причиной появления гидрологической особенности, которая также проявилась и в поле рассеянного звука.



Puc. 7.2.4. Зависимость P(r;h) в форме изолиний обратного рассеяния звука вдоль трассы в Индийском океане 29.04—01.05.1990 г.



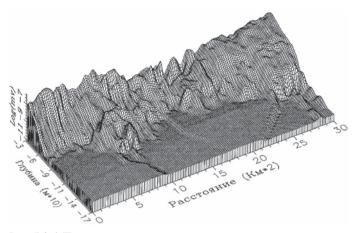
Puc.~7.2.5. Трехмерная структура поля P(r,h) вдоль трассы в Индийском океане 29.04—01.05.1990 г.

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о существенной изменчивости коэффициента объемного рассеяния звука на частоте 143 кГц при пересечении гидрологических неоднородностей. Следует обратить внимание на то, что указанную неоднородность удается зарегистрировать с хорошим пространственным разрешением непосредственно на ходу судна.

#### 7.2.3. Исследование рассеяния звука в межфронтальной зоне

В этом разделе представлены результаты, полученные при буксировке в северо-западной части Тихого океана [50]. Координаты начала трассы:  $\varphi=34^{\circ}25'8$  N,  $\lambda=147^{\circ}18'4$  E. Время проведения измерений: с  $12^{40}$  до  $16^{40}$  20.06.1990 г. Общая протяженность трассы — 58 км, глубина погружения системы  $h_0=20$  м. Коэффициент объемного рассеяния  $m_V(r,h)$  вычислялся по формуле (1.3.19).

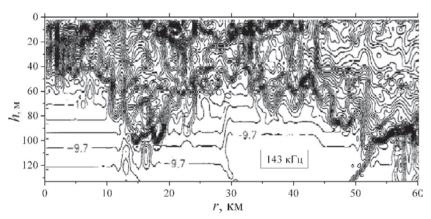
На рис. 7.2.6 представлено пространственное распределение  $m_{\nu}(r,h)$ , выраженное в логарифмической форме относительно размерности  $[m_{\nu}]=1/{\rm M}$ . Из представленных на рис. 7.2.6 результатов можно видеть, что основное рассеяние звука на частоте  $f=143~{\rm k}\Gamma_{\rm H}$  происходит в верхнем слое океана, но характер рассеяния на больших глубинах сильно меняется с расстоянием вдоль трассы. Например, сразу же на начальном участке трассы на расстояниях  $r\sim 12-19~{\rm km}$  имеется ярко выраженное увеличение уровня  $m_{\nu}(r,h)$  на глубинах более 90 м, и оно наблюдается до глубин  $h\sim 130~{\rm m}$ .



Puc.~7.2.6.~ Пространственное распределение  $\lg[m_v(r,h)]$  на частоте f=143~ к $\Gamma$ ц вдоль трассы в северо-западной части Тихого океана 20.06.1990~г.

На рис. 7.2.7 представлены распределения  $m_{\nu}(r,h)$  в виде изолиний, что позволяет судить о градиентах изменения величины  $m_{\nu}$ . Из анализа зависимостей  $\lg[m_{\nu}(r,h)]$ , представленных на рис. 7.2.7 (для различных глубин), видно влияние температурного градиента на расстояниях 12–19 км.

На рис. 7.2.8 представлена эхограмма звукорассеивающих слоев, полученная на частоте 12 кГц одновременно с данными, представлен-



 $Puc.\ 7.2.7.\$ Распределения  $\lg[m_V(r,h)]$  на частоте f=143 к $\Gamma$ ц в виде изолиний вдоль трассы в северо-западной части Тихого океана 20.06.1990 г.

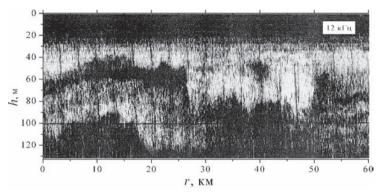


Рис. 7.2.8. Эхограмма звукорассеивающих слоев на частоте 12 кГц вдоль трассы в северо-западной части Тихого океана 20.06.1990 г. Наклонные линии (17 линий) вдоль всей эхограммы связаны с инструментальными дефектами регистрации и не связаны с характером рассеяния звука в толще океана

ными на рис. 7.2.6, 7.2.7 для частоты 143 кГц. Видно, что изображения звукорассеивающих слоев на указанных частотах резко отличаются друг от друга. Последнее связано с различием в коэффициентах рассеяния звука на указаннных частотах различными объектами в водной толще. В частности, для частоты 12 кГц характерно рассеяние на больших объектах, таких как пелагические рыбы и планктон больших размеров, а для частоты 143 кГц характерно рассеяние на маленьких объектах, таких как зоопланктон маленьких размеров и фитопланктон. Вклад пелагических рыб в рассеяние на этой частоте существенно мал.

#### 7.2.4. Оценка концентрации планктона вдоль трассы

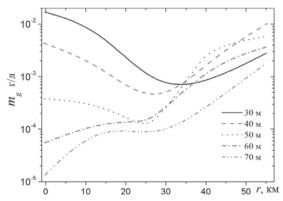
Для полученных в эксперименте значений  $m_V(r,h)$  были рассчитаны величины объемной концентрации дискретных рассеивателей в ЗРС (модели рэлеевского рассеяния на нерезонансном зоопланктоне) для различных видов функции их распределения по размерам. При этом для оценки использовалась как формула (7.1.19), так и уточненные формулы (7.5.17) и (7.5.18). Проделанные расчеты показали, что при преобладающих размерах рассеивающих объектов от  $R \sim 0.05$  до 0.4 см оба вида зависимостей функции распределения дают одинаковый порядок величины объемной концентрации включений. При этом

проделанные оценки показывают, что для объектов больших размеров от  $R\sim 1$  до 5 см значения объемных концентраций являются пренебрежимо малыми:  $x\sim 10^{-15}$ .

На рис. 7.2.9 представлены зависимости массовой концентрации рассеивающих объектов  $m_g(r)$ , рассчитанные по формулам (7.1.19) и (7.5.17), (7.5.18) для гауссовского распределения зоопланктона по размерам. Для расчетов были использованы характерные значения размеров зоопланктона, взятые из работы Р. Чэпмена и др. [186]:  $R=0.1~{\rm cm}$ . Из рис. 7.2.9 видно, что вертикальное распределение концентрации зоопланктона изменяется вдоль трассы (что соответствует изменению времени суток). Днем ( $r\sim 1-40~{\rm km}$ ) особи планктона распределены в достаточно широком слое  $h\sim 70~{\rm m}$ . Ближе к вечеру ( $r>50~{\rm km}$ , время около 17 часов) большая часть планктона сосредоточивается вблизи поверхности.

Проделанные расчеты показали, что значение  $m_g(r)$  изменяется в пределах  $0.1 \times 10^{-3} \div 20 \times 10^{-3}$  г/л. Эти величины согласуются с результатами А. Орловски [271], полученными в Северной Атлантике на других частотах.

Таким образом, полученные результаты измерений коэффициента объемного рассеяния высокочастотного звука свидетельствуют о том, что плотность биомассы в верхнем слое океана можно оценивать непосредственно на ходу судна с хорошим пространственным разрешением.



*Рис.* 7.2.9. Зависимость от расстояния массовой концентрации планктона  $m_a(r)$  на различных глубинах

# 7.3. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ И ВРЕМЕННЫХ ВАРИАЦИЙ РАССЕЯНИЯ ЗВУКА НА СРЕДНИХ ЧАСТОТАХ В СУБТРОПИЧЕСКИХ ВОЛАХ

#### 7.3.1. Постановка задачи и аппаратура

Как указывалось в разделе 7.1, ниже частоты 10 кГц вклад в рассеяние звука дают в основном рыбные скопления, и только выше 10 кГц начинает сказываться вклад зоопланктона в рассеяние звука. Для того чтобы отделить вклад планктона в рассеяние звука от вклада рыбы, представляет интерес рассмотреть вариации коэффициентов рассеяния звука на возможно низких частотах — ниже частоты 10 кГц. Эхолот с наименьшей частотой, установленный на научно-исследовательских судах ДВО РАН, имеет частоту 12 кГц, которую можно отнести к диапазону средних частот, отвечающих вкладу одновременно и большого планктона, и рыбы в суммарное рассеяние звука. Тем не менее наличие информации о высокочастотных коэффициентах рассеяния звука позволяло в ряде случаев отделять вклад планктона от вклада рыбы в рассеяние звука.

Другой целью исследований на средних частотах была попытка по вариациям коэффициента рассеяния звука оценить спектральные особенности внутренних волн как модулирующего фактора в пространственных распределениях таких объектов. Последнее в основном связано с тем обстоятельством, что зоопланктон в океане часто четко "отслеживает" границу термоклина, располагаясь вблизи градиента плотности. Тем самым зоопланктон испытывают пространственные вариации вместе с границей термоклина, вызываемой внутренними волнами. Поэтому изучение спектральных особенностей вариаций коэффициента рассеяния звука позволяет в ряде случаев дать информацию о спектральном составе внутренних волн в данном районе океана. Последнее представляет значительный интерес для акустики океана. Таким образом, целью исследований на средних частотах являлось изучение рассеяния звука на различных горизонтах в толще океанической среды как во временной, так и в частотной области.

Для проведения исследований рассеяния звука на ЗРС в океане в большинстве экспедиций, проводимых в ДВО РАН на НИС «Акаде-

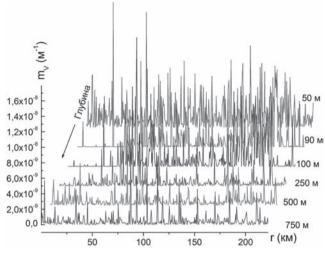
мик А. Виноградов», НИС «Академик Лаврентьев», НИС «Профессор Гагаринский», используется частота 12 кГц, которая излучается судовым эхолотом ELAC. Излучающим элементом эхолота является пьезокерамический излучатель типа LSE-63 с резонансной частотой 12 кГц. Максимальная мощность эхолота составляет 2 кВт. Характеристика направленности по уровню 0,7 мощности составляет 18°.

## 7.3.2. Некоторые результаты исследования пространственных вариаций рассеяния звука в Филиппинском море

Наиболее подробно были проведены исследования на НИС «Академик А. Виноградов» в северной части Филиппинского моря в районе совместных исследований с Институтом акустики Китайской академии наук (рук. исследований — акад. РАН. В.А. Акуличев и акад. АН КНР Ренхе Чжан — Renhe Zhan) по распространению звука. При этом запись сигналов обратного рассеяния звука шла одновременно с излучением акустических сигналов при буксировке излучателей вдоль трассы А. Координаты трассы А следующие: начало — 12.00 (16.12.1991):  $\varphi$ =19°45.7'N;  $\lambda$ =129°17.5'E. В процессе движения судна осуществлялись записи сигналов на магнитную ленту магнитофона 7005 фирмы Brüel & Kjær и на твердый диск персонального компьютера.

В качестве иллюстрации изменчивости коэффициента рассеяния звука  $m_V$  на рис. 7.3.1 представлены соответствующие зависимости  $m_V$  от глубины и расстояния в процессе движения судна на полигоне в Филиппинском море. Из рис. 7.3.1 видно, что поле  $m_V$  сильно зависит от расстояния вдоль трассы А движения судна. Видны характерные флуктуации коэффициента объемного рассеяния, связанные с внутренними волнами, а также видна "временная" изменчивость  $m_V$ , обусловленная суточными миграциями ЗРС, которые накладывались на пространственную изменчивость  $m_V$ .

На рис. 7.3.2 представлен профиль температуры на глубине 100 м вдоль трассы А длиной более 200 км в Филиппинском море, а на рис. 7.3.3 изображен пространственный спектр, соответствующий этой температуре. Из рис. 7.3.2 видно, что вдоль трассы имеется значительная низкочастотная вариация температуры с небольшими

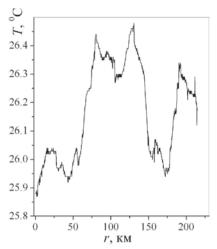


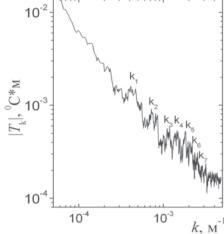
 $Puc.\ 7.3.1.\$ Зависимость  $m_{_{\!Y}}(r)$  на различных глубинах в Филиппинском море

высокочастотными флуктуациями температуры. Более детально пространственная структура температурного разреза вдоль трассы видна из рис. 7.3.3. Как видно из рис. 7.3.3, можно выделить следующие характерные масштабы, отвечающие указанным на рис. 7.3.3 волновым числам  $k_i$ :  $l_1 \sim 2.5$  км;  $l_2 \sim 1.2$  км;  $l_3 \sim 830$  м;  $l_4 \sim 670$  м;  $l_5 \sim 500$  м;  $l_6 \sim 435$  м;  $l_7 \sim 330$  м. Полученные значения  $l_1$ , как известно , соответствуют характерным длинам внутренних волн (ВВ), обычно наблюдающимся в данном районе. Таким образом, флуктуации температуры отмечают характерные длины ВВ.

На рис. 7.3.4 изображен частотный спектр  $m_V$  на глубине 90 м, соответствующий спектру температуры на рис. 7.3.3. Характерная скорость движения судна вдоль трассы была достаточно высока и составляла 7 узлов, что, как правило, превышает характерную скорость внутренних волн  $V_{IW} \approx \sqrt{(g/k)(\delta\rho/\rho)_T} \sim 0.3 \div 1\,$  м/с, где характерное изменение плотности в термоклине  $(\delta\rho/\rho)_T \sim 10^{-3}\,$  [36, 79]. Поэтому в дисперсионном уравнении для внутренних волн с учетом движения судна остается в основном член, связанный с доплеровским смещением собственной частоты ВВ [36, 79]:

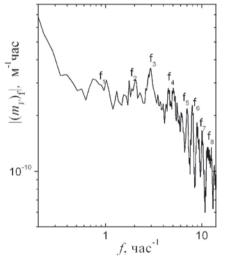
$$\omega = \omega_0(k) - \mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_{ship} \approx \sqrt{gk(\delta\rho/\rho)_T} - kV_{ship}\cos(\alpha) \approx -kV_{ship}\cos(\alpha), (7.3.1)$$

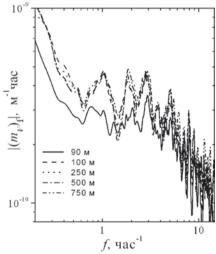




*Рис.* 7.3.2. Профиль температуры на глубине 100 м вдоль трассы в Филиппинском море

*Рис.* 7.3.3. Пространственный спектр, соответствующий температуре рис. 7.3.2. 16–17.12.1991 г.





Puc.~7.3.4. Частотный спектр  $m_{\scriptscriptstyle V}$  на глубине 90 м, соответствующий рис. 7.3.1. Частоты BB:  $f_1=1; f_2=1,8; f_3=3, f_4=5, f_5=8,$   $f_6=9, f_7=11, f_8=12~{\rm u}^{-1}$ 

*Puc. 7.3.5.* Частотный спектр  $m_{_V}$  на различных глубинах вдоль трассы в Филиппинском море 16–17.12.1991 г.

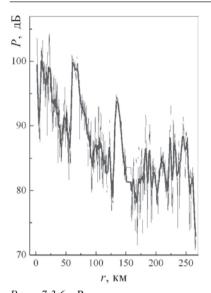
где  $\alpha$  — угол между волновым вектором BB и направлением движения судна.

Таким образом, при изучении рассеяния звука на BB во время движении судна удается реализовать случай, когда из-за большой скорости судна весь спектр BB как бы заморожен и зондирующие акустические импульсы с движущегося судна осуществляют сканирование этой замороженной структуры. Пространственные и частотные спектры тогда удается связать простой зависимостью (7.3.1). Поэтому характерные времена в частотном спектре и характерные масштабы в пространственном спектре связаны через скорость судна простой зависимостью типа  $l \sim \tau \cdot V_{\mathit{ship}}$ . Из рис. 7.3.3 и 7.3.4 видно, что расположение спектральных пиков  $m_V$  и T на примерно одинаковой глубине хорошо соответствуют друг другу.

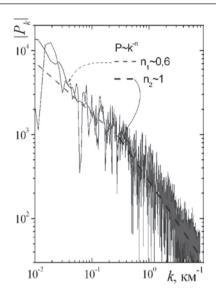
На рис. 7.3.5 изображен частотный спектр  $m_{\nu}$  на различных глубинах залегания ЗРС. Видно, что характерные спектральные особенности, отличающие внутренние волны, сохраняются на различных глубинах в пределах залегания ЗРС. Последнее неудивительно, поскольку именно вблизи термоклина, т.е. на градиентах плотности и располагаются пелагические рыбы и зоопланктон, вероятно, также вносящий заметный вклад в рассеяние звука на частоте  $12~\mathrm{к}\Gamma\mathrm{ц}$ .

# 7.3.3. О взаимосвязи флуктуаций акустического поля, распространяющегося вдоль трассы, с пространственными вариациями коэффициента рассеяния звука в Филлипинском море

Изучение спектральных характеристик распространения звука вдоль трасс представляет большой интерес в связи с изучением влияния различных нестационарных гидрофизических процессов в море (внутренние и поверхностные волны, течения, турбулентность) на изменчивость акустических сигналов, распространяющихся вдоль этой трассы. Как известно [36, 68, 89], флуктуации показателя преломления, вызываемые различными гидрофизическими процессами, приводят к модуляции интенсивности принимаемых акустических сигналов и, таким образом, они содержат информацию об изменчивости характеристик океанской среды вдоль всей трассы распространения звука. Нами предпринята попытка связать спектральные особенности



*Рис.* 7.3.6. Распределение уровня звука на частоте 106  $\Gamma$ ц вдоль трассы (глубина излучения  $z_0 = 90$  м, прием 150 м)



*Рис.* 7.3.7. Пространственный спектр полного звукового поля на частоте 106  $\Gamma$ ц ( $z_0 = 90$  м), а также усредненный по 3 точкам спектр этого поля

таких различных акустических величин, как амплитуда принятого звука после распространения вдоль трассы A, коэффициент рассеяния звука и температура вдоль указаннной трассы A.

Вдоль трассы А наряду с изучением рассеяния звука проводилось излучение акустических сигналов на низких частотах с буксируемого устройства. Глубина буксировки составляла 90 м, а прием осуществлялся на различных горизонтах, в том числе на 150 м, который и будет нами исследован, поскольку именно на этом горизонте имеется наибольшее количество дополнительных изученных характеристик.

На рис. 7.3.6 представлено распределение уровня звука (потери на распространение звука) на частоте  $106\ \Gamma$ ц вдоль трассы на глубине  $z_0=90\ \mathrm{M}$ , здесь же показаны значения усредненного по расстоянию  $r{\sim}1\ \mathrm{KM}$  звукового поля, а также мелкомасштабные флуктуации поля, полученные путем вычитания из полного поля его средних характеристик. Последние несут информацию о крупномасштабных вариациях типа зональной структуры (зонах конвергенции) и возможной структуре, связанной с границей течения (северо-пассатное течение, одну ветвь которого судно пересекло в середине трассы).

На рис. 7.3.7 представлен пространственный спектр полного звукового поля на частоте 106 Гц ( $z_0 = 90$  м), а также усредненный по 3 точкам спектр этого поля. На рисунке видны характерные спектральные особенности, напоминающие спектр коэффициента объемного рассеяния звука и температуры на глубине источника звука.

На основе представленных результатов можно выделить следующие характерные масштабы структуры акустического поля: ~50 км; ~8,5 км; ~5 км; ~3 км; ~2,5 км; ~2 км; ~1,25 км; ~1,0 км; ~780 м; ~500 м; ~330 м; ~250 м. Сравнивая их с данными по температуре и коэффициенту объемного рассеяния, можно видеть, что они имеют неплохое совпадение в области малых характерных масштабов, когда основной вклад вносят внутренние волны. Таким образом, получение информации о высокочастотных флуктуациях коэффициента объемного рассеяния звука имеет большое значение, в том числе для прогноза поведения мелкомасштабной структуры акустического поля вдоль всей трассы распространения звука. Полученные результаты указывают на тесную взаимосвязь указанных спектральных характеристик.

#### 7.3.4. Заключительные комментарии

Проведенные исследования показали, что с помощью предложенных моделей можно получить весьма реалистичные значения концентрации планктона и плотности биомассы  $\rho_b \sim 10^{-3} \ r/л$ , что согласуется с результатами других источников, полученных для других районов океана. Предложенная методика определения планктона в верхнем слое океана может быть использована при определении биопродуктивности океана.

Получены записи сигналов обратного рассеяния звука одновременно с излучением акустических сигналов при буксировке излучателей вдоль трассы. Данные о пространственных вариациях коэффициента объемного рассеяния  $m_{\nu}$  вдоль трассы позволяют получить информацию о пространственном спектре параметров, модулирующих этот коэффициент. Такими параметрами, вызывающими пространственные вариации  $m_{\nu}$ , являются внутренние волны и более крупномасштабные неоднородности типа вихрей или фронтов — границ течений. Важным обстоятельством была также воможность связи спек-

тров  $m_{\nu}$  и спектральной плотности флуктуаций интенсивности звука вдоль акустической трассы. Последнее, в свою очередь, имеет прямую связь с длинными внутренними волнами и другими протяженными в горизонтальном направлении гидрофизическими неоднородностями. Полученные материалы могут быть в дальнейшем использованы для замыкания общей картины распространения звука в совокупности с гидрофизическими характеристиками данного района.

# 7.4. ИССЛЕДОВАНИЯ ЗВУКОРАССЕИВАЮЩИХ СЛОЕВ В ОКЕАНЕ (ПО РЕЗУЛЬТАТАМ КРУГОСВЕТНОЙ ЭКСПЕДИЦИИ НА ПАРУСНИКЕ «НАДЕЖДА». 2003–2004 гг.)

#### 7.4.1. Исследования рассеяния звука в Японском море

В Японском море были проведены исследования рассеяния звука на мелкомасштабных структурах различного происхождения, в том числе на объектах биологического происхождения: планктон ( зоо- и фитопланктон), рыбные скопления. Благодаря мощному рассеянию на указанных объектах удалось легко визуализировать различную структуру водных масс в море и отследить положение фронтов в пространстве. Так, на рис. 7.4.1 представлены результаты исследования рассеяния звука в Японском море в зимний период при переходе через фронтальный раздел теплых и холодных водных масс [17, 20]. Стрелкой отмечено положение фронтального раздела, разделяющего субарктические и субтропические водные массы.

Из рис. 7.4.1. видно, что в теплых водах формируется глубоководный ЗРС, в то время как в холодных водах основное рассеяние звука обусловлено приповерхностными слоями с глубиной залегания менее 50–60 м. Таким образом, переход через фронт раздела водных масс субарктического и субтропического происхождения по данным на рис. 7.4.1 удается хорошо отследить.

Исследования в Японском море проходили также в весенний период при возвращении парусника «Надежда» из кругосветной экспедиции весной 2004 г. Были получены данные по пространственному распределению коэффициента рассеяния звука вдоль трассы Пусан – Владивосток. На расстоянии примерно 500 км от Пусана происходит

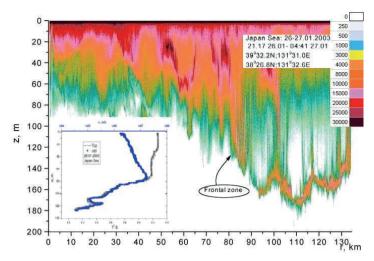


Рис. 7.4.1. Рассеяние звука при переходе через фронт в Японском море (интенсивность рассеяния звука представлена в относительных единицах). Здесь же представлен вертикальный профиль температуры (черный) и скорости звука (синий) для холодных вод к северу от фронтальной зоны в Японском море

перестройка рассеяния звука. Именно в этом месте находится фронтальная зона раздела теплых водных масс, заходящих через Цусимский пролив в Японское море (одна из ветвей Куросио), и холодных вод, спускающихся вдоль континентального дальневосточного побережья на юг.

На рис. 7.4.2 представлена сила звукорассеивающего слоя вдоль указанной трассы. Здесь по величине силы слоя хорошо различается различная структура вод. Фронтальная зона и шельфовые зоны указаны на рис. 7.4.2 стрелочками. Кружком обведены сбойные или ошибочные данные. Следует отметить, что очень высокие значения силы слоя на шельфе также являются завышенными. Это связано с ошибочным включением в расчеты коэффициента отражения от дна, а не коэффициента объемного рассеяния звука (толщина слоя рассматривалась везде одинаковой и равной 200 м).

Следует отметить, что на рис. 7.4.2 отчетливо видна суточная миграция ЗРС, идет всплытие слоев при переходе к ночи. В водах южнее фронтальной зоны наблюдается более высокая контрастность суточных вариаций ЗРС в отличие от вариаций в холодных водах.

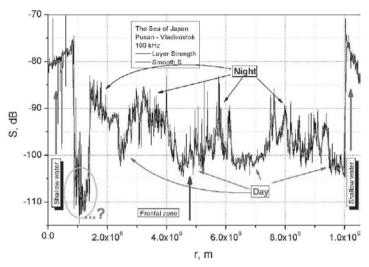


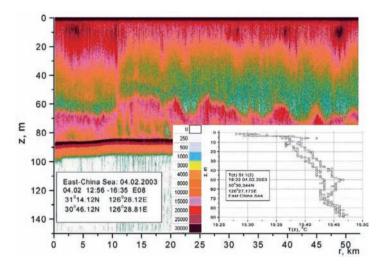
Рис. 7.4.2. Пространственное распределение силы звукорассеивающего слоя на трассе Пусан – Владивосток в Японском море (весна 2004 г.)

Следует также отметить, что в целом сила слоя в водах южнее фронтальной зоны примерно на 6–8 дБ оказывается выше по сравнению с силой слоя в холодных водах. Последнее указывает на более высокую биопродуктивность теплых вод, в которых биологические объекты, как правило, располагаются более равномерно по глубине и глубже по сравнению с холодными водами (см. рис. 7.4.2).

### 7.4.2. Исследования рассеяния звука в Восточно-Китайском море

При проведении исследований по акустическому зондированию в Восточно-Китайском море следует принимать во внимание мелководность этого моря, что проявляется в структуре звукорассеивающих слоев. На рис. 7.4.3 представлена типичная структура ЗРС в Восточно-Китайское море [17, 20].

Из рис. 7.4.3 видно, что наблюдается мощное приповерхностное рассеяние звука, связанное с наличием большой концентрации планктона. Картина рассеяния звука на рис. 7.4.3 соответствуют зимней



*Puc.* 7.4.3. Звукорассеивающие слои в Восточно-Китайском море (интенсивность рассеяния звука представлена в относительных единицах)

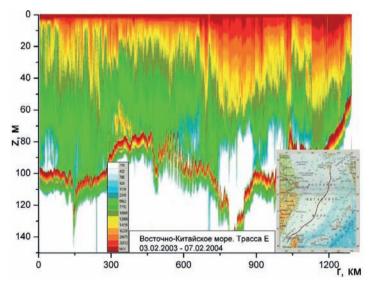


Рис. 7.4.4. Рассеяние звука вдоль трассы в Восточно-Китайском море

гидрологии, которая характеризуется инверсией температуры — на поверхности холодно, а в толще температура увеличивается к дну. Картина ЗРС отвечает двум типам рассеяния — приповерхностному и донному, которые при этом обнаруживают вариации типа длинных внутренних волн.

Следует отметить, что Восточно-Китайское море в плане рассеяния звука в зимний период оказалось достаточно однородным по структуре, несущественно отличаясь в деталях. Распределение рассеяния звука вдоль всего Восточно-Китайского моря представлено на рис. 7.4.4. Особенностью данных на рис. 7.4.4 является очень высокий уровень рассеяния звука практически во всей толще морской среды от поверхности до дна. Последнее свидетельствует о высокой биопродуктивности, в частности, о высокой концентрации планктона в море. Следует обратить внимание на отсутствие суточных вариаций коэффициента рассеяния звука [20, 21].

#### 7.4.3. Исследования рассеяния звука в Индийском океане

В Индийском океане были проведены исследования вдоль трасс, располагающихся в южной части Бенгальского залива и в Аравийском море соответственно [17, 20, 21]. Удалось зарегистрировать суточные вариации ЗРС, а также крупномасштабные изменения расположения термоклина вдоль длинных трасс протяженностью более 1000 км. Все это представлено на рис. 7.4.5 и 7.4.6 для распределения коэффициента рассеяния звука.

На рис. 7.4.6 представлено распределение силы слоя вдоль трассы в Аравийском море. Видно, что на протяжении всей трассы идет постепенное снижение силы слоя и его среднее уменьшение составило 5.6 дБ. Последнее указывает на более высокую биопродуктивность моря в южной части по сравнению с водами, располагающимися севернее. Из рис. 7.4.6 видны суточные миграции ЗРС, ярко выделены положения ЗРС в темное время суток. Именно в этот период многократно усиливается рассеяние звука в приповерхностных слоях, природу чего обычно объясняют всплытием планктона из глубинных слоев и происходящим вследствие этого увеличением объемной концентрации планктона. Виден глубоководный ЗРС, залегающий на глубине около 300–400 м.

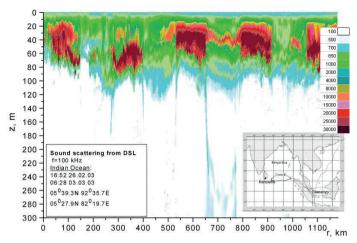


Рис. 7.4.5. Распределение коэффициента рассеяния звука вдоль трассы в Бенгальском заливе Индийского океана (коэффициент рассеяния звука представлен в относительных единицах)

На рис. 7.4.7 представлены временные вариации тонкой структуры звукорассеивающих слоев на одной из станций в Аравийском море, когда судно находилось в дрейфе (скорость дрейфа была нуле-

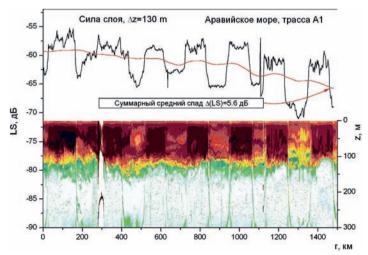
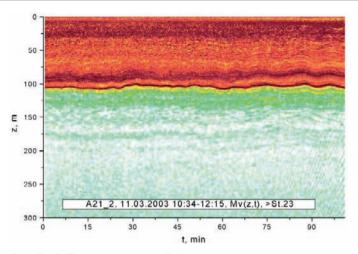
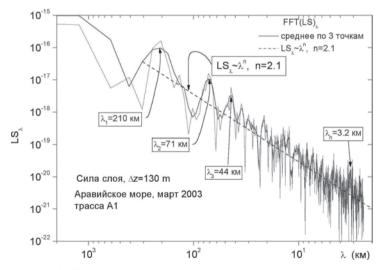


Рис. 7.4.6. Распределение коэффициента рассеяния звука вдоль трассы в Аравийском море (коэффициент рассеяния звука представлен в относительных единицах)



Puc. 7.4.7. Тонкая структура ЗРС на одной из станций в Аравийском море

вой). Отчетливо видна слоистая структура ЗРС, которая отождествляется с тонкой структурой гидрофизических полей. Видно, что вблизи глубины 100 м имеются характерные вариации термоклина с периодом порядка 10 мин, обусловленные внутренними волнами.



*Рис.* 7.4.8. Пространственный спектр силы слоя вдоль трассы в Аравийском море

Такая же картина видна и в спектральной области (рис. 7.4.8), где характерный пространственный масштаб указан около каждого спектрального пика [20]. В спектре наблюдается масштаб 210 км, который характеризует расстояние, на котором наблюдаются суточные вариации 3PC, а также его 3- и 5-я гармоники, отвечающие масштабам 71 и 44 км. Далее привлекает внимание пик  $\lambda_n$  с масштабом 3.2 км, который характеризует картину распределения звукорассеивающих слоев, обусловленных модуляцией их внутренними волнами с указанной выше величиной ллины волны 3.2 км.

## 7.4.4. Исследования рассеяния звука в Красном море

Весьма интересным объектом для океанологических исследований являются закрытые моря, ярким представителем которых является Красное море. В Красном море наблюдаются мощные суточные вариации ЗРС, которые располагаются на фоне крупномасштабных изменений среднего их залегания (расположение термоклина) вдоль трассы протяженностью около 1700 км. Указанная трасса представлена на рис. 7.4.9. Из рисунка видно, что величина коэффициента объемного рассеяния постепенно в среднем понижается при продвиже-

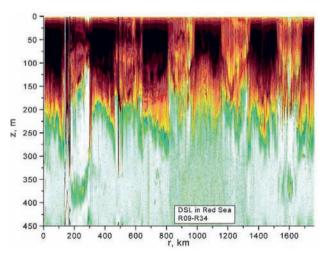
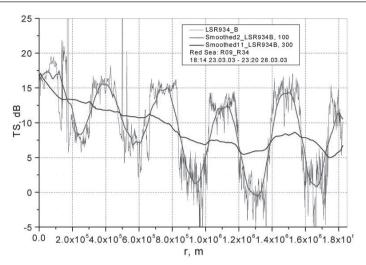


Рис. 7.4.9. Распределение коэффициента рассеяния звука вдоль трассы в Красном море. Частота звука 100 кГц



 $Puc.\ 7.4.10.$  Сила слоя TS (в относительных единицах) на частоте  $100\ \mathrm{k}\Gamma$ ц в Красном море

нии на север. Глубоководный ЗРС здесь, как и в Индийском океане, залегает на глубине около 300–400 м.

На рис. 7.4.10 представлена сила слоя ЗРС в Красном море. Подобно коэффициенту рассеяния  $m_v(r,h)$ , видны суточные вариации силы слоя, а также постепенное понижение его амплитудного значения при продвижении на север.

Из представленных выше результатов видна существенная пространственная и временная зависимость коэффициента рассеяния звука и силы слоя, которая, как и в Аравийском море, имеет тенденцию постепенного их уменьшения при переходе из южной части в северную часть моря.

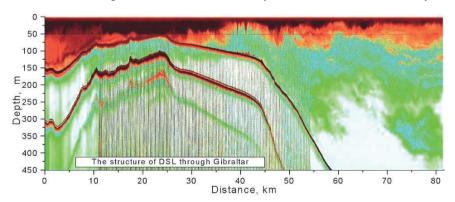
# 7.4.5. Исследования рассеяния звука около подводных гор, водоразделов и в проливах

Проливы, водоразделы и выход на шельф вблизи подводных гор представляют особый интерес в связи с наличием сложной гидродинамики течений, сильной турбулентности и сильной временной и пространственной изменчивости гидрофизических характеристик деятельного слоя моря [20, 21, 79, 127]. Метод зондирования на основе

рассеяния звука представляет собой мощный инструмент для изучения структуры в указанных областях моря. Рассмотрим несколько типичных примеров. Гибралтар — пролив, в котором мощные противоположно направленные течения атлантической и средиземноморской воды создают уникальные возможности для развития мощной турбулентности.

На рис. 7.4.11 представлен акустический разрез на выходе из Гибралтара и показано формирование океанической структуры [21]. Вблизи дна со стороны Средиземного моря хорошо различается подводное течение, которое визуализируется вследствие рассеяния звука, имеющего турбулентное происхождение. Но особенно ярко выделен мощный приповерхностный слой, связанный с наличием большого количества планктона и интенсивно рассеивающий звук. Толщина этого слоя сильно изменяется при прохождении пролива. Видно, что со стороны Средиземного моря практически весь водный слой от поверхности до дна заполнен планктоном. Но особенно благоприятные условия для расцвета жизни планктонного сообщества наблюдаются в самом мелком месте, где идет интенсивное смешение средиземноморской и атлантической воды.

Далее при продвижении в Атлантический океан видно, как происходит формирование типичного океанического звукорассеивающего слоя. Главными его особенностями являются наличие ярко выраженного приповерхностного слоя толщиной до 100 м (днем) и глубоководного слоя, располагающегося на глубинах около 400 м. Следует



Puc. 7.4.11. Акустический разрез на конечном участке Гибралтара с выходом в Атлантический океан

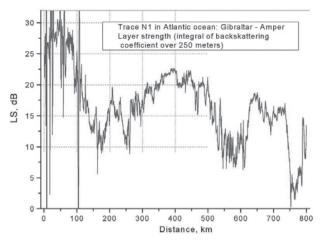
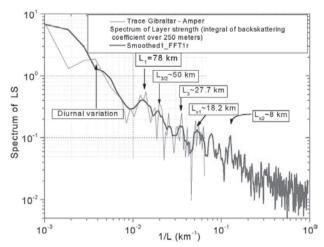


Рис. 7.4.12. Сила слоя толщиной 250 м в относительных единицах вдоль трассы от пролива Гибралтар до подводной горы Ампер

отметить своеобразную пятнистость пространственного распределения планктона. Так, из рис. 7.4.11 для коэффициента рассеяния и из рис. 7.4.12 для силы слоя толщиной 250 м видно начальное формирование пространственной горизонтальной структуры протяженностью около 10–20 км, а также около 50–70 км (масштаб синоптических вихрей).

Такая же картина видна и в спектральной области (рис. 7.4.13) [20], где характерный масштаб L указан около каждого спектрального пика. Далее следующие высокочастотные пики  $L_{_{3/2}}$  и  $L_{_3}$  представляют 3-ю гармонику и ультрасубгармонику порядка 3/2 от указанного основного спектрального масштаба в  $L_{_1}$  = 78 км. При продвижении к мелкому масштабу возникают ярко выраженные спектральные пики, занимающие масштаб от  $L_{_{x1}}$  до  $L_{_{x2}}$  и отвечающие не кратным основному пику длинам волн. Представленная картина отличается от картины распределения звукорассеивающих слоев, обусловленных модуляцией их внутренними волнами, которые играют основную роль на меньших пространственных масштабах от сотен метров до 1.5–2 км. Хотелось бы обратить внимание на этот промежуточный масштаб от  $L_{_{x1}}$  до  $L_{_{x2}}$ , который появляется в стохастических нелинейных моделях взаимодействия рыбы и фито- и зоопланктонного сообществ [98], да-



Puc. 7.4.13. Спектр силы слоя вдоль трассы в Атлантическом океане от пролива Гибралтар до подводной горы Ампер

ющих универсальные самоподобные законы распределения взаимодействующих фрактальных структур.

### 7.4.6. Исследования рассеяния звука в южной части Атлантического океана

В общих чертах характер рассеяния звука, представленный на рис. 7.4.14, соответствует типичным океаническим закономерностям, показанным выше для Индийского океана.

Видны суточные вариации, хотя и не сильно выраженные, что столь ярко проявлялись в Индийском океане, Красном и Средиземном морях. Причина, на наш взгляд, кроется в существенном влиянии шельфа, вблизи которого пролегала трасса. Тем не менее в спектре силы слоя эти вариации четко проявляются, что видно из рис. 7.4.15. Здесь же видны также гармонические и субгармонические составляющие этих вариаций — полусуточные вариации (2-я гармоника) и 2/3-суточные вариации (203 км), отвечающие субгармонике порядка 3/2 в спектре силы слоя. Следует также обратить внимание на высокочастотную часть спектра, в которой виден достаточно четко выраженный спектральный пик 6.5 км (это составляет примерно 30 мин вариаций частотного спектра), который связан с внутренними волнами.

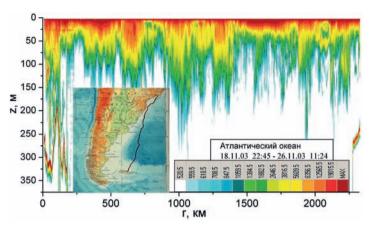


Рис. 7.4.14. Исследования рассеяния звука в южной части Атлатики на трассе Рио-де-Жанейро – Фольклендские острова

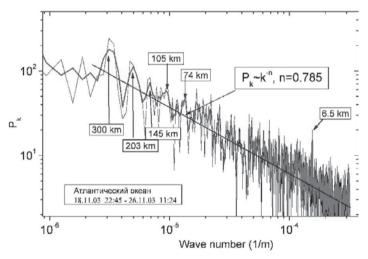
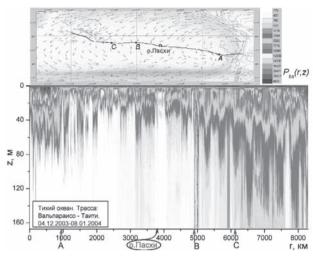


Рис. 7.4.15. Спектр силы слоя вдоль трассы в южной части Атлантики на трассе Рио-де-Жанейро – Фольклендские острова

#### 7.4.7. Исследования рассеяния звука в Тихом океане

Самой протяженной трассой в Тихом океане была трасса в типичных океанических условиях вдали от берегов общим расстоянием около 8300 км — трасса от Вальпараисо до Таити. Результаты исследований рассеяния звука, изображенные на рис. 7.4.16 вместе с нане-



*Puc. 7.4.16.* Исследования рассеяния звука в Тихом океане вдоль трассы Вальпараисо – Таити

сенной картой течений, хорошо иллюстрируют изменчивость уровня рассеяния звука в процессе пересечения через различные крупномасштабные неоднородности, связанные со сложным характером течений в данном районе Тихого океана.

Прежде всего на рис. 7.4.16 следует обратить внимание на чрезвычайно высокий уровень рассеяния звука в океане вблизи побережья Чили (до точки А), которое, как известно, характеризуется очень богатым содержанием рыбы и планктона. Похожее по характеру рассеяние звука наблюдается вблизи островов в центральной части Тихого океана (от точки С до конца трассы). Здесь, также как и вблизи побережья Чили, океанические течения образуют зоны апвеллинга, постоянно приносящие питательные вещества, которые и создают условия для расцвета органической жизни. Район с наименьшим уровнем коэффициента рассеяния звука расположен между точками А и В. Область между точками В и С является переходной от типичных океанических условий с достаточно низким уровнем рассеяния звука к прибрежным условиям высокого рассеяния звука, связанного с увеличенным содержанием планктона.

Аналогичные результаты были получены в западной части Тихого океана на трассе Соломоновы острова – Гонконг, проходящей через

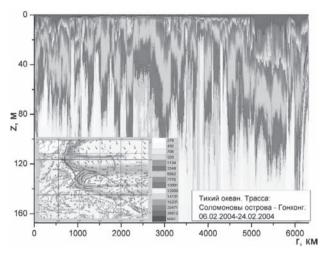


Рис. 7.4.17. Исследования рассеяния звука в Тихом океане и Южно-Китайском море вдоль трассы Соломоновы острова — Гонконг

Южно-Китайское море. Эти результаты изображены на рис. 7.4.17. Видно, что центральная часть океана далеко от берегов характеризуется слабым рассеянием звука, в то время как по мере приближения

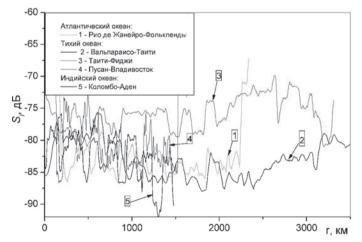


Рис. 7.4.18. Сила слоя (усредненная по толщине слоя 200 м величина коэффициента рассеяния) для различных районов Мирового океана (по данным кругосветной экспедиции на ПУС «Надежда» в 2003–2004 гг.)

к берегам уровень рассеяния звука сильно возрастает. Как видим, эта тенденция наблюдается всюду. Наиболее сильно возрос уровень рассеяния звука в Южно-Китайском море, где еще по результатам І этапа кругосветной экспедиции был отмечен чрезвычайно высокий уровень рассеяния звука.

В заключение обсуждения представим сравнительные характеристики ЗРС с помощью силы слоя – усредненной по толщине слоя величине коэффициента рассеяния в децибелах по формуле (7.1.20) (приведена к 1/м). Эти результаты изображены на рис. 7.4.18 [20, 21].

Следует обратить внимание на то, что в открытом океане коэффициенты рассеяния везде примерно одинаковы. Существенно возрастает коэффициент рассеяния вблизи островов в тропической части океана (трасса Таити – Фиджи), а также в окраинных морях (Японское море).

## 7.5. ОЦЕНКИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ БИОМАССЫ В РАЗЛИЧНЫХ РАЙОНАХ ОКЕАНА

# 7.5.1. Взаимосвязь коэффициента рассеяния звука и распределения биомассы в море

Обсудим вопрос о связи между коэффициентом рассеяния звука  $m_{_{V}}$  и распределением биомассы в морской среде. Попытаемся ответить на вопрос о возможности оценки концентрации планктона по данным о рассеянии звука. Основой для рассмотрения этого вопроса является формула для коэффициента рассеяния вида (1.3.25), также формула (1.3.21) для объемной концентрации включений в морской воде, которые с учетом возможной пространственной изменчивости вдоль расстояния r можно записать в виде

$$m_V(r) = \int_{R_{min}}^{R_{max}} \sigma_1(R)g(R,r)dR$$
, (7.5.1)

$$x(r) = (4\pi/3) \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} R^3 g(R, r) dR$$
 (7.5.2)

Имея объемную концентрацию включений, можно определить массовую концентрацию по формуле

$$m_g(r) = (4\pi/3) \int_{R_{\text{min}}}^{R_{\text{max}}} \rho'(r) R^3 g(R, r) dR$$
 (7.5.3)

Система уравнений (7.5.1)—(7.5.3) позволяет по данным о коэффициенте рассеяния оценить важную характеристику биопродуктивности водных масс — массовую концентрацию включений и их суммарное количество в интервале размеров. Всю эту процедуру можно выполнить методами численного моделирования, но для того чтобы более точно разобраться в деталях, попытаемся получить результаты в аналитическом виде.

Рассмотрим два типа распределений включений по размерам — степенное и гауссовское. Вначале получим результаты для степенного распределения. Пусть  $g(R) = AR^{-n}$ , тогда коэффициент рассеяния будет определяться формулой:

$$m_V(r, R_{\text{max}}) = A(r)\tilde{\sigma}(R_{\text{max}}), \ \tilde{\sigma}(R_{\text{max}}) = \int_{R_-}^{R_{\text{max}}} \sigma_1(R)R^{-n}dR,$$
 (7.5.4)

где зависимость от  $R_{\text{max}}$  появилась потому, что, как правило, при степенном законе распределения по размерам в нерезонансном случае  $m_{\nu}$  определяется большими включениями. Из (7.5.4) можно написать

$$A(r) = m_V(r, R_{\text{max}}) / \tilde{\sigma}(R_{\text{max}}). \tag{7.5.5}$$

С другой стороны, из (7.5.3) для  $m_{_{\rm g}}$  следует, что

$$m_{o}(r, R_{\text{max}}) = (4\pi/3)\rho' A(r) R_{\text{max}}^{4-n}/(4-n), \ n < 4.$$
 (7.5.6)

Из формул (7.5.5), (7.5.6) получаем:

$$m_g(r, R_{\text{max}}) = \frac{4\pi\rho'}{3(4-n)} \frac{R_{\text{max}}^{4-n}}{\tilde{\sigma}(R_{\text{max}})} m_{\nu}(r)$$
 (7.5.7)

Рассмотрим теперь коэффициент рассеяния в случае распределения включений по размерам с гауссовской функцией вида

$$g(R,r) = B(r) \exp\left[-\left(R - \overline{R}(r)\right)^2 / \Delta^2\right]$$
. Имеем:

$$m_V(r) = B(r) \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \sigma_1(R) \exp\left[-\left(R - \overline{R}(r)\right)^2 / \Delta(r)^2\right] dR$$
. (7.5.8)

Интеграл, входящий в (7.5.8), в случае более плавного поведения функции  $\sigma_1(R)$  по сравнению с гауссовской функцией вычисляем стандартным образом методом перевала (точка перевала

 $R_* = \overline{R} + (\sigma_1' / \sigma_1)(\Delta / 2)\Big|_{\overline{R}}$ , где  $\sigma_1' = \partial \sigma_1 / \partial R$ ). В результате имеем:

$$m_{V}(r,\overline{R}) = B(r)\sqrt{\pi}\sigma_{1*}\Delta_{*} \exp\left[-\left(\frac{\sigma_{1}'}{\sigma_{1}}\frac{\Delta}{2}\right)_{*}^{2}\right]\left[1 + \left(\frac{\sigma_{1}'}{\sigma_{1}}\frac{\Delta}{2}\right)^{2} - \frac{\sigma_{1}''}{\sigma_{1}}\frac{\Delta^{2}}{2}\right]_{*}^{-1/2}.$$

$$(7.5.9)$$

Дальнейшие аналитические преобразования (7.5.9) можно провести при достаточной плавности функции  $\sigma_1(R)$ . В этом случае справедливы следующие оценки:  $\sigma_1^{\ \prime}/\sigma_1 \sim 1/\,\overline{R}\,, \quad \sigma_1^{\ \prime\prime}/\sigma_1 \sim 1/\,\overline{R}^2\,, \quad \sigma_1^{\ \prime\prime}/\sigma_1)(\Delta/2) \sim \Delta/2\,\overline{R}$ , откуда получаем:

$$m_V(r,\overline{R}) = B(r)\sqrt{\pi}\Delta\sigma_1(\overline{R}) \frac{e^{-(\Delta/2\overline{R})^2}}{\sqrt{1+(\Delta/2\overline{R})^2}} \approx B(r)\sqrt{\pi}\Delta\sigma_1(\overline{R})$$
. (7.5.10)  
Следует отметить, что в том случае, если функция  $\sigma_1(\overline{R})$  будет

иметь резонансное поведение, то вычисление интеграла усложняется, так как вклад в интеграл будут давать два максимума подинтегрального выражения — резонансный максимум и максимум функции распределения по размерам, которые в общем случае не совпадают. Проанализируем этот случай подробней. В указанном случае для интеграла типа  $\int \exp(-\psi)dR$  важным является поведение функции  $\psi = \left(R - \overline{R}(r)\right)^2 / \Delta(r)^2 - \ln \sigma_1(R)$  в окрестности точки перевала  $R_* = \overline{R} + (\sigma_1^{\ \prime} / \sigma_1)(\Delta/2)\Big|_{\overline{R}}$ . В случае плавной зависимости  $\sigma_1(R)$  точка перевала определяется гауссовской функцией, т.е. имеем результат (7.5.10), а при наличии резких максимумов в функции  $\sigma_1^{\ \prime} / \sigma_1(R)$  точка перевала будет определятся поведением резонансной кривой. В резонансном случае достаточно просто провести оценку. Вблизи резонанса функция  $\sigma_1^{\ \prime} / \sigma_1(R)$  имеет максимум при  $R = R_0(1 + \delta/2)$ ,

$$(\sigma_1' / \sigma_1)_0 = \frac{2}{R_0} \frac{1}{\delta}.$$
 (7.5.11)

Рассмотрим, при каких соотношениях между  $\overline{R}$ ,  $R_0$ ,  $\delta$  и  $\Delta$  резонансный член будет преобладающим. Условие перевала  $\partial \psi / \partial R = 0$ , дающее выражение для  $R_*$ , позволяет написать следующее неравенство, свидетельствующее о большем значении резонансного члена:

который равен

$$\frac{R_0 - \overline{R}}{\Delta^2} < \frac{2}{R_0} \frac{1}{\delta}. \tag{7.5.12}$$

Введем обозначения  $\delta_{\Delta}=\overline{R}/\Delta$ ,  $\mu={\delta_{\Delta}}^2/\delta$  и  $\xi=\overline{R}/R_0$ , тогда из (7.5.12) имеем следующее неравенство:

$$y(\xi) = \mu \xi^2 + \xi - 1 > 0,$$
 (7.5.13)

корни которого равны:

$$\xi_{\mu} = \frac{-1 + \sqrt{1 + 4\mu}}{2\mu} = \begin{cases} 1, & \mu << 1 \\ 1/\sqrt{\mu}, & \mu >> 1, \end{cases}$$
 (7.5.14)

Только значения  $\xi > \xi_\mu$  отвечают неравенству  $y(\xi) > 0$ . Таким образом, резонансный вклад следует учитывать в следующих случаях: 1) при  $R_0 < \overline{R}$  в случае, если  $\mu = \delta_\Delta^{\ 2}/\delta <<1$ ; 2) при  $R_0 < \sqrt{\mu}\overline{R}$  в случае, если  $\mu = \delta_\Delta^{\ 2}/\delta <<1$ ; 2) при  $R_0 < \sqrt{\mu}\overline{R}$  в случае, если  $\mu = \delta_\Delta^{\ 2}/\delta >>1$ . Отсюда видно, что в случае узкого гауссовского распределения или включения с невысокой добротностью влияние резонансного поведения сечения одиночных включений на коэффициент рассеяния звука оказывается существенным только для малых включений с  $R_0 < \overline{R}$ . Отметим, что при выборе частот это соответствует высоким частотам  $\omega > \omega_0(\overline{R})$ . В другом предельном случае высокодобротных включений с достаточно широкой функцией распределения спектр размеров включений, которые влияют своими резонансными свойствами на поведение коэффициента рассеяния, в целом расширяется до больших значений  $\sqrt{\mu}\overline{R}$ .

Вернемся теперь к вычислению зависимости между  $m_v$  и  $m_g$  в случае гауссовского распределения. Вычисление интеграла  $\int_{R_{\min}}^{R_{\max}} R^3 g(R) dR$  проведем аналогично (7.5.9), получаем:

$$m_g(r, \overline{R}) = (4\pi/3)\rho' B(r) \sqrt{\pi} \Delta \overline{R}^3$$
. (7.5.15)

Подставляя (7.5.15) в (7.5.10), получаем для гауссовского распределения

$$m_g = (4\pi/3)\rho'(\overline{R}^3/\sigma_1(\overline{R}))m_v.$$
 (7.5.16)

В качестве сечения рассеяния  $\sigma_1$  можно выбрать любое в рамках моделей, обсуждаемых выше в разделе 7.1.2. В дальнейшем рассмотрим сечения, определяемые моделью Стентона (7.1.8)–(7.1.12) и моделью Горской и Чу на основе формул (7.1.15)–(7.1.18), которые

представлены на рис. 7.1.2. Указанные сечения не имеют резонансного характера, поэтому выражения для связи  $m_g$  и  $m_v$  существенно упрощаются как для степенного, так и для гауссовского распределения. В итоге можно написать следующее общее выражение, позволяющее по экспериментальным данным для  $m_v$  получать данные по распределению биомассы  $m_g$  в рамках двух распределений — степенного и гауссовского:

$$m_g^{(P,G)}(r,f) = D^{(P,G)}(f)m_v(r,f),$$
 (7.5.17)

где коэффициент  $D^{(P,G)}(f)$  равен

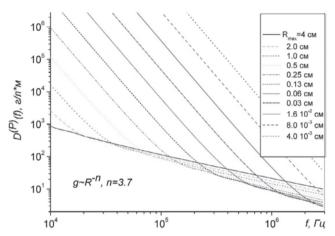
$$D^{(P,G)}(f) = \begin{cases} \frac{4\pi\rho'}{3(4-n)} \frac{R_{\text{max}}^{4-n}}{\int_{R_{\text{min}}}^{R_{\text{max}}} \sigma_{1}(R,f)R^{-n}dR}, & g^{(P)} \sim R^{-n} \\ \frac{4\pi\rho'}{3} \frac{\overline{R}^{3}}{\sigma_{1}(\overline{R},f)}, & g^{(G)} \sim e^{\left[-(R-\overline{R}(r))^{2}/\Delta^{2}\right]} \end{cases} (7.5.18)$$

Следует обратить внимание на зависимость от частоты, которая появляется в формулах (7.5.17)–(7.5.18) через частотную зависимость сечения рассеяния на одиночном включении  $\sigma_1(R,f)$ .

# 7.5.2. Оценки концентрации планктона в океане по данным о рассеянии звука, полученным в кругосветной экспедиции

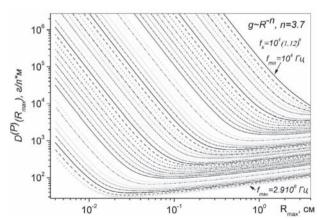
Для дальнейшего необходимо сделать оценки зависимости коэффициента  $D^{(P)}$  от частоты и размеров включений. На рис. 7.5.1 и 7.5.2 представлена зависимость коэффициента  $D^{(P)}$  от частоты и максимальных размеров включений, подчиняющихся степенному закону распределения по размерам. Данные графики позволяют определить массовую концентрацию включений  $m_g$  (например, зоопланктона) в граммах на 1 литр морской воды по экспериментальным значениям коэффициента рассеяния звука  $m_v$ , измеренным в м $^{-1}$  [21, 22].

Для примера покажем характерную оценку. Предварительно укажем, что существует эмпирическая связь веса (в граммах) и длины планктона (в сантиметрах):  $W(L) = 8.035 \cdot 10^{-5} \, L^{2.295}$ , а также веса и радиуса эквивалентной сферы:  $R(L) \approx (0.996W(L) + 7.7 \cdot 10^{-10})^{1/3}$ . Именно последняя величина фигурирует в представленных выше уравнениях.



 $Puc.\ 7.5.1.\$ Зависимость  $D^{(P)}(f)$  от различных максимальных размеров включений

Предположим, что максимальная длина планктона порядка сантиметров, тогда эквивалентный размер в распределении планктона по размерам имеет величину  $R_{\rm max}\sim 0.04$  см и для типичной частоты  $f\sim 100$  кГц получаем  $D^{(P)}\sim 5\times 10^4$  г×м/л и для достаточно часто встречающихся в морской практике величин  $m_{\nu}\sim 10^{-6}-10^{-7}$  м<sup>-1</sup> получаем  $m_g\sim 5\times 10^{-2}-10^{-3}$  г/л, которая согласно результатам облова планктона является слишком низкой величиной. Для приведения в соответствие



 $Puc. \ 7.5.2.$  Зависимость  $D^{(P)}(R_{\max})$  от различных частот звука

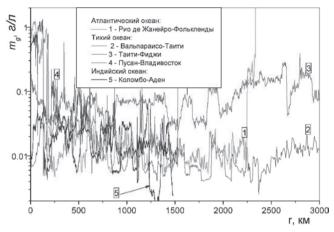


Рис. 7.5.3. Концентрация планктона по данным о рассеянии звука для различных районов Мирового океана, полученным в кругосветной экспедиции на ПУС «Надежда», 2003–2004 гг.

экспериментальных результатов и оценок по приведенным выше формулам следует уменьшить максимальный размер планктона, который на данной частоте еще играет определяющую роль. Можно видеть, что уменьшение  $L_{\rm max}$  до 2 мм (это эквивалентно уменьшению  $R_{\rm max}$  до величины  $\sim 0.01$  см) дает  $D^{(P)} \sim 10^6$  г×м/л и соответственно повышает  $m_g$  до величины  $m_g \sim 1$  г/л, находящейся в границах экспериментально установленной оценки концентрации планктона.

В заключение обсуждения представим сравнительные оценки концентрации планктона по данным о рассеянии звука, полученным в кругосветной экспедиции на ПУС «Надежда» в 2003—2004 гг. Такие результаты представлены на рис. 7.5.3 для различных районов Атлантического, Индийского и Тихого океанов [21, 22].

Из рисунка видно, что в открытом океане средняя концентрация планктона примерно одинакова в различных районах. Хорошо видны вариации концентрации планктона в открытых частях океана. Концентрация планктона существенно возрастает вблизи островов в тропической части океана (трасса Таити — Фиджи), а также в окраинных морях (Японское море), что согласуется с результатами различных авторов [28–32, 186, 234, 271, 312]. Следует отметить, что в данных районах контрастность суточных вариаций концентрации планктона уменьшается.

В заключение главы нам представляется важным сделать два замечания. Первое: акустическое зондирование позволяет проводить оперативную и в определенной степени дистанционную оценку структуры морской среды с достаточно высоким пространственным разрешением. Поэтому важным является проведение регулярных детальных исследований характеристик рассеяния звука в сложных условиях изменчивой океанической структуры. Такие исследования особенно важны вблизи фронтальных зон и границ течений, когда характеристики среды изменяются на небольшом расстоянии и поэтому никакие контактные методы не позволяют осуществлять подробную пространственную съемку структуры среды вблизи таких границ. Второе замечание касается важности проведения исследований рассеяния звука в шельфовой зоне океана и в мелководных морях. Именно в этих областях структура водной массы на многих значимых временных масштабах (синоптическом, сезонном) изменяется с большей скоростью по сравнению с глубоким океаном и применение акустических методов является важным для оперативных оценок состояния среды.

Глава 8

# РАССЕЯНИЕ ЗВУКА И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗООПЛАНКТОНА В ЯПОНСКОМ И ОХОТСКОМ МОРЯХ И МОРЯХ ВОСТОЧНОЙ АРКТИКИ

В главе 8 представлены описание применяемых методов высокочастотного рассеяния звука в морской воде и результаты их использования для выявления распределения и динамики зоопланктона в дальневосточных морях России. В период 2001–2010 гг. на ПУС «Надежда» были проведены акустические исследования в дальневосточных морях – Японском и Охотском, а также в Тихом океане вблизи юго-восточного побережья Камчатки и Курильских островов. В августе 2013 г. в период экспедиции на учебном судне «Профессор Хлюстин» (МГУ им. адм. Г.И. Невельского) были проведены акустические исследования в Арктике и получены интересные результаты по распределению и динамике планктона в арктических морях – Чукотском и Восточно-Сибирском, которые оказались в определенной мере неожиданными и достаточно сильно отличающимися от результатов морских исследований в средних широтах и в тропиках. Для задач акустической диагностики планктона было важно проведение совместных экспериментов, в которых можно было бы сопоставить данные акустических оценок биомассы в море с данными биологических обловов in situ. Ниже представлены результаты таких калибровок акустических методов на основе рассеяния звука. Кроме того, показаны результаты акустических исследований суточных и сезонных вариаций концентрации и динамики зоопланктона на шельфе Японского моря.

## 8.1. ТИПИЧНЫЕ СТРУКТУРЫ РАССЕЯНИЯ ЗВУКА ВДОЛЬ ТРАСС В ДАЛЬНЕВОСТОЧНЫХ МОРЯХ

Эксперименты по исследованию рассеяния звука проводились в различные сезоны и при различных гидрологических и метеорологи-

ческих условиях с целью получения информации о различных типах неоднородностей, размерном составе и пространственном распределении неоднородностей в деятельном слое океана.

Эксперименты по акустическому зондированию верхнего слоя морской воды проводились в глубоких районах Японского и Охотского морей, а также на шельфе Японского моря, в зал. Петра Великого, где были отработаны основные методы и изучены основные акустические характеристики. Работы на шельфе Японского моря проводились в морских экспедициях на малотоннажных НИС «Малахит» и «Импульс». Типичная структура рассеяния звука вдоль некоторых трасс показана на рис. 8.1.1, 8.1.2.

Кроме того, были проведены исследования по рассеянию звука в Охотском и Японском морях как на шельфе, так и в глубоком море и переходной зоне от глубокого к мелкому морю, в экспедиции на ПУС «Надежда» (август 2004 г. и 2010 г.). Схема трасс экспедиции в Охотском море совместно с некоторыми характерными записями структуры рассеяния звука вдоль трасс представлены на рис. 8.1.3. Из него видно, что в глубоководной части моря четко прослеживаются суточные вариации коэффициента рассеяния звука, обусловленные суточными перемещениями планктона по глубине. Разница в значениях силы слоя в дневное и ночное время в 2004 г. для северной трас-

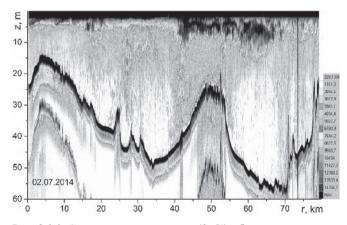


Рис. 8.1.1. Структура узколучевого ( $\theta$ ~5°) обратного рассеяния звука на частоте 200 кГц в шельфовой зоне Японского моря (зал. Петра Великого) вдоль трассы от Владивостока до бух. Витязь (гидрофизический полигон ТОИ ДВО РАН) (июль 2014 г.)

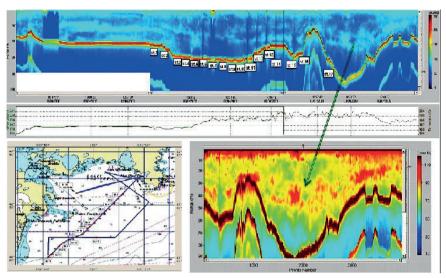
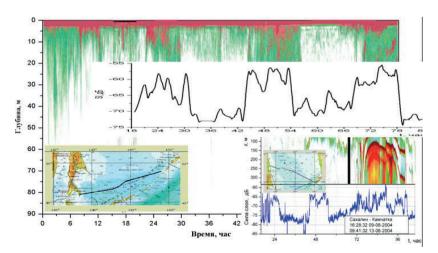


Рис. 8.1.2. Структура рассеяния звука на частоте 250 кГц в шельфовой зоне Японского моря (зал. Посьет вблизи гидрофизического полигона ТОИ ДВО РАН)

сы составляла величину более 10 дБ. Разница в значениях силы слоя в дневное и ночное время изменяется вдоль южной трассы 2010 г. и составляет в среднем такую же величину.



*Рис. 8.1.3.* Структура рассеяния звука на частоте 100 кГц вдоль трасс в Охотском море в 2004 и 2010 гг.

## 8.2. ИССЛЕДОВАНИЯ РАССЕЯНИЯ ЗВУКА НА ШЕЛЬФЕ ЯПОНСКОГО МОРЯ

# 8.2.1. Исследование рассеяния звука в заливе Петра Великого

Исследования рассеяния звука в шельфовой зоне Японского моря и его заливах проводились регулярно на НИС «Импульс» и «Малахит» в 1998–2016 гг. Исследования проводились как на частотах накачки, так и в параметрическом режиме — на различных разностных частотах. Технические характеристики применяемой аппаратуры следующие.

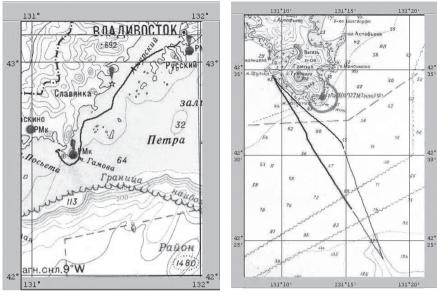
Тракт излучения: рабочая частота — 147 к $\Gamma$ ц, полоса пропускания — 20 к $\Gamma$ ц, выходная электрическая мощность — 1500 Вт, длительность импульса — 0.1—10 мс, период посылки — 40—2300 мс, ширина характеристики направленности — 5°.

## Тракты приема:

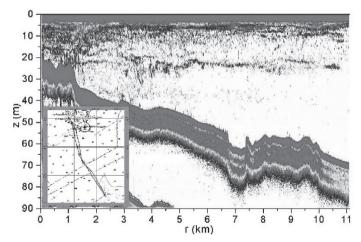
	Lab PC+	ADS-1B
Рабочая частота, кГц	147	5–15
Полоса пропускания, кГц	6.5	$2 \times 10^{-3} f_0$
Коэффициент усиления	$8 \times 10^{3}$	3×10 <sup>4</sup>

Работы по изучению рассеяния звука проводились в различные сезоны: весной, летом и не очень поздней осенью. Исследования проводились вдоль выбранных трасс, расположение которых было примерно одним и тем же в различные сезоны. В основном это были трассы попутного промера коэффициента обратного рассеяния звука при движении НИС «Импульс» и «Малахит» из Владивостока на гидрофизический полигон в районе мыса Шульца (бух. Витязь) и обратно. Кроме того, были выполнены измерения  $m_{\nu}$  также и вдоль трассы, ориентированной от мыса Шульца в сторону банки Ямато. Типичная протяженность указанной трассы составляла около 20–25 км. На рис. 8.2.1, 8.2.2 представлены типичные трассы, вдоль которых в указанное время проводились измерения коэффициента обратного рассеяния звука.

Интересным представляется применение рассеяния звука для изучения мелкомасштабных процессов на шельфе, включая струк-



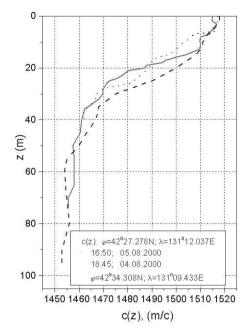
 $Puc. \ 8.2.1 \$ Схема трассы Владивосток —  $Puc. \ 8.2.2.$  Трасса от м. Шульца на Ямато м. Шульца



Puc.~8.2.3.Распределение ЗРС вдоль трассы 05.08.2000 г. Частота звука 147 кГц

туру и динамику внутренних волн. На рис. 8.2.3 представлены профиль дна и распределение ЗРС вдоль одной из трасс, полученные летом 2000 г., а на рис. 8.2.4 – распределения скорости звука в крайних точках этой трассы. Видно, что стратификация, отслеживаемая по рассеянию звука, соответствует положениям максимальных градиентов c(z) в крайних точках трассы. Следует отметить внутренних наличие волн вдоль всей трассы, которые были локализованы в области градиента c(z).

На рис. 8.2.5 представлены профиль дна и распределение ЗРС вдоль трассы, располагающейся почти в том же са-



 $Puc. \ 8.2.4. \$ Распределение c(z)

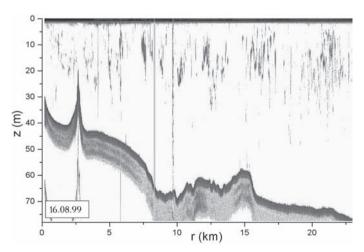
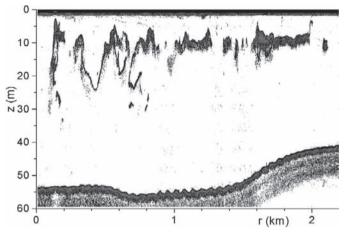


Рис. 8.2.5. Профиль дна и распределение звукорассеивающих слоев вдоль трассы на шельфе Японского моря. Частота звука 147 кГц



*Рис.* 8.2.6. Изображение типичной внутренней волны вдоль трассы на шельфе Японского моря, полученное с использованием рассеяния звука на частоте  $147\ \kappa\Gamma$ ц

мом месте зал. Петра Великого на гидрофизическом полигоне вблизи мыса Шульца, но на год раньше. В отличие от рис. 8.2.3 здесь видна структура внутренних волн с гораздо большей амплитудой колебаний.

На рис. 8.2.6 представлен фрагмент внутренней волны, полученный при движении вдоль трассы, изображенной на рис. 8.2.5. Удаленность от м. Шульца составляла около 12 км. Из рис. 8.2.6 хорошо видны параметры внутренней волны большой амплитуды (размах колебаний частиц до 20 м), сравнимой с глубиной места около 50 м. Характерная длина волны составляла около 300 м.

Следует обратить внимание на то, что не очень далеко от берега внутренняя волна может выходить в приповерхностные слои, при этом амплитуды колебаний частиц резко снижаются. Это иллюстрируется рис. 8.2.7, из которого видно, что по мере уменьшения глубины залегания термоклина происходит выход внутренней волны на поверхность, приводя к образованию на акватории залива большого количества сликов.

Большой интерес для гидрофизики представляет взаимодействие внутренних волн с границами, и особенно с дном моря. На рис. 8.2.8 с помощью метода рассеяния звука получено хорошо видимое акустическое изображение процесса взаимодействия внутренней волны с небольшим подводным холмом на дне моря.

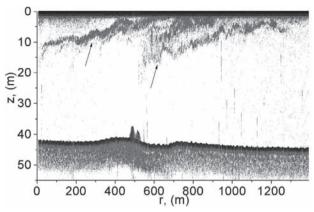
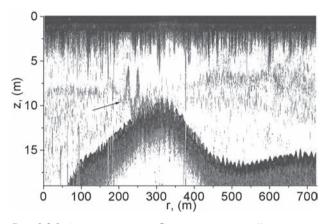


Рис. 8.2.7. Изображение внутренних волн, выходящих в приповерхностный слой моря (указано стрелками). Удаленность от берега в районе м. Шульца составляет 3 км



 $Puc.\ 8.2.8.$  Акустическое изображение взаимодействия внутренней волны с небольшим подводным холмом на дне моря, частота звука 150 кГц. Стрелкой показано начало резкого увеличения амплитуды внутренней волны

Видно, как внутренняя волна, распространяющаяся слева направо и приближаясь к более мелкому месту, резко увеличивает свою амплитуду и разрушается при столкновении с дном, что выглядит совершенно аналогично обычным поверхностным гравитационным волнам, накатывающим на берег моря. По другую сторону холма вну-

тренняя волна постепенно восстанавливает свою энергию за счет неустойчивости вблизи термоклина, и это также видно из акустического изображения. Характерное расстояние, на котором развивается внутренняя волна, равно 150–200 м. Следует обратить внимание на то, что резкое усиление внутренней волны при взаимодействии с дном на рис. 8.2.8 сопровождалось разрушением приповерхностных пузырьковых структур. Здесь картина напоминает подавление пузырьковых структур при непосредственном выходе внутренней волны на поверхность, продемонстрированное на рис. 8.2.7.

Причина столь ярко выраженного взаимодействия внутренней волны с приповерхностными структурами неясна, также как не вполне понятен механизм рассеяния звука на внутренней волне. Нам представляется, что внутренние волны в приповерхностных слоях моря удается зарегистрировать благодаря рассеянию звука на пузырьках, захваченных колебаниями термоклина. Обычный механизм визуализации внутренних волн вследствие рассеяния звука на планктоне, характерный для глубоководных слоев моря, в случае приповерхностного расположения слоя скачка представляется малоубедительным. В любом случае данная тема представляется важной для дальнейших исслелований.

На рис. 8.2.9 показаны возможности регистрации методами рассеяния звука вариаций гидрологической структуры верхней части моря. Здесь показаны результаты исследований рассеяния звука, выполненные на НИС «Малахит» в зал. Петра Великого в сентябре 2006 г. Они свидетельствуют о вариациях термоклина вдоль трасс (кривые 1 и 2 — верхние и нижние границы термоклина), о существовании мощного придонного рассеяния звука (кривые 3), связанного с течениями и придонной турбулентностью, а также о наличии внутренних волн различных масштабов (кривые 2 и серия кривых 4).

На рис. 8.2.9 показана картина рассеяния, полученная в летнеосенний период, с хорошо выраженной типичной летней гидрологической структурой. Представляло интерес сравнить эти данные с данными, характерными для весеннего сезона. На рис. 8.2.10 представлено распределение коэффициента рассеяния звука  $m_{\nu}(z,r)$  для трассы от м. Шульца в сторону открытого моря, полученное в начале июня 2007 г. [18, 21]. В левом верхнем углу рис. 8.2.10 представлена зависимость силы звукорассеивающих слоев  $S_{\nu}(r)$  вдоль трассы (схе-

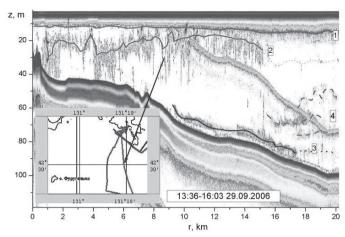
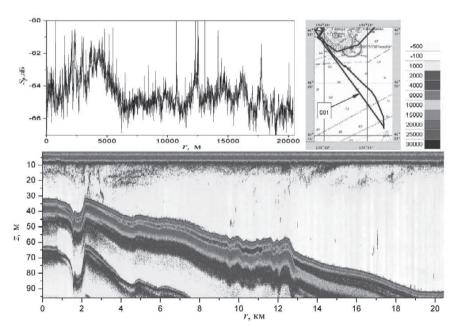
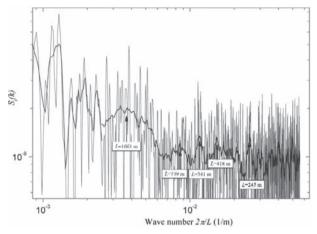


Рис. 8.2.9. Регистрация методами рассеяния звука вариаций гидрологической структуры верхней части моря, частота звука 138 кГц



Puc.~8.2.10.~ Распределение коэффициента рассеяния звука  $m_{_{\it F}}(z,r)$  для трассы от м. Шульца в сторону открытого моря в весенний период



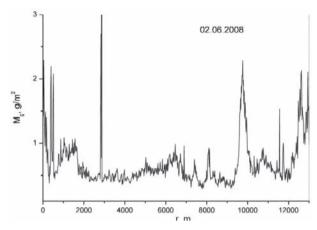
 $Puc.\ 8.2.11.$  Спектральная картина силы звукорассеивающих слоев  $S_{\it l}(k)$  вдоль трассы от м. Шульца в сторону открытого моря

ма — в правом верхнем углу), которая характеризует существенную горизонтальную неоднородность распределения мелкомасштабных неоднородностей.

На рис. 8.2.11 представлена спектральная картина силы звукорассеивающих слоев  $S_l(k)$  вдоль трассы — видны характерные пространственные периоды, которые идентифицируются с внутренними волнами.

Подчеркнем еще раз важную особенность коэффициента рассеяния звука: в случае преобладающего вклада в рассеяние звука биологических объектов этот параметр позволяет оценить важную характеристику биопродуктивности водных масс — массовую концентрацию включений  $m_g$ , приходящуюся на элемент длины трассы и представленную на рис. 8.2.12. Эта величина соответствует характерным значениям плотности биомассы планктона, которая, по результатам различных авторов, содержится в морской воде в схожих районах моря [29, 31, 32, 59, 183, 184, 186, 237, 248, 271, 312].

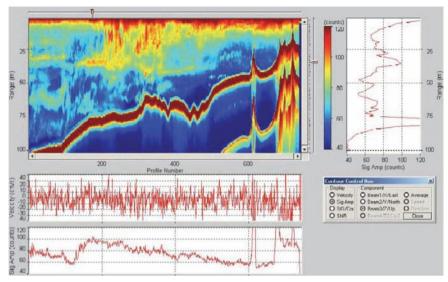
Важной характеристикой деятельного слоя моря является мелкомасштабная структура течений, включая турбулентные пульсации, которые вносят свой весомый вклад в общее рассеяние звука. Поэтому для выявления вклада в рассеяние звука от микронеоднородностей морской среды чисто биологического происхождения следует



 $Puc.\ 8.2.12.$  Распределение массы планктона  $m_g(r)$  , сосредоточенной в импульсном объеме сонара и приходящейся на элемент длины трассы. Данные для трассы соответствуют рис. 8.2.11 для  $m_{\nu}(z,r)$ 

научиться определять относительный вклад каждого из указанных механизмов. В связи с этим был проведен большой комплекс работ по исследованию рассеянного акустического поля с характеристиками внутренних волн в мелком море одновременно с исследованиями поля течений, которые осуществлялись одним и тем же прибором – акустическим профилографом течений ADP фирмы SONTEC. Основные исследования проводились на НИС «Импульс» и «Малахит» в зал. Петра Великого [18, 21].

На рис. 8.2.13 представлены профиль дна, коэффициент рассеяния звука (в условных единицах, частота 250 кГц) и разрез вертикальной компоненты течений на глубине 32 м вдоль трассы от м. Шульца в сторону открытого моря. Отчетливо видны изменчивость структуры приповерхностного слоя, характерные глубины залегания термоклина вдоль трассы, а также рассеяние, обусловленное внутренними волнами. На среднем графике видны вариации вертикальной компоненты скорости течений на глубине 32 м. Из сравнения данных по структуре вертикальной компоненты течений и данных по рассеянию звука можно видеть, что структура течений достаточно однородна вдоль всей трассы, в то время как коэффициент рассеяния звука испытывает значительные вариации. Это позволяет сделать важный вывод о том,

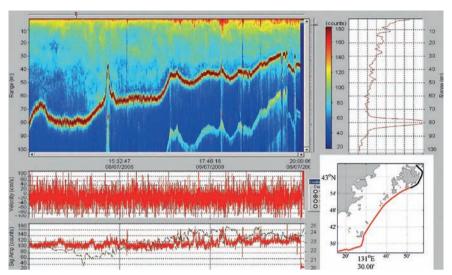


Puc.~8.2.13. Результаты исследований звукорассеивающих слоев вдоль трассы (расстояние  $\sim\!20~{\rm km})~4.10.2007$  г.

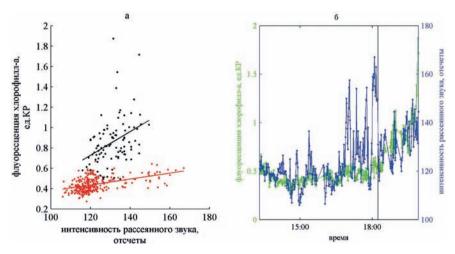
что основной вклад в рассеяние звука вносят неоднородности, не связанные с турбулентностью и мелкомасштабными течениями. Таковыми являются гетерогенные микронеоднородности типа пузырьковых структур в приповерхностном слое моря и планктон, располагающийся в области термоклина.

# 8.2.2. Сравнительный анализ акустических и оптических измерений

С целью выявления корреляции между акустическими и оптическими данными в летний период (7.09.2008) были проведены одновременные измерения интенсивности рассеянного звука и флуоресценции морской воды вдоль протяженной трассы МЭС «Шульц» — Владивосток, схема которой представлена в правом нижнем углу рис. 8.2.14. Акустические характеристики, полученные с помощью ADP (частота звука  $250~\mathrm{k}\Gamma\mathrm{q}$ ) вдоль трассы, представлены на рис. 8.2.14. Одновременно были получены проточные измерения температуры и солености морской воды, взятые на глубине  $2~\mathrm{m}$ , и выполнены измерения флуоресценции морской воды. Измерения гидрооптических характе-



Puc.~8.2.14. Рассеяние звука на частоте 250 кГц на трассе м. Шульца — Владивосток протяженностью около 100 км летом 7.09.2008 г. Выделены распределение коэффициента объемного рассеяния и флуктуации вертикальной компоненты течений на глубине 4 м. Штриховой линией на нижнем рисунке представлено распределение температуры на глубине 2 м



*Рис.* 8.2.15. Сравнение сигналов флуоресценции хлорофилла-а (на горизонте 2 м) и рассеяния звука (усредненного в диапазоне глубин 4–6 м) вдоль трассы м. Шульца — Владивосток (рис. 8.2.14): а — диаграмма рассеяния, б — пространственное распределение вдоль трассы

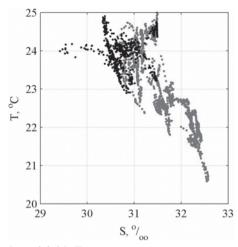


Рис. 8.2.16. Т-S диаграмма рассеяния для данных, полученных вдоль трассы м. Шульца — Владивосток. Цвета точек соответствуют цветам, которыми выделен маршрут на рис. 8.2.15

ристик проводились коллективом исследователей под руководством П.А. Салюка (ТОИ ДВО РАН) [61, 62].

На рис. 8.2.15 представлены результаты сравнения интенсивности флуоресценции хлорофилла-а, измеренной в прокачиваемой морской воде с глубины 2 м, и интенсивности рассеянного звука, усредненной в диапазоне глубин 4—6 м.

Видно, что между анализируемыми величинами наблюдается прямая зависимость, причем диаграмма рассеяния может быть разбита на два кластера, обозначенных красным и черным цветом

(нижняя и верхняя кривые). Отметим, что эти кластеры в соответствующих цветах представлены на схеме трассы (рис. 8.2.14) и им также отвечает Т-S диаграмма рассеяния, представленная на рис. 8.2.16 (нижние и верхние данные соответственно).

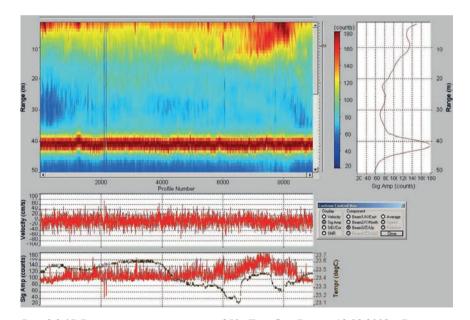
Первый выделенный район соответствует маршруту от м. Гамова до о-ва Русский (красные кривые), второй — вдоль восточного побережья о-ва Русский. В обоих случаях наблюдаются значимые коэффициенты корреляции (красные точки: 0.48 (0.39–0.57), р <  $10^{-16}$  (p — вероятность получить данное значение корреляции случайным путем при данном количестве точек), черные точки: 0.39 (0.2–0.54), р <  $10^{-3}$ ), а свободный член линейных регрессий незначительно отличается от нуля.

Наблюдаемые прямые зависимости, по мнению авторов, скорее всего, связаны с вкладом *крупных клеток* фитопланктона и зоопланктона в интенсивность сигнала рассеянного звука. Здесь также важен тот факт, что свободные члены линейных регрессий незначимы, что говорит о незначимости составляющих в сигнал рассеянного звука, не связанных с деятельностью фитопланктона. При длинных про-

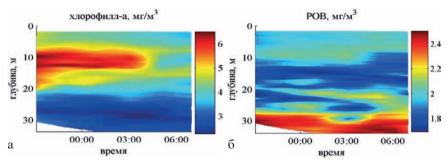
странственных разрезах в пределах нескольких часов прямая связь между содержанием фитопланктона и зоопланктона вполне логична, так как высокое содержание первого должно приводить к большему развитию второго [62]. На стационарных суточных станциях должна наблюдаться обратная зависимость, так как здесь сказываются суточные циклы функционирования фитопланктона и зоопланктона по моделям хищник—жертва. Изменение вида линейной зависимости около 19 ч можно связать как с изменением видового состава фитопланктона (вследствие чего мог поменяться размер клеток), так и с изменением суточного режима зоопланктона.

# 8.2.3. Сравнительный анализ суточных вариаций акустических и оптических измерений

Важной характеристикой звукорассеивающих слоев являются суточные вариации их распределения по глубине. Для анализа таких



Puc.~8.2.17. Рассеяние звука на частоте 250 кГц в бух. Витязь 13.08.2008 г. Выделены распределение коэффициента объемного рассеяния и флуктуации вертикальной компоненты течений на глубине 7 м. Штриховой линией на нижнем рисунке представлены вариации температуры во времени на глубине 2 м



Puc.~8.2.18. Распределение хлорофилла (а) и POB (б) на ночной станции в бух. Витязь  $13.08.2008\ {\rm r}.$ 

вариаций на шельфе были проведены полусуточные станции на НИС «Малахит», который вставал на якоре в центре бух. Витязь Японского моря. Станции продолжались с вечера до утра следующего дня в начале августа и начале октября 2008 г. [62].

На рис. 8.2.17 представлены данные о характере временных вариаций коэффициента рассеяния звука на многочасовых ночных станциях в центре бух. Витязь, которые были проведены в августе и в октябре 2008 г.

Распределение хлорофилла и растворенного органического вещества (РОВ), полученное методом лазерной флуориметрии на ночной станции в бух. Витязь 13.08.2008 г., представлено на рис. 8.2.18. Измерения СТО и концентрации хлорофилла-а и РОВ были выполнены с помощью зонда SBE-19plus (всего сделано 11 профилей). На рис. 8.2.18 и рис. 8.2.19 показаны результаты измерений с использо-

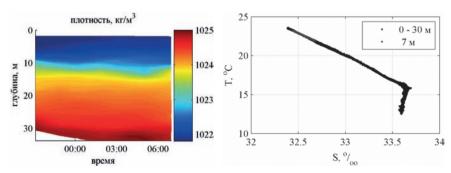


Рис. 8.2.19. Распределение плотности морской воды (а) и Т-S диаграмма рассеяния звука (б) на ночной станции в бух. Витязь 13.08.2008 г.

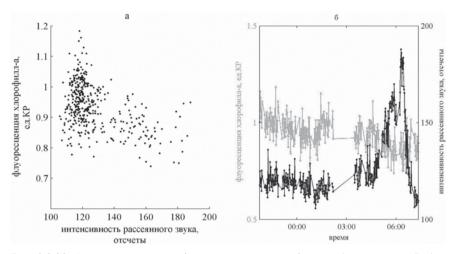


Рис. 8.2.20. Сравнение сигналов флуоресценции хлорофилла-а (на горизонте 7 м) и рассеяния звука (усредненного в диапазоне глубин 6–8 м) во время суточной станции 13.08.08 г.: а – диаграмма рассеяния, б – временные вариации в период проведения станции

ванием зонда. Данные по плотности морской воды рассчитывались из T-S измерений.

Кроме измерений с помощью погружного зонда были проведены проточные измерения температуры, солености, флуоресценции хлорофилла-а и РОВ в морской воде на глубине около 7 м с интервалом измерений 1 мин. На рис. 8.2.20 представлены графики, показывающие связь флуоресценции хлорофилла-а и интенсивности рассеянного звука в течение около 11 ч.

По результатам, представленным на рис. 8.2.20, можно вычислить коэффициент корреляции между  $I_{_{X_{1}\!A}}$  и  $I_{_{p,36}}$ , который составил -0.45 (нижняя оценка -0.37, верхняя -0.52),  $p<10^{-20}$ , где p — вероятность получить данное значение корреляции случайным путем при данном количестве точек.

Объяснение такой обратной зависимости следует начать с рассмотрения причин, вызывающих суточный ход флуоресценции хлорофилла-а — это могут быть как биотические, так и абиотические факторы. Биотическими факторами суточного ритма флуоресценции хлорофилла-а являются, во-первых, световая адаптация фотосинтетического аппарата клеток фитопланктона, когда фитопланктон, изменяя содержание и состав фотосинтетических пигментов, морфологию и устройство хлоропластов может приспосабливаться к колебаниям солнечной радиации [277]; во-вторых, суточный ход содержания хлорофилла в клетках водорослей и, в-третьих, «выедание» водорослей зоопланктоном [86]. Абиотические факторы — длиннопериодные внутренние волны, меандрирование течений [87], суточное опускание термоклина с понижением температуры и др., т.е. чисто гидрофизические факторы.

В рассматриваемом случае фактор световой адаптации исключается ввиду отсутствия изменения освещенности в период понижения сигнала флуоресценции хлорофилла-а (все измерения проводились ночью, кроме этого дополнительно анализировалась освещенность морской поверхности). Из анализа распределения температуры, солености и плотности по глубине, а также T-S диаграмм рассеяния можно исключить влияние длиннопериодных внутренних волн и суточного опускания термоклина, так как их изменения были не столь значительными, чтобы привести к наблюдаемому резкому уменьшению флуоресценции хлорофилла-а (рис. 8.2.19, а). При этом следует иметь в виду, что повышение интенсивности сигнала рассеянного звука на данной станции можно связать с появлением зоопланктона, взвеси или крупных пузырьков. Взвесь отсюда можно исключить, так как повышение ее содержания в морской воде привело бы к резкому повышению сигнала флуоресценции РОВ, чего не наблюдалось (рис. 8.2.19,  $\delta$ ). Следовательно, можно выделить два возможных процесса, происходящих в интервале 4-6 ч ночи: первый – приход зоопланктона и поедание им клеток фитопланктона; второй – горизонтальные течения, которые привели к перемещению клеток фитопланктона и появлению пузырьков.

Возможно также, что наблюдались оба процесса одновременно, но при этом в результате первого процесса РОВ должно, как минимум, не убывать, что можно видеть только на глубинах 0–8 м (рис. 8.2.19,  $\delta$ ). Следует отметить, что анализ существенно затрудняет небольшое разрешение по времени между СТD зондированиями.

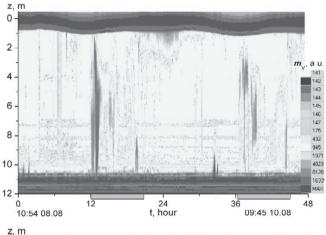
Основной вывод из представленных результатов суточных измерений состоит в том, что совместное использование методов акустического и оптического зондирования морской толщи с одновременным анализом гидрологических параметров морской воды позволяет

оперативно получать дополнительную информацию о биологических, гидрологических и физических пространственно-временных процессах.

### 8.2.4. Акустическое зондирование на донной станции

На рис. 8.2.21, 8.2.22 показаны типичные летние коэффициенты объемного рассеяния, полученные на частоте 138 кГц в августе в течение нескольких дней. Серым цветом на оси времени везде на рисунках отмечен ночной период. На всех рисунках хорошо видны приливные колебания уровня моря.

Рис. 8.2.21. Изменения коэффициента объемного рассеяния звука на частоте  $138~\mathrm{k}\Gamma\mathrm{ц}$  в течение двух суток с  $10:54~\mathrm{t}$  8 августа по  $09:45~\mathrm{t}$  10 августа



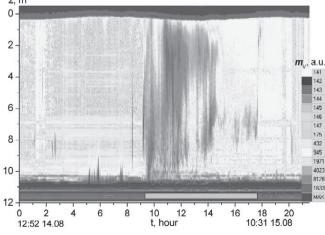
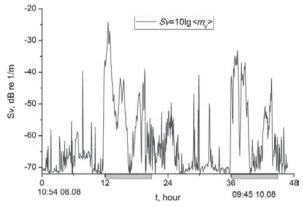


Рис. 8.2.22. Изменения коэффициента объемного рассеяния звука на частоте 138 кГц с 12:52 ч 14 августа по 10:31 ч 15 августа



 $Puc.\ 8.2.23.$  Изменение среднего коэффициента рассеяния звука  $S_{\rm V}$  в течение двух суток с 10:54 ч 08 августа по 09:45 ч 10 августа

Интересно поведение среднего коэффициента рассеяния звука  $S_{\rm V}$  сразу во всем слое воды в месте постановки станции в течение двух суток, которое представлено на рис. 8.2.16. Величина  $S_{\rm V}$  определялась по следующим формулам [6, 8, 11, 12]:

$$S_V = 10\lg\langle m_V \rangle, \tag{8.2.1}$$

$$\langle m_V(t) \rangle = (1/h(t)) \int_0^{h(t)} m_V(t,z) dz$$
. (8.2.2)

Из рис. 8.2.23 видно, что в ночной период коэффициент рассеяния звука  $S_{\rm V}$  (отмечен серым цветом) резко возрастает, что связано в первую очередь с суточными миграциями планктона. Контраст величины  $S_{\rm V}$  между ночными и дневными значениями составляет в среднем 25 и 18 дБ в различные дни. Таким образом, рассеяние звука на шельфе во многом имеет биологическое происхождение и в ночной период практически на порядок выше по сравнению с дневными значениями.

### 8.3. ИССЛЕДОВАНИЯ РАССЕЯНИЯ ЗВУКА В ЯПОНСКОМ И ОХОТСКОМ МОРЯХ

В настоящем разделе рассмотрены некоторые особенности рассеяния звука в холодных районах Японского и Охотского морей. По сво-

ей гидрологической структуре воды этих морей существенно отличаются от рассмотренных в разделе 5 теплых вод Тихого, Индийского и Атлантического океанов. Эти особенности приводят как к непосредственному изменению структуры поля рассеянного звука, так и к изменению, связанному с другой биологической средой, приводящей во многих ситуациях к основному рассеянию звука.

## 8.3.1. Исследования рассеяния звука в глубоководной части дальневосточных морей

На рис. 8.3.1 представлена пространственная структура рассеяния звука в глубоководной части Японского моря. Здесь же на графике нанесена карта трассы, вдоль которой получены данные о рассеянии звука. Видно, что трасса начинается в центральной части Японского моря и на протяжении около полусуток (по расстоянию 183 км) достигает районов, близких к побережью. Из рис. 8.3.1 видно, что наблюдаются значительные вариации коэффициента рассеяния звука по глубине. Так, с расстояния 80–100 км глубина расположения ЗРС постепенно уменьшается с 20–30 до 10–15 м. Причина наблюдаемого эффекта не совсем ясна, но можно предположить, что подобная неоднородность расположения термоклина связана с наличием холодного течения, располагающегося ближе к восточному побережью Приморья.

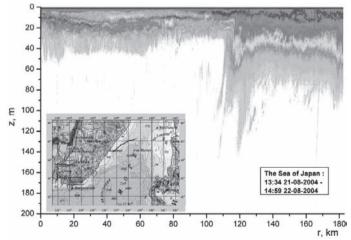
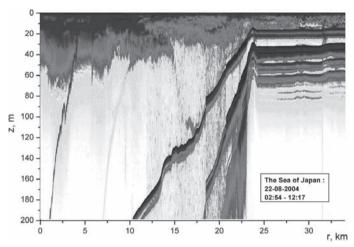


Рис. 8.3.1. Рассеяние звука в глубоководной части Японского моря

Далее вдоль трассы на рис. 8.3.1 наблюдается четко выраженная миграция ЗРС из глубины в верхние слои морской воды, которая приводит к существенному повышению рассеяния звука в этих слоях. Такое обстоятельство полностью укладывается в концепцию суточных вариаций ЗРС, несмотря на то что в окраинных северных морях, да еще на высоких частотах, ряд авторов [28, 30, 32] полагали значительное снижение таких вариаций. В частности, ими были выделены различные зоны и для каждой зоны по интервальным оценкам силы слоя были построены соответствующие частотные характеристики, которые показали, что средние уровни величин отношения силы слоя днем и ночью различаются значительно сильнее чисто географически, а не по частотам.

# 8.3.2. Рассеяние звука в районах моря со сложным рельефом дна

Важной особенностью окраинных морей является развитый шельф и особая зона перехода от шельфа к открытому морю. Для этой зоны характерны особые свойства, отличающие ее от остальных частей, которые связаны с динамизмом процессов, происходящих в этой зоне. Метод акустического зондирования является удобным средством визуализировать такие процессы, зарегистрировать целый ряд характеристик и определить характерные масштабы (временные и пространственные) процессов, происходящих в переходной зоне. Для изучения изменчивости рассеяния звука в переходной зоне – при переходе из глубокого моря в шельф – были проведены исследования вдоль трассы, которая на карте рис. 8.3.1 отображена южнее п. Пластун Приморского края. Соответствующее данной трассе распределение рассеяния звука представлено на рис. 8.3.2, из которого видно, что по мере входа в прибрежный береговой клин существенно меняется структура звукорассеивающих слоев. В непосредственной близости к поверхности моря интенсивность рассеяния звука возрастает, но при этом интегральная сила слоя уменьшается по мере захода в шельф, что, на наш взгляд, главным образом связано с уменьшением толщины ЗРС на шельфе. Вблизи шельфа, как видно из рис. 8.3.2, толщина ЗРС достигает 80 м. Структура указанного слоя связана со структурой прибрежной части холодного течения, идущего из Охотского моря вдоль побережья Приморья на юг.



*Рис.* 8.3.2. Рассеяние звука в переходной зоне из глубокого моря в шельф вблизи побережья Приморья (вход в шельф в точке с координатами:  $44^{\circ}$  15.0'N,  $136^{\circ}$  24.0'E)

Картина, напоминающая распределение рассеяния звука в Гибралтаре, наблюдается также при проходе прол. Лаперуза из Охотского моря в Японское море, а также вблизи Курильских проливов. Интерес к вопросам рассеяния звука в зонах со сложным рельефом обычно

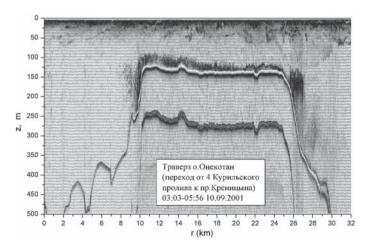
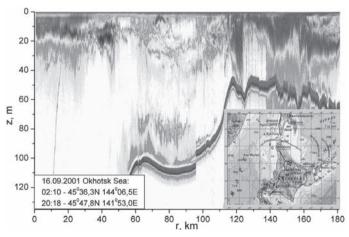


Рис. 8.3.3. Рассеяние звука на частоте 100 кГц в Охотском море вдоль трассы вблизи 4-го Курильского пролива

возникает в связи с возможностью визуализации структуры водного обмена и оперативной оценки массообмена в таких районах. Так, значительный интерес представляет изучение динамики массообмена между Тихим океаном и Охотским морем через Курильские проливы, а также между Японским и Охотским морями через прол. Лаперуза.

На рис. 8.3.3 частично показано распределение коэффициента рассеяния звука при проходе 4-го Курильского пролива из Охотского моря в Тихий океан. Видно резкое усиление рассеяния звука в проливах, связанное как с увеличением биологических объектов в областях смешения и апвеллинга вод, так и с усилением мелкомасштабной турбулентности в этих районах. Частично причина рассеяния звука в проливах связана с гидрофизическими процессами и неоднородностями гомогенного происхождения: турбулентность, сдвиговые течения в толще и пограничный слой вблизи дна с аномальными акустическими характеристиками.

Из рис. 8.3.4 видна сложная структура звукорассеивающих слоев, отвечающая запутанной картине противотечений различных водных масс в проливах. Из рис. 8.3.3, 8.3.4 также видна сложная структура звукорассеивающих слоев, возникающих вблизи дна, особенно на склонах с большим перепадом глубин. Следует отметить, что картина распределения рассеяния звука, показанная на рис. 8.3.2 и 8.3.3, явля-



*Puc. 8.3.4.* Рассеяние звука вдоль трассы через прол. Лаперуза из Охотского моря в Японское море

ется типичной и наблюдается повсюду на подводных склонах. Причиной повышенного рассеяния звука в этих условиях является турбулизация течений и возникновение мощных флуктуаций параметров гидрофизических характеристик воды.

### 8.4. РАССЕЯНИЕ ЗВУКА НА ПЛАНКТОНЕ В ЯПОНСКОМ И ОХОТСКОМ МОРЯХ

## 8.4.1. Структура и сезонная изменчивость рассеяния звука вдоль трасс на шельфе Японского моря

На рис. 8.4.1 представлены результаты рассеяния звука, полученные в осенний период. Из него видно сильное рассеяние звука на большой глубине, тем не менее наблюдается также значительное рассеяние звука в приповерхностных слоях моря.

Охарактеризуем наиболее типичные результаты. Для характеристики звукорассеивающего слоя часто вводят силу слоя по формуле

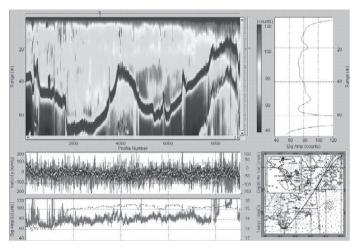
$$S_{l}(\omega) = 10 \lg \left[ \int_{0}^{h_{\text{max}}} m_{V}(\omega, z) dz \right], \qquad (8.4.1)$$

где  $h_{\rm max}$  — максимальная толщина слоя, например, до дна или до границы зондирования (зачастую  $h_{\rm max}$  выбирают равной толщине верхней части деятельного слоя океана  $h_{\rm max}$  = 200 м). Видно, что сила слоя — величина безразмерная, но зависящая от толщины слоя.

При исследовании рассеяния звука на шельфе Японского моря данная формула оказывается непригодной, поскольку глубины меняются от 0 до 80 м, выделить слой постоянной толщины не представляется возможным. Поэтому удобно ввести в качестве характеристики ЗРС усредненную по толщине слоя величину коэффициента рассеяния, при этом толщина слоя изменяется в зависимости от глубины в точке. Для выявления пространственной изменчивости вдоль трасс вводим

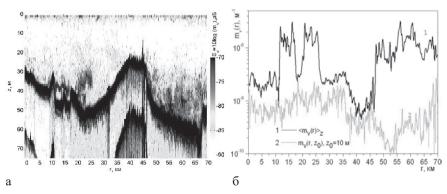
$$\overline{m_V(r)} = \frac{1}{h(r)} \left[ \int_0^{h(r)} m_V(r, z) dz \right]. \tag{8.4.2}$$

Таким образом, при анализе рассеяния звука в мелком море возникает необходимость определения глубины дна для получения гра-



*Рис.* 8.4.1. Акустические данные, полученные на частоте 250 кГц, на трассе бух. Витязь — Владивосток на дистанции 70 км в осенний период 08.10.2011 г.

ниц интегрирования в формуле (8.4.2). В условиях мелкого моря, сильно изрезанного рельефа дна и наличия микронеоднородностей, по силе превосходящих отражение от дна, это вызывает определенные трудности, однако было успешно реализовано в специальной программе, при помощи которой проводилась обработка данных рассеяния звука.



*Рис. 8.4.2.* Распределение обратного рассеяния звука вдоль трассы на шельфе Японского моря в летний период (23.08.2011):  $a-S_{_V}(r,z)$ , б – горизонтальный профиль  $m_{_V}(r,z_{_0})$  на глубине  $z_{_0}=10$  м и профиль  $\overline{m_{_V}(r)}$ 

На рис. 8.4.2 представлена картина рассеяния звука вдоль трассы в летний период (23.08.2011), а также профиль  $m_V(r,z_0)$  на глубине  $z_0=10$  м и средний по глубине профиль  $\overline{m_V(r)}$ . Видно, что рассеивающие объекты распределены крайне неравномерно вдоль трассы и  $\overline{m_V(r)}$  изменяется на 2 порядка от  $5\times 10^{-10}$  до  $2\times 10^{-8}$  м<sup>-1</sup>.

Представляло интерес проанализировать вертикальное распределение рассеяния звука в различные сезоны. Аналогично формуле (8.4.2) для выявления пространственной изменчивости коэффициента рассеяния звука по глубине введем следующую формулу:

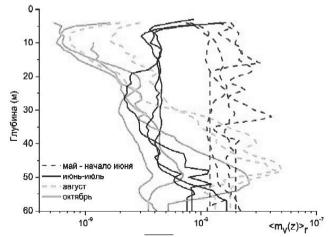
$$\overline{m_V(z)} = \frac{1}{L} \left[ \int_0^L m_V(r, z) dr \right], \tag{8.4.3}$$

где L – длина трассы.

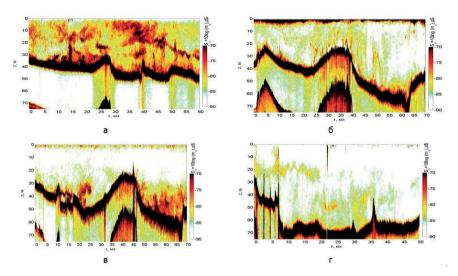
На рис. 8.4.3. представлены вертикальные профили  $\overline{m_{V}(z)}_{r}$ , полученные на шельфе Японского моря в различные сезоны.

На рис. 8.4.4 представлены распределения коэффициентов рассеяния звука  $m_V(r,z)$  (или  $S_V(\omega) = 10 \lg m_V(\omega)$ ) и структуры звукорассеивающих слоев, полученные на шельфе Японского моря в различные сезоны 2011 г.

Можно выделить следующие характерные сезонные особенности рассеяния. Так, в мае — начале июня вся толща воды характеризуется



*Puc. 8.4.3.* Распределение  $m_V(z)$  по глубине (м<sup>-1</sup>) для различных сезонов 2011 г. в зал. Петра Великого Японского моря



*Рис. 8.4.4.* Логарифмический коэффициент рассеяния звука  $S_V(\omega)=10\lg m_V(\omega)$  в зал. Петра Великого Японского моря в различные сезоны: а – май – начало июня; б – июнь–июль; в – август; г – октябрь

мощным рассеянием  $3\times10^{-8}$  м<sup>-1</sup> (рис. 8.4.4, a) Это связано с весенним пиком зоопланктона. Для июня—июля характерно снижение рассеяния на глубинах более 5 м и наличие мощного приповерхностного слоя (рис. 8.4.4,  $\delta$ ). В августе приповерхностный слой ослабевает, наблюдаются локальные максимумы рассеяния в глубинных местах залива 40-50 м (рис. 8.4.4,  $\epsilon$ ). В октябре приповерхностный слой разрушается полностью, глубинные максимумы ослабевают (рис. 8.4.4,  $\epsilon$ ). Особо следует отметить наличие мощного рассеяния в глубоких местах зал. Петра Великого во все сезоны.

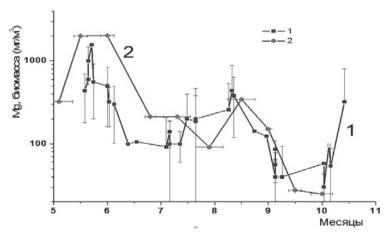
В главе 7 было получено общее выражение, позволяющее по данным для  $m_V$  получать данные по распределению биомассы в рамках степенного и гауссовского распределений в виде  $m_g^{(P,G)}(r,f) = D^{(P,G)}(f)m_V(r,f)$ , при этом коэффициент  $D^{(P,G)}(f)$  имеет сложный вид, и для частоты  $f \sim 100$  кГц можно получить оценку  $D^{(P)} \sim 2 \times 10^2$  г×м/л [21, 22, 184]. Приведенная оценка в дальнейшем использована для оценки распределения биомассы вдоль трасс.

Следует обратить внимание, что исследования концентрации планктона методами облова отличаются значительной трудоемко-

стью. Оценка распределения биомассы в деятельном слое океана по данным о рассеянии звука позволяет значительно упростить эту задачу. Возможность производить акустические зондирования прямо по ходу движения судна позволяет получать непрерывные подробные картины распределения биомассы в обширных районах. За три года были сделаны измерения вдоль более 40 протяженных трасс в акватории зал. Петра Великого, эти данные позволили выявить сезонную динамику зоопланктона и его распределение в заливе.

Данный подход заключался в использовании полуэмпирических формул для сечения рассеяния на одиночном включении и двух практически важных типов функций распределения включений по размерам, что позволяет выявить связь между экспериментальными и теоретическими характеристиками. Важно было сравнить полученные концентрации биомассы с результатами облова in situ. Для сопоставления двумерной картины распределения биомассы в море, полученной на основе данных рассеяния звука, с результатами обловов данные коэффициентов рассеяния звука усреднялись по формуле:

$$\overline{\overline{m_{V}}} = \frac{1}{L} \int_{0}^{L} \frac{dr}{h(r)} \int_{0}^{h(r)} m_{V}(r, z) dz.$$
 (8.4.4)



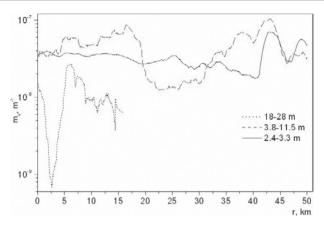
Puc.~8.4.5. Сравнение концентраций биомассы, полученных на основе рассеяния звука и в результате облова in situ:  $1-m_{_g}(r)$  по данным рассеяния звука, 2008—2010 гг.;  $2-m_{_g}(r)$  по результатам облова in situ, 1991 г.

Представляло интерес сравнить полученные данные на основе рассеяния звука с результатами непосредственного биологического облова планктона в море. На рис. 8.4.5 представлены акустические результаты, полученные в тех же районах зал. Петра Великого Японского моря, что и результаты, полученные биологами в различные месяцы [24, 184]. Из рис. 8.4.5 видно, что акустические данные достаточно хорошо повторяют структуру данных облова. Таким образом, получены оценки, позволяющие по данным о коэффициенте рассеяния оценить важную характеристику биопродуктивности водных масс — массовую концентрацию включений и их суммарное количество в интервале размеров. Последнее позволяет внедрить быстрый акустический способ для проведения оценок распределения планктона в различных районах океана.

### 8.4.2. Суточная изменчивость рассеяния звука

В связи со значительным вкладом биологических объектов в рассеяние звука были проведены систематические исследования суточных вариаций рассеяния звука в дальневосточных морях. Наибольший материал был получен в шельфовой зоне Японского моря. Распределение биомассы в море изменяется в широких пространственно-временных масштабах под действием биологических и внешних факторов. Резкие временные изменения параметров морской среды, а также пространственные вариации могут быть зарегистрированы только современными акустическими методами зондирования на основе обратного рассеяния звука. Особенно сложная картина распределения биомассы наблюдается на шельфе Японского моря в условиях наличия течений и сложного рельефа. Воды шельфа отличаются значительным биологическим разнообразием и характеризуются сложной сезонной динамикой биомассы, связанной с особенностями поведения местных биологических видов и нерестом океанических видов именно на шельфе.

В качестве характеристик рассеяния звука вдоль протяженных трасс были выбраны средние коэффициенты рассеяния звука в различных слоях моря: 1) в приповерхностном слое, лежащем выше слоя скачка, 2) в промежуточном слое, внутри которого располагается термоклин, а также 3) в глубоководном слое, лежащем заведомо ниже слоя скачка.



 $Puc. \ 8.4.6$ . Типичные зависимости коэффициента рассеяния звука от расстояния  $m_v(r)$  для различных слоев моря

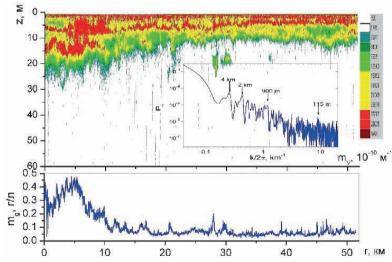
На рис. 8.4.6 представлены зависимости коэффициента рассеяния звука от расстояния  $m_{\nu}(r)$  для указанных выше слоев моря. Показано, что изменчивость  $m_{\nu}(r)$  в выбранных типичных слоях резко отличается друг от друга. В приповерхностном слое средняя изменчивость  $m_{\nu}(r)$  не столь ярко выражена, как для слоя, содержащего термоклин. В верхнем слое моря существенная изменчивость  $m_{\nu}(r)$  наблюдается только в условиях появления большого поверхностного скопления микронеоднородностей в виде взвесей и фитопланктона. В остальных районах величина  $m_{\nu}(r)$  определялась в основном содержанием пузырьков и турбулизацией верхнего слоя моря и поэтому была примерно постоянной с небольшой тенденцией к уменьшению при удалении от антропогенных районов зал. Петра Великого. Нижний слой в целом меньше всего рассеивает звук, что связано с существенно меньшим скоплением микронеоднородностей в этом слое, за небольшим исключением, которое связано с рыбными скоплениями. Именно ими обусловлены резкие вариации  $m_{\nu}(r)$  в указанном слое.

Таким образом, были выявлены характерные масштабы звукорассеивающих структур в толще моря и показано, что расположение и масштабы связаны либо с вариациями термоклина (пикноклина) для промежуточных звукорассеивающих слоев, формируемых зоопланктоном, либо с наличием пузырьков и турбулизацией верхнего слоя моря, обусловленных ветровым волнением, а также с наличием большого поверхностного скопления взвесей и фитопланктона. Показан определяющий вклад в общее рассеяние звука на шельфе слоя в окрестности термоклина, связанный с зоопланктоном, по сравнению с другими источниками рассеяния звука в толще моря.

### 8.4.3. Рассеяние звука и распределение зоопланктона в Охотском море

На рис. 8.4.7 представлены данные по рассеянию звука на частоте 100 кГц на трассе 52 км в Охотском море (вблизи м. Елизаветы, северная оконечность о-ва Сахалин). Из рис. 8.4.7 хорошо видны характерные вариации рассеяния звука, связанные с внутренними волнами, локализованными на глубинах около 4—6 м и 10—15 м. На врезке рис. 8.4.7 представлены спектральные пики, отвечающие характерным пространственным периодам внутренних волн, рапространяющихся в верхнем слое моря.

Из результатов, представленных на рис. 8.4.7, видно, что имеется значительная пространственная изменчивость  $m_{\rm g}(r)$ , которая связа-



Puc.~8.4.7. Структура рассеяния звука на мелкомасштабных неоднородностях биологического происхождения на частоте  $100~\rm k\Gamma \mu$  в Охотском море в августе  $2010~\rm r.$  (верхний рисунок), спектр силы рассеивающего слоя вдоль трассы (на врезке вверху) и оценка распределения биомассы вдоль трассы (нижний рисунок)

на с характерными закономерностями распределения планктона по глубине. Модуляция последними термоклина приводит к существенным вариациям  $m_a(r)$ .

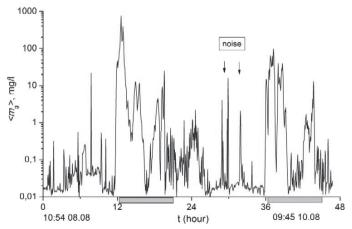
# 8.4.4. Акустическая оценка биомассы и динамики распределения зоопланктона на донной станции

На рис. 8.4.8 представлена оценка биомассы с применением рассеяния звука в месте постановки донной станции в бух. Витязь зал. Петра Великого. Оценка приведена для для средней величины  $m_{\scriptscriptstyle g}$  вида

$$\langle m_g(t) \rangle = (1/h(t)) \int_0^{h(t)} m_g(t, z) dz$$
. (8.4.5)

Видно, что в течение суток средняя концентрация планктона  $< m_g >$  меняется от  $< m_g > \sim$  единиц мг/л в ночной период до  $< m_g > \sim 0.01$  мг/л в дневной период.

На рис. 8.4.9 представлена подробная запись сигналов рассеяния звука на планктоне, вовлеченном в волновое движение динамикой внутренних волн вблизи термоклина. Из него хорошо видно 6 периодов внутренней волны с амплитудой чуть менее 2 м. Характерная величина периода внутренней волны составляет 25 с.



*Рис.* 8.4.8. Акустическая оценка вариации средней по глубине концентрации зоопланктона в течение двух суток с 10:54 ч 8.08 по 09:45 ч 10.08.2015 г.

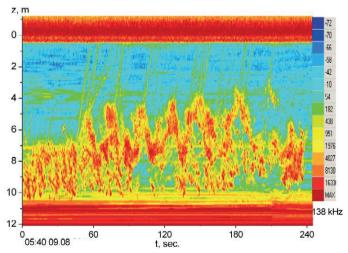
Следует обратить внимание на достаточно резкое всплытие неоднородностей неизвестного происхождения из мест скопления планктона к поверхности моря со скоростью около  $U\sim0.2$ –0.5 м/с. В качестве рабочей гипотезы мы остановились на газовых пузырьках как объектах, которые могут появляться в результате жизнедеятельности планктона, включая и вынужденное «кавитационное» образование гидродинамического происхождения [248]. Величину радиуса пузырька можно оценить из баланса сил плавучести и силы трения Стокса по формуле

$$R = \sqrt{9vU/2g} \quad , \tag{8.4.6}$$

где v — коэффициент вязкости воды, g — ускорение свободного падения. Оценка дает среднюю величину  $R\sim 0.5$  мм (диаметр порядка 1 мм).

Картина рассеяния звука на планктоне на рассвете в течение 15 мин, обобщающая представленный выше подробный фрагмент, показана на рис. 8.4.10.

Здесь показано рассеяние звука на планктоне в переходной период от стационарного периода, вовлеченного в волновое движение внутренних волн, через период всплытия ко времени установления



*Рис. 8.4.9.* Рассеяние звука на планктоне, вовлеченном в волновое движение внутренних волн

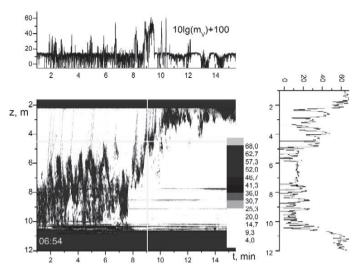
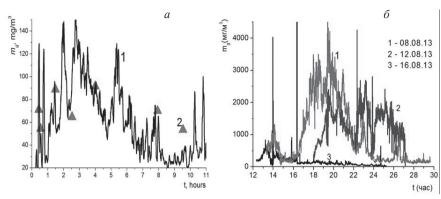


Рис. 8.4.10. Картина рассеяния звука на планктоне на рассвете. Вертикальные и горизонтальные линии отмечают соответствующие профили рассеяния звука: вертикальный – на 9-й мин и горизонтальный – на глубине 4.5 м

рассеяния звука, характерного для дневного периода. Из рис. 8.4.10 следует, что на горизонтальном профиле, соответствующем глубине 4.5 м, наряду с рассеянием на планктоне, видны участки, пересекающие всплывающие пузырьки. Величина коэффициента рассеяния при этом оказывается достаточно большой. Особенно это хорошо видно на вертикальном разрезе на 9-й мин, когда наблюдается интенсивный выход пузырьков, и на вертикальном профиле это явление отчетливо видно для глубин от 5 до 2 м.

# 8.4.5. Сравнение рассеяния звука и распределения зоопланктона в дальневосточных морях и восточной Арктике

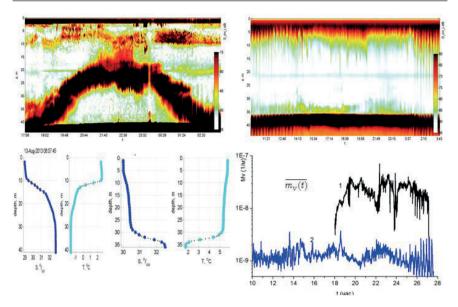
Впервые проведены сравнительные исследования рассеяния звука в различных дальневосточных морях: в Японском, Охотском и восточной Арктике. Исследования выявили существенно большее рассеяние звука в восточной Арктике, что связано с большей концентрацией планктона (см. данные на рис. 8.4.11).



*Рис.* 8.4.11. Сравнение оценок концентрации биомассы в Японском море (a) и в Арктике  $(\delta)$ 

Важной характеристикой рассеяния звука в море являются суточные вариации коэффициента рассеяния звука. В глубоководной части в умеренных и экваториальных частях океана обычно четко видны суточные вариации коэффициента рассеяния звука, обусловленные суточными перемещениями планктона по глубине. Контрастом такому поведению ЗРС выступают неклассические картины миграции звукорассеивающих слоев в Чукотском море, что иллюстрируется данными на рис. 8.4.12, представленными для коэффицентов рассеяния звука  $m_V(t,z)$ , их средних значений по глубине  $\overline{m_V(t)} = (1/h) \int_0^h m_V(z,t) dz$ , а также гидрологических данных — зависимостей от глубины температуры T и солености S.

Таким образом, проведенные исследования в Японском, Охотском море и восточной Арктике выявили существенно большее рассеяние звука и связанные с ним концентрации планктона в арктических морях. Показано, что методы рассеяния звука позволяют изучать мелкомасштабную структуру водной среды в шельфовой части моря и ее пространственно-временную изменчивость, связанную с проявлением внутренних волн, наличием пузырьков, планктона, турбулентных образований, твердых взвесей. Возможность производить акустические зондирования прямо по ходу движения судна позволяет получать непрерывные подробные картины распределения биомассы в обширных районах, что существенно дополняет традиционные методы облова биомассы, которые отличаются значительной трудоемко-



Puc.~8.4.12. Неклассические суточные вариации рассеяния звука в арктических морях: слева — Чукотское море, справа вверху — Берингов пролив, слева внизу средние коэффициенты рассеяния звука  $\overline{m_V(t)}$ : 1 — Чукотское море, 12—13.08.2013; 2 — Берингов пролив 10.08.2013

стью. Оценка биомассы, полученная на основе данных по рассеянию звука, совпадает с результатами биологических измерений in situ. Полученные зависимости, связывающие коэффициент рассеяния звука  $m_{V}$  и распределение биомассы в морской среде, представляют интерес для использования их для оперативного акустического мониторинга биоресурсов непосредственно на ходу судна.

Приложение

### ГИДРОФИЗИЧЕСКИЕ И АКУСТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ МОРСКОЙ ВОЛЫ

В табл. П.1 представлены некоторые физические величины для воды при различной температуре от 0° до 100°С, соответствующие ее равновесному состоянию вблизи кривой фазового перехода жидкость—пар и вблизи фазового перехода вода—лед [49]. Штрихи относятся к пару или льду, которые могут содержаться внутри фазовых включений в воде в виде парогазовых пузырьков или льдинок.

Таблица П.1 Физические величины для воды вблизи кривой фазовых переходов жидкость—пар и вода—лед (штрихи относятся к пару или льду, составляющим фазовые включения в воде — пузырьки или льдинки)

Помолкоти	T, °C					
Параметр	20	80	100	0 (кристаллизация)		
α, 1/K	1.82 · 10-4	6.806 · 10-4	1.82 · 10-4	-6.4·10 <sup>-5</sup>		
β, см <sup>2</sup> /дин	5.1.10-11	4.65 · 10 -11	4.5 · 10 - 11	5.25 · 10 - 11		
ρ, г/cм <sup>3</sup>	1	0.972	0.958	1		
С <sub>р</sub> , эрг г <sup>-1</sup> К <sup>-1</sup>	$4.2 \cdot 10^7$	$4.2 \cdot 10^7$	4.2.107	$4.22 \cdot 10^7$		
$\chi$ , cm <sup>2</sup> c <sup>-1</sup>	0.001	0.002	0.002	0.001		
α', 1/°K	0.003	0.003	0.003	1.58 · 10-4		
β', см²/дин	4.3 · 10 - 5	2.11.10-6	1.10-6	3 · 10 - 11		
ρ', г/cм <sup>3</sup>	1.7·10-5	2.93 · 10-5	5.98 · 10-4	0.917		
С,', эрг г-1 К-1	2.107	$1.969 \cdot 10^7$	$2.03 \cdot 10^7$	$2.15 \cdot 10^7$		
$\chi'$ , cm <sup>2</sup> c <sup>-1</sup>	5.8	0.4	0.2	0.011		
η, пуаз	0.002	0.003	0.01	0.002		
σ, дин/см	75	62.7	58.9	28.3		
L, эрг/г	-2.45·10 <sup>10</sup>	-2.31·10 <sup>10</sup>	-2.26·10 <sup>10</sup>	$3.29 \cdot 10^9$		
с, см/с	1.5 · 105	1.5 · 105	1.5.105	1.4.105		

В таблице  $\Pi$ .2 представлены основные физические свойства воды при различной температуре от 0 до  $100^{\circ}$ С и при нормальном давлении.

Таблица П.2 Основные физические свойства воды при различной температуре от 0 до 100°C и при нормальном давлении [63]

<i>T</i> , °C	$\rho$ , $\kappa\Gamma/M^3$	$C_p$ , кДж/(кг К)	$\alpha$ , (1/K)×10 <sup>3</sup>	$v, (m^2/c) \times 10^{-6}$	Pr=ν/χ
0	999,9	4,217	-0,07	1,787	13,67
20	998,2	4,182	0,207	1,004	7,01
40	992,1	4,179	0,385	0,658	4,34
60	983,2	4,185	0,523	0,475	2,99
80	971,8	4,197	0,643	0,365	2,23
100	958,4	4,216	0,752	0,294	1,75

### П1. Приближенные формулы для физических величин воды

Приближенные вычисления основных физических величин воды в диапазоне температур воды от 20°C до 100°C можно проводить по формулам, записанным ниже [63, 125].

Плотность:

$$\rho(T) = \frac{995.7}{0.984 + 0.483 \cdot 10^{-3} (T - 273)}, \, \text{K}\Gamma/\text{M}^3.$$
 (II.1)

Коэффициент кинематической вязкости:

$$\nu(T) = \frac{1.78 \cdot 10^{-6}}{1 + 0.0337(T - 273) + 2.21 \cdot 10^{-4} (T - 273)^2}, \,\mathrm{M}^2/\mathrm{c}. \tag{\Pi.2}$$

Теплопроводность:

$$\kappa(T) = 0.553[1 + 0.003(T - 273)], BT/(M \times K).$$
 (II.3)

Теплоемкость:

$$C_P(T) = 4194 - 1.15(T - 273) + 1.5 \cdot 10^{-2}(T - 273)^2$$
,  $\text{Дж/(kr} \times \text{K)}$ . (П.4)

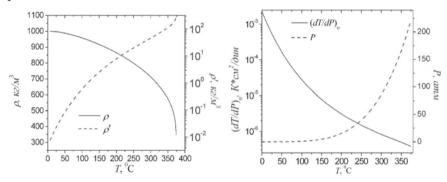
Коэффициент динамической (сдвиговой) вязкости  $\eta(T)$  вычисляется с использованием формулы (П.2) для  $\nu(T)$  и соотношения  $\eta(T) = \nu(T) \cdot \rho(T)$ . Коэффициент температуропроводности  $\chi(T)$  определяется с помощью (П.1), (П.3), (П.4) по формуле

$$\chi(T) = \kappa(T) / [\rho(T)C_P(T)]. \tag{\Pi.5}$$

В табл. П.3 представлены основные физические свойства воды при различной температуре от 0 до 340°C на линии насыщения паржидкость [63, 125].

### П2. Свойства воды вдоль кривой фазового равновесия

Свойства воды вдоль кривой фазового равновесия при температурах от 0 до критической температуры 374°C представлены также на рис. П.1-П.6.



 $\rho'(T)$  в термодинамическом равновесии

Рис. П.1. Плотность воды  $\rho(T)$  и ее пара Рис. П.2. Давление P(T) и производная  $(dT/dP)_{\sigma}(T)$  вдоль кривой фазового равновесия воды и ее пара

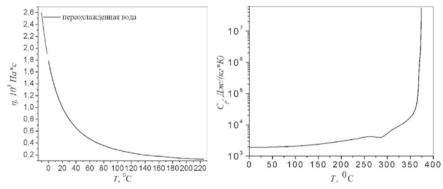
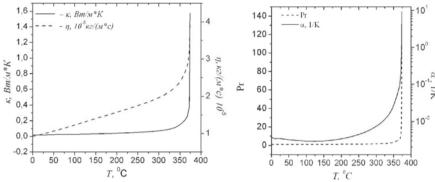


Рис. П.3. Динамическая (сдвиговая) Рис. П.4. Теплоемкость  $C_P(T)$  воды вязкость  $\eta(T)$  воды



 $\kappa(T)$  и сдвиговой вязкости  $\eta(T)$  воды

Рис. П.5. Коэффициенты теплопроводности Рис. П.6. Коэффициент теплового расширения а и число Прандтля Рг

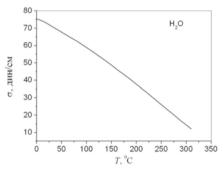


Рис. П.7. Коэффициент поверхностного натяжения  $\sigma(T)$  воды

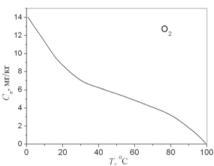


Рис. П.8. Растворимость кислорода в пресной воде при 1 атм в зависимости от температуры

Изобарический коэффициент теплового расширения α, представленный на рис П.6, вычисляется по формуле [94, 125]:

$$\alpha(T) = -(1/\rho(T))(\partial \rho / \partial T)_{P}. \tag{\Pi.6}$$

Число Прандтля Рг равно [93, 94]

$$Pr(T) = \nu(T) / \chi(T). \tag{\Pi.7}$$

 Таблица П.3

 Физические свойства воды на линии насыщения пар—жидкость

Физические своиства воды на линии насыщения пар-жидкость								
Температура,	Давление насыщенного	Теплота испарения,	Поверхностное натя-					
T °C	пара, кгс/см <sup>2</sup>	ккал/кг	жение, дин/см					
0	0.0062	597.32	75.50					
10	0.0125	591.68	74.40					
20	0.0238	586.05	72.88					
30	0.0432	580.41	71.20					
40	0.0752	574.75	69.48					
50	0.1257	569.02	67.77					
60	0.2031	563.26	66.07					
70	0.3177	557.39	64.36					
80	0.4829	551.44	62.69					
90	0.7149	545.35	60.79					
100	1.033	539.09	58.91					
110	1.461	532.72	56.97					
120	2.025	526.12	54.96					
130	2.754	519.32	52.90					
140	3.685	512.27	50.79					
150	4.854	504.92	48.68					
160	6.302	497.30	46.51					
170	8.076	489.34	44.38					
180	10.22	481.01	42.19					
190	12.80	472.27	40.00					
200	15.86	463.10	37.77					
210	19.46	453.45	35.51					
220	23.66	443.32	33.21					
230	28.53	432.62	30.88					
240	34.14	421.30	28.52					
250	40.56	409.29	26.13					
260	47.87	396.51	23.73					
270	56.14	382.82	21.33					
280	65.46	368.18	18.94					
290	75.92	352.30	16.60					
300	87.61	335.08	14.29					
310	100.6	316.19	12.04					
320	115.1	295.24	-					
330	131.2	271.79	-					
340	149.0	244.92	-					
350	168.6	213.32	-					
360	190.4	172.58	-					
370	214.7	104.96	-					

### П.З. Растворимость газа в воде

Концентрация растворенного газа  $c_g$  в воде выражается через соотношение:  $c_g = m_g/m_w$ , где  $m_g$  — масса газа,  $m_w$  — масса воды. Равновесное растворение газа в воде подчиняется закону Генри: при постоянной температуре растворимость газа в жидкости прямо пропорциональна давлению газа над раствором (равна давлению в растворе) [63, 94, 125]:

$$c_{g\sigma} = H \cdot P_g \,, \tag{\Pi.8}$$

где  $c_{g\sigma}$  — концентрация газа в растворе, H — коэффициент Генри,  $P_g$  — парциальное давление газа над раствором. Концентрация газа в воде  $c_g$  может быть ниже и выше равновесной концентрации  $c_{g\sigma}$  — соответственно недосыщенный и пересыщенный раствор газа в воде. При пересыщении возможен спонтанный распад такой метастабильной системы — спонтанное выделение газа в виде газовых пузырьков.

Таблица П.4 Растворимость x некоторых газов в воде (мольная — молярная долевая концентрация в состоянии термодинамического равновесия при парциальном давлении 101325 кПа в 1 л воды)

Приводной	273.15 K	283.15 K	293.15 K	303.15 K	313.15 K	323.15 K	333.15 K
коэффициент	0 °C	20 °C	30 °C	40 °C	50 °C	60 °C	70 °C
$10^5 \cdot x(Ar)$	4.284	3.362	2.748	2.328	2.036	1.832	1.690
$10^5 \cdot x(CH_4)$	4.666	3.519	2.806	2.347	2.044	1.844	1.714
105·x(CO)	2.939	2.316	1.918	1.658	1.484	1.379	1.217
$10^3 \cdot x(CO_2)$	1.377	0.926	0.654	0.483	0.376	0.300	0.245
$10^3 \cdot x(Cl_2)$	-	2.48	1.88	1.50	1.23	1.06	0.94
$10^6 \cdot x(\text{He})$	7.585	7.237	7.044	6.978	7.020	7.158	7.385
$10^5 \cdot x(H_2)$	1.755	1.576	1.455	1.377	1.330	1.310	1.312
$10^3 \cdot x(H_2S)$	3.50	2.65	2.07	1.66	1.36	1.14	0.98
$10^5 \cdot x(N_2)$	1.908	1.524	1.274	1.108	0.998	0.927	0.886
$10^5 \cdot x(Ne)$	1.013	0.908	0.840	0.797	0.774	0.767	0.774
$10^5 \cdot x(O_2)$	3.949	3.070	2.501	2.122	1.867	1.697	1.586
$10^2 \cdot x(SO_2)$	4.99	3.45	2.90	2.10	1.56	1.19	0.90
10⁴· <i>x</i> (Xe)	1.799						

Цифра в табл. П.4 соответствует мольной доле газа в 1 л воды (молей на 55,556 молей воды), умноженной на приводной коэффици-

ент из левого столбца. Например, равновесная растворимость аргона при температуре  $0^{\circ}$ C равна  $x(Ar) = 4.284 \times 10^{-5}$ .

Таблица П.5 Масса воздуха, растворенного в воде при различных давлениях и температуре 25°C [63, 125]

Абсолютное давление (атм)	1	2	3	4	5	6
Объем растворенного в воде воздуха	0,023	0,045	0,068	0,091	0,114	0,136
при 25°C (г/кг)						

Растворимость кислорода в воде выше растворимости азота. Воздух, растворенный в воде, содержит приблизительно 35,6% кислорода по сравнению с 21%-ной долей в обычном воздухе.

### П.4. Скорость звука в морской воде

Для расчета скорости звука на практике часто используется формула Вильсона, предложенная им в 1960 г. [318].

Формула Вильсона принята Национальным центром сбора океанографических данных (NODC) США для машинной обработки гидрологической информации. В СССР по этой формуле в 1965 г. были составлены и изданы Гидрографической службой ВМФ «Таблицы для расчета скорости звука в морской воде».

Формула Вильсона имеет следующий вид:

$$c(S,T,P) = c_0 + \Delta c_T + \Delta c_S + \Delta c_P + \Delta c_{STP}, \qquad (\Pi.9)$$

$$c_0 = 1449.14, \qquad (\Pi.10)$$

$$\Delta c_T = 4.5721T - 4.4532 \cdot 10^{-2} T^2 - 2.6045 \cdot 10^{-4} T^3 + 7.9851 \cdot 10^{-6} T^4$$
, (II.11)

$$\Delta c_P = 1.60272 \cdot 10^{-1} P + 1.0268 \cdot 10^{-5} P^2 + 3.5216 \cdot 10^{-9} P^3 - 3.3603 \cdot 10^{-12} P^4,$$
(II.12)

$$\Delta c_S = 1.39799(S - 35) + 1.69202 \cdot 10^{-3} (S - 35)^2$$
, (II.13)

$$\Delta c_{STP} = (S - 35)(-1.1244 \cdot 10^{-2} T + 7.7711 \cdot 10^{-7} T^{2} + 7.7016 \cdot 10^{-5} P - 1.2943 \cdot 10^{-7} P^{2} + 3.1580 \cdot 10^{-8} PT + 1.5790 \cdot 10^{-9} PT^{2}) +$$

$$+P\left(-1.8607\cdot10^{-4}T+7.4812\cdot10^{-6}T^{2}+4.5283\cdot10^{-8}T^{3}\right)+\\+P^{2}\left(-2.5294\cdot10^{-7}T+1.8563\cdot10^{-9}T^{2}\right)+P^{3}\left(-1.9646\cdot10^{-10}T\right),$$
(II.14)

где c(S,T,P) – скорость звука, м/с; T – температура, °C; S – соленость, промилле; P – гидростатическое давление, МПа.

Формула Вильсона справедлива для следующих диапазонов температуры, солености и гидростатического давления:

- температура от -4° до 30°;
- соленость от 0 до 37 промилле;
- гидростатическое давление от 0.1 до 100 МПа.

Среднеквадратичная погрешность расчета скорости звука по этой формуле относительно экспериментальных данных Вильсона составляет 0.3 м/c.

В настоящее время для тщательных расчетов скорости звука также используются формулы Дель-Гроссо и Мадера, представленные в [214].

#### П.5. Поглощение звука в морской воде

Механизмы поглощения звука в морской воде в связи с ее сложным химическим составом существенно сложнее по сравнению с обычными тепловыми и вязкостными механизмами поглощения звука в пресной воде (см. раздел 1, формулы (1.2.12)). Основной причиной поглощения звука в чистой без примесей морской воде являются релаксационные процессы, связанные с возбуждением внутренних степеней свободы растворенных в воде химических веществ (соли магния, бора и др.) [36, 79, 91, 127, 209, 210, 288, 292].

Низкочастотное поглощение звука в интервале 100 Гц–3 кГц при оценках принято описывать формулой Торпа [292]:

$$\beta = \frac{44f^2}{f_T^2 + f^2} + \frac{0.11f^2}{1 + f^2},\tag{\Pi.15}$$

где размерность [  $\beta$  ] = дБ/км, f — частота звука в к $\Gamma$ ц, релаксационная частота  $f_T$  для  ${\rm MgSO_4}$ , примерно равная 65 к $\Gamma$ ц, второй член связан с релаксацией  ${\rm H_3BO_3}$  на частоте 1 к $\Gamma$ ц.

Высокочастотное поглощение звука в интервале 3 кГц–500 кГц при оценках принято описывать формулой Шулькина–Марша [288]:

$$\beta = 8680 \left( 1 - 6.54 \cdot 10^{-5} z \right) \left( \frac{A \cdot S \cdot f_T f^2}{f_T^2 + f^2} + \frac{B f^2}{f_T} \right), \quad f_T = 21.9 \cdot 10^{6 - 1520/T}, \tag{\Pi.16}$$

где частота дается в кГц, соленость S в промилле,  $A = 2.34 \cdot 10^{-6}$ ,  $B = 3.38 \cdot 10^{-6}$ , глубина z в метрах, температура T в кельвинах, релаксационная частота MgSO<sub>4</sub>  $f_T$  изменяется примерно от 60 до 200 кГц при изменении температуры от 0 до 30°C.

Поглощение звука на низких частотах существенно зависит от концентрации борной кислоты, поэтому в зависимости от кислотности среды (параметр pH) имеет сильную региональную зависимость, а также зависимость от глубины [210].

На высоких частотах большое значение для поглощения звука имеет температурный вклад. Р. Франсуа и Г. Гаррисоном в работе [210] были получены более точные формулы для поглощения звука, которые учитывают температуру, соленость и pH воды. Однако они имеют весьма громоздкий вид и читателю предлагается самостоятельно ознакомиться с этими формулами в работе [210].

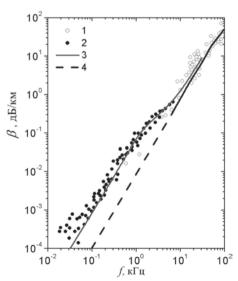


Рис. П.9. Частотная зависимость коэффициента поглощения звука в морской воде

Для большинства оценок достаточно использовать приведенные выше формулы  $(\Pi.15)$  и  $(\Pi.16)$ .

На рис П.9 представлена частотная зависимость коэффициента поглощения звука в морской воде [36]. Открытыми и заштрихованными кружками представлены экспериментальные данные, полученные с помощью взрывных и тональных источников соответственно. Кривые 3 и 4 представляют расчетные значения по формулам (П.15) и (П.16).

# Литература

- 1. Акуличев В.А., Ильичев В.И. О спектральном признаке возникновения ультразвуковой кавитации в воде // Акуст. журн. 1963. Т. 9, № 2. С. 158–161.
- 2. Акуличев В.А. Пульсации кавитационных полостей // Мощные ультразвуковые поля / ред. Л.Д. Розенберг. М.: Наука, 1968. С. 129–166.
- 3. Акуличев В.А., Буланов В.А. Кавитационная прочность криогенных жидкостей // Акуст. журн. 1974. Т. 20, № 2. С. 169–178.
- 4. Акуличев В.А., Жуков В.А., Ткачев Л.Г. Ультразвуковые пузырьковые камеры // Физика элементарных частиц и атомного ядра ЭЧАЯ. 1977. Т. 19, № 4. С. 486–493.
- Акуличев В. А. Ультразвуковые волны в жидкостях с паровыми пузырьками // Акуст. журн. 1975. Т. 21, № 3. С. 351–359.
- 6. Акуличев В.А. Кавитация в криогенных и кипящих жидкостях. М.: Наука, 1978. 280 с.
- 7. Акуличев В.А., Буланов В.А. Распространение звука в кристаллизующейся жидкости // Акуст. журн. 1981. Т. 27, № 5. С. 678–686.
- 8. Акуличев В.А., Алексеев В.Н., Буланов В.А. Периодические фазовые превращения в жидкостях. М.: Наука, 1986. 280 с.
- 9. Акуличев В.А., Буланов В.А., Кленин С.А., Киселев В.Д. Исследование обратного рассеяния звука и распределение пузырьков по размерам в море // X Всесоюз. акуст. конф. М.: АКИН, 1983. Ду-8. С. 89–92.
- 10. Акуличев В.А., Буланов В.А., Кленин С.А., Киселев В.Д. Применение параметрических излучателей для исследования распределения пузырьков по размерам в море // Прикладная акустика. 1983. № 9. С. 116–120.
- 11. Акуличев В.А., Буланов В.А., Кленин С.А., Киселев В.Д., Уханев С.С. Исследование рассеяния звука и распределения пузырьков по размерам в море // Акустические исследования жидкости с фазовыми включениями. Владивосток: ДВО АН СССР, 1984. С. 41–49.
- 12. Акуличев В.А., Буланов В.А., Кленин С.А. Акустическое зондирование газовых пузырьков в морской среде // Акуст. журн. 1986. Т. 32, № 3. С. 289–295.
- Акуличев В.А., Буланов В.А., Воронина Л.Г., Попов П.Н. Распределение пузырьков и акустическая нелинейность приповерхностного слоя моря // Динамика сплошной среды. Вып. 105. Новосибирск: СО РАН, 1992. С. 15–20.
- 14. Акуличев В.А., Ильичев В.И. Кавитационная прочность воды в океане // В сб.: Проблемы механики сплошной среды / ред. В.А. Левин. Владивосток: ИАПУ ДВО РАН, 1996. С. 68–79.

- 15. Акуличев В.А., Ильичев В.И. Исследования кавитационной прочности воды в океане // Вестн. ДВО РАН. 1997. № 4. С. 26–35.
- Акуличев В.А., Буланов В.А. О взаимосвязи кавитационной прочности, нелинейного параметра и концентрации пузырьков в жидкости // Докл. АН. 1999.
   Т. 368, № 2. С. 194–197.
- 17. Акуличев В.А., Буланов В.А., Корсков И.В., Попов П.Н. Акустическое зондирование верхнего слоя морской воды в различных районах океана // Акустика океана: Докл. Х школы-семинара акад. Л.М. Бреховских. М.: ГЕОС; РАО, 2004. С. 237–242.
- Акуличев В.А., Буланов В.А., Корсков И.В., Попов П.Н. Исследования распространения и рассеяния звука в шельфовой зоне Японского моря // Акустика океана: Докл. Х школы-семинара акад. Л.М. Бреховских. М.: ГЕОС; РАО, 2004. С. 35–38.
- Акуличев В.А., Ильичев В.И. Пороги акустической кавитации в морской воде в различных районах Мирового океана // Акуст. журн. 2005. Т. 51, № 2. С. 167– 179.
- 20. Акуличев В.А., Буланов В.А., Корсков И.В., Попов П.Н. Акустическое зондирование верхнего слоя морской воды в различных районах океана // Подводные исследования и робототехника. 2006. № 2. С. 59–71.
- Акуличев В.А., Буланов В.А. Исследования неоднородностей морской среды методами акустического зондирования // Дальневосточные моря России: в 4 кн. / гл. ред. акад. В.А. Акуличев. Кн. 4. Физические методы исследования / отв. ред. Г.И. Долгих. М.: Наука, 2007. С. 129–231.
- 22. Акуличев В.А., Буланов В.А., Стороженко А.В. Оценка распределения планктона в океане методом акустического зондирования // Докл. АН. 2011. Т. 438, № 2. С. 267–270.
- Акуличев В.А., Буланов В.А. О спектре пузырьков газа и возможностях акустической спектроскопии в приповерхностном слое океана // Докл. АН. 2012. Т. 446, № 2. С. 212–215.
- Акуличев В.А., Буланов В.А., Стороженко А.В. Акустические исследования зоопланктона в Японском море и восточной Арктике // Докл. АН. 2016. Т. 470, № 2. С. 219–222.
- Акуличев В.А., Буланов В.А. Об аномалиях акустических характеристик полидисперсных жидкостей с газовыми и паровыми пузырьками // Докл. АН. 2013. Т. 448, № 2. С. 213–217.
- 26. Акуличев В.А., Буланов В.А. Влияние микронеоднородностей на акустические характеристики морской среды // Океанологические исследования Дальневосточных морей и северо-западной части Тихого океана: в 2 кн. Кн. 2 / гл. ред. акад. В.А. Акуличев. Владивосток: Дальнаука, 2013. С. 305–327.
- Алексеев В.Н., Буланов В.А. Об уравнениях динамики сферической полости в сжимаемой жидкости в звуковом поле // Акуст. журн. 1979. Т. 25. Вып. 6. С. 921–925.
- Андреева И.Б. Рассеяние звука в океанических звукорассеивающих слоях // Акустика океана / ред. Л.М. Бреховских. М.: Наука, 1974. С. 491–558.
- 29. Андреева И.Б., Тарасов Л.Л. Рассеяние акустических волн мелкими ракообразными // Акуст. журн. 2000. Т. 49, № 2. С. 156–160.

- 30. Андреева И.Б., Галыбин Н.Н., Тарасов Л.Л., Толкачев В.Я. Акустическая интенсивность звукорассеивающих слоев центральной Атлантики // Акуст. журн. 2000. Т. 46, № 1. С. 21–27.
- 31. Андреева И.Б., Самоволькин В.Г. Рассеяние акустических волн на морских организмах. М.: Агропромиздат, 1986. 104 с.
- 32. Андреева И.Б. Звукорассеивающие слои акустические неоднородности толщи вод океана // Акуст. журн. 1999. Т. 45, № 4. С. 437–444.
- 33. Бесов А.С., Кедринский В.К., Пальчиков Е.И. Изучение начальной стадии кавитации с помощью дифракционной оптической методики // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10, № 4. С. 240–244.
- 34. Кедринский В.К. Гидродинамика взрыва: эксперимент и модели. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2000. 435 с.
- 35. Борисов Б.Ф., Кумзеров Ю.Ф., Раджабов А.К., Шеляпин А.В. Акустические исследования фазовых переходов плавление-затвердевание в ансамбле нанокристаллов галлия // Акуст. журн. 1994. Т. 40, № 1. С. 153–155.
- Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1982. 264 с.
- 37. Буланов В.А. Кристаллизация переохлажденной жидкости в звуковом поле. Стационарная динамика зародышей кристаллической фазы в жидкости // Акуст. журн. 1979. Т. 25, № 3. С. 358–366.
- 38. Буланов В.А., Попов П.Н. Исследование характеристик узколучевого эхолота в параметрическом режиме // Антенны и преобразователи. Владивосток: ДВГУ, 1988. С. 148–153.
- Буланов В.А., Полоничко В.Д. Влияние дисперсионных свойств среды на эффективность параметрических излучателей звука в приповерхностных слоях океана // Акустические средства исследования океана. Владивосток: ДВПИ, 1989. С. 47–50.
- Буланов В.А., Полоничко В.Д. Эффективность параметрического взаимодействия акустических волн в приповерхностном слое моря, содержащем газовые пузырьки: Препр. / ИПМТ ДВО АН СССР. Владивосток: ДВО АН СССР, 1990. 35 с.
- Буланов В.А. Затухание звука при учете диссипации энергии в приповерхностном слое океана: Препр. / ИПМТ ДВО АН СССР. Владивосток: ДВО АН СССР, 1991. 27 с.
- Буланов В.А. Влияние фазовых превращений на акустическую нелинейность микронеоднородных жидкостей // Динамика сплошной среды. Вып. 105. Новосибирск: СО РАН, 1992. С. 75–80.
- 43. Буланов В.А., Бьорно Л. Рассеяние звука сферой с учетом поглощения энергии // Акуст. журн. 1992. Т. 38, № 2. С. 252–259.
- 44. Буланов В.А. Рассеяние высокочастотных импульсов на резонансных включениях и возможности нестационарной акустической спектроскопии // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21, № 15, С. 67–71.
- 45. Буланов В.А. Нестационарная акустическая спектроскопия резонансных включений. // Морские технологии / ред. акад. М.Д. Агеев. Вып. 1. Владивосток: Дальнаука, 1996. С. 169–198.

- 46. Буланов В.А. Акустическая спектроскопия при нестационарном когерентном рассеянии фазоманипулированных импульсов // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. Вып. 19. С. 84–88.
- 47. Буланов В.А. Акустическая спектроскопия при нелинейном нестационарном рассеянии звука // Динамика сплошной среды. Вып. 112. Новосибирск: СО РАН, 1997. С. 77–82.
- 48. Буланов В.А. Акустический мониторинг деятельного слоя моря // Вестн. ДВО РАН. 1998. № 3. С. 19–33.
- 49. Буланов В.А. Введение в акустическую спектроскопию микронеоднородных жидкостей. Владивосток: Дальнаука, 2001. 280 с.
- 50. Буланов В.А., Корсков И.В., Попов П.Н., Полоничко В.Д., Соседко С.Н. Исследование рассеяния звука и параметров верхнего слоя океана // Морские технологии / ред. акад. М.Д. Агеев. Вып. 2. Владивосток: Дальнаука, 1998. С. 132–156.
- 51. Буланов В.А., Соседко С.Н. Возможности нестационарной импульсной акустической спектроскопии резонансных включений в жидкости // Морские технологии. Вып. 3. Владивосток: Дальнаука, 2000. С. 227–231.
- Буланов В.А., Корсков И.В., Попов П.Н. Возможности акустической спектроскопии морской среды при нелинейном рассеянии звука с обращенным волновым фронтом. // Морские технологии / ред. акад. М.Д. Агеев. Вып. 1. Владивосток: Дальнаука, 1996. С. 199–206.
- 53. Буланов В.А., Соседко Е.В. Нестационарное рассеяние акустических импульсов на резонансных включениях в жидкости // Тр. 19-й сессии Рос. акуст. о-ва. Т. 1. М.: ГЕОС, 2007. С. 80–83.
- 54. Буланов В.А. Влияние акустического поля на пороги и кинетику кавитации и кристаллизации гетерогенных жидкостей // Акустика неоднородных сред: Ежегодник РАО / ред. проф. С.А. Рыбак. Троицк: Тровант, 2008. Вып. 9. С. 28—39.
- 55. Буланов В.А. О нелинейных акустических характеристиках кристаллизующейся жидкости // Уч. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. 2014. № 5. С. 145310-1 145310-7. http://uzmu.phys.msu.ru/toc/2014/5/145310.
- Буланов В.А., Корсков И.В. Система многочастотного акустического зондирования с временным разделением частот // Приборы и техника эксперимента. 2009. № 3. С. 120–122.
- 57. Буланов В.А., Корсков И.В., Попов П. Н., Соседко С.Н. Исследование рассеяния звука в мелком море // Морские технологии / ред. акад. М.Д. Агеев. Вып. 3. Владивосток: Дальнаука, 2000. С. 254–263.
- 58. Буланов В.А. К вопросу об оценке распределения биомассы в деятельном слое океана по данным о рассеянии звука // Подводные исследования и робототехника. 2008. №1(5). С. 58–65.
- 59. Буланов В.А., Стороженко А.В. Акустическая оценка распределения планктона в верхнем слое Японского и Охотского моря и морях Восточной Арктики // Шестая Всерос. науч.-техн. конф. «Технические проблемы освоения мирового океана» (ТПОМО-6). Владивосток: Дальнаука, 2015. С. 312–315.
- Буланов В.А., Корсков И.В., Попов П.Н., Стороженко А.В. Исследования рассеяния и затухания звука, акустической нелинейности и кавитационной прочно-

- сти морской воды в приповерхностном слое моря // Подводные исследования и робототехника. 2016.  $\mathbb{N}$  2 (22), С. 56–66.
- 61. Букин О.А., Майор А.Ю., Павлов А.Н., Ильин А.А., Салюк П.А., Голик С.С., Ластовская И.А. Лазерные методы исследования океана и атмосферы // Дальневосточные моря России: в 4 кн. / гл. ред. акад. В.А. Акуличев. Кн. 4. Физические методы исследования / отв.ред. Г.И. Долгих. М.: Наука, 2007. С. 579–622.
- 62. Букин О.А., Буланов А.В., Боровой Д.И., Буланов В.А., Корсков И.В., Коротенко А.А., Майор А.Ю., Попов П.Н., Салюк П.А., Стороженко А.В. Исследования структуры мелкомасштабных неоднородностей в шельфовой зоне методами акустического зондирования и лазерной флуориметрии // Подводные исследования и робототехника. 2008. № 2 (6). С. 64–74.
- 63. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.
- 64. Гурбатов С.Н., Зайцев В.Ю., Костерин А.Г., Островский Л.А., Прончатов-Рубцов Н.В., Сутин А.М. Параметрические излучатели в океанических волноводах // Акустика в океане. М.: Наука, 1991. С. 208–227.
- 65. Гаврилов Л.Р. О распределении газовых пузырьков в воде по их размерам // Акуст. журн. 1969 Т. 15, № 1. С. 25–27.
- Глотов В.П., Колобаев П.А., Нейумин Г.Г. Исследования рассеяния звука пузырьками, создаваемыми искусственным ветром в морской воде, и статистического распределения размеров пузырьков // Акуст. журн. 1961. Т. 7. Вып. 4. С. 421– 427.
- 67. Гольдберг З.А. О распространении плоской волны конечной амплитуды // Акуст. журн. 1957. Т. 3. Вып. 4. С. 322–326.
- 68. Гостев В.С., Швачко Р.Ф. Обратное рассеяние звука неоднородностями показателя преломления океанской толщи // X Всесоюз. акуст. конф. М.: Акуст. ин-т, 1983. Ду-6. С. 82–85.
- 69. Есипов И.Б., Калачев А.И., Соколов А.Д., Сутин А.М., Шаронов Т.А. Исследования дальнего распространения сигналов мощного параметрического излучателя // Акуст. журн. 1994. Т. 40, № 1. С. 71–75.
- 70. Елистратов В.П.. Корец В.Л. Исследование кавитационных характеристик океана акустическим методом // Тр. IX Всесоюз. акуст. конф. (секция Д). М.: Акуст. ин-т, 1977. С. 77–79.
- 71. Заболотская Е.А., Солуян С.И. Излучение гармоник и комбинационных частот воздушными пузырьками // Акуст. журн. 1972. Т. 18. Вып. 3. С. 472–474.
- 72. Исакович М.А. О распространении звука в эмульсиях // ЖЭТФ. 1948. Т. 18, № 10. С. 614–622.
- 73. Исакович М.А. Л.И. Мандельштам и распространение звука в микронеоднородных средах // УФН. 1979. Т. 129. С. 531–540.
- Исимару И. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. М.: Мир, 1981. Т. 1, 2.
- 75. Ильичев В.И., Елистратов В.П., Корец В.Л., Кузнецов Г.Н., Мельников Н.П. Пространственная изменчивость кавитационных порогов в некоторых динамически активных зонах Мирового океана // Докл. АН СССР. 1990. Т. 312, № 4. С. 974–977.

- Ильичев В.И., Елистратов В.П., Корец В.Л., Мельников И.П. Моделирование изменчивости кавитационной прочности морской воды // Докл. АН СССР. 1990. Т. 315, № 1. С. 206–209.
- Ильичев В.И., Корец В.Л., Мельников И.П. Временная изменчивость кавитацнонной прочности морской воды // Докл. АН СССР. 1991. Т. 317, № 2. С. 458– 461.
- Ильичев В.И., Елистратов В.П., Корец ВЛ., Мельников И.П. Широтная изменчивость кавитационной прочности морской воды // Докл. АН СССР. 1992. Т. 324, № 5. С. 458–461.
- Клей К.С., Медвин Г. Акустическая океанография: пер. с англ. М.: Мир, 1980.
   582 с.
- 80. Кнэпп Р., Дэйли Д., Хэммит Ф. Кавитация. М.: Мир, 1974. 688 с.
- 81. Кобелев Ю.А., Сутин А.М. Генерация звука разностной частоты в жидкости с пузырьками различных размеров // Акуст. журн. 1980. Т. 4, № 6. С. 860–865.
- 82. Козяев Е.Ф., Наугольных К.А. Параметрическое излучение звука в двухфазной среде // Акуст. журн. 1980. Т. 26, № 1. С. 91–98.
- 83. Колмогоров А.Н. О дроблении капель в турбулентном потоке // Докл. АН СССР. 1949. Т. 66, № 15. С. 825–828.
- Колобаев П.А. Исследование концентрации и статистического распределения размеров пузырьков, создаваемых ветром в приповерхностном слое океана // Океанология. 1975. Вып. 6. С. 1013–1017.
- Колобаев П.А. Объемное рассеяние звука в мелком море // Вопросы судострооения. Сер. Акустика. 1980. Вып. 14. С. 128–135.
- Кольцова И.С., Михайлов И.Г., Каяк Е.К. Поглощение и рассеяние ультразвука в процессе кристаллизации // Вестн. ЛГУ. 1969. Т. 22. С. 55–62.
- 87. Карабашев Г.С., Соловьев А.Н. Закономерности пространственно-временной изменчивости интенсивности флуоресценции пигментов в клетках живого фитопланктона // Тр. ИОАН. 1975. Т. 102. С. 89–93.
- 88. Карабашев Г.С. Флуоресценция в океане. Л.: Гидрометеоиздат, 1987. 200 с.
- 89. Копыл Е.А., Лысанов Ю.П., Лямшев Л.М. Рассеяние звука хаотичными фрактальными неоднородностями в океане // Акуст. журн. 2002. Т. 48, № 4. С. 453–457.
- 90. Краткий справочник по физико-химическим величинам // ред. К.П. Мищенко. Л.А. Равдель. Л.: Химия, 1972.
- 91. Красильников В.А., Крылов В.В. Введение в физическую акустику. М.: Наука, 1984. 400 с.
- 92. Кузнецов В.П. Нелинейная акустика в океанологии. М.: Физматлит, 2010. 264 с.
- 93. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
- 94. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1976. 584 с.
- 95. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М.: Наука, 1987. 245 с.
- 96. Максимов А.О., Соседко Е.В. Переходные процессы в окрестности субгармонического резонанса // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25, № 17. С. 1–6.
- 97. Мансфельд А.Д., Рейман А.М. Особенности обнаружения газовых пузырьков в неоднородных нелинейных средах // Ультразвуковая диагностика. Горький: ИПФ АН СССР, 1983. С. 151–161.

- 98. Медвинский А.Б., Петровский С.В., Тихонова И.А. и др. Формирование пространственно-временных структур, фракталы и хаос в концептуальных экологических моделях на примере взаимодействующих популяций планктона и рыбы // УФН. 2002. Т. 172, № 1. С. 31–66.
- 99. Наугольных К.А., Островский Л.А. Нелинейные волновые процессы в акустике. М.: Наука, 1990. 237 с.
- 100. Нагиев Ф.Б., Хабеев Н.С. Эффекты теплообмена и фазовых превращений при колебаниях парогазовых пузырьков // Акуст. журн. 1979. Т. 25. Вып. 2. С. 271–279.
- 101. Нигматуллин Р.И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. 336 с.
- 102. Нигматуллин Р.И., Хабеев Н.С. Динамика паровых пузырьков // Изв. АН СССР. Механ. жидк. и газа. 1975. № 3. С. 59–67.
- 103. Новиков Б.К., Руденко О.В., Тимошенко В.И. Нелинейная гидроакустика. Л.: Судостроение, 1981. 264 с.
- 104. Новиков Б.К., Тимошенко В.И. Параметрические антенны в гидролокации. Л.: Судостроение, 1990. 256 с.
- 105. Обжиров А.И. История открытия газогидратов в Охотском море // Подводные исследования и робототехника. 2006. № 2. С. 72–82.
- 106. Островский Л.А., Сутин А.М. Нелинейные акустические методы диагностики газовых пузырьков в жидкости // Ультразвуковая диагностика. Горький: Изд-во ИПФ АН СССР, 1983. С. 139–150.
- 107. Остроумов Г.А., Дружинин Г.А., Крячко В.М., Токман А.С. Нелинейные акустические явления в жидкостях с пузырьками газа // Вестн. ЛГУ. 1975. Вып. 3. С. 131-132.
- 108. Пат. 108642 Российская Федерация, МПК G01S15/00. Система многочастотного акустического зондирования / И.В. Корсков, В.А. Буланов; ТОИ ДВО РАН; заявл. 07.06.2011; опубл. 20.09.2011, Бюл. № 26.
- 109. Пат. 146020 U1 Российская федерация, МПК G01S 15/02. Параметрический многочастотный эхолокатор / В.А. Буланов, И.В. Корсков, П.Н. Попов. № 2014128174; заявл. 09.07.2014; опубл. 27.09.2014. Бюл. № 27. 9 с.
- 110. Перник А.Д. Проблемы кавитации. Л.: Судостроение, 1966. 439 с.
- 111. Полякова А.Л., Сильвестрова О.Б. О параметрическом излучателе звука, работающего в среде с пузырьками газа // Акуст. журн. 1980. Т. 26, № 5. С. 783–787.
- 112. Протащук В.А., Лукашова Т.А. О рассеянии звука на зоопланктоне // Проблемы промышленной гидроакустики. М.: ВНИРО, 1983. С. 21–25.
- 113. Ратинская И.А. О затухании звука в эмульсиях // Акуст. журн. 1962. Т. 8, № 2. С. 210–215.
- 114. Руденко О.В. Гигантские нелинейности структурно-неоднородных сред и основы методов нелинейной акустической диагностики // УФН. 2006. Т. 176, № 1. С. 77–95.
- 115. Руденко О.В., Солуян С.И. Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975.
- 116. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. М.: Наука, 1978. 464 с.
- 117. Рытов С.М., Владимирский В.В, Галанин М.Д. Распространение звука в дисперсных системах // ЖЭТФ. 1938. Т. 8. С. 614–621.

- 118. Савельев А.Я. Эффект Константинова в некоторых задачах акустики // Акуст. журн. 1973. Т. 19, № 2. С. 231–239.
- 119. Сандлер Б.М., Селивановский Д.А., Соколов А.Ю. Измерения концентрации газовых пузырьков в приповерхностном слое моря // Докл. АН СССР. 1981. Т. 260, № 6. С. 1474–1476.
- 120. Сандлер Б.М., Селивановский Д.А., Стунжас П.А., Крупаткина Д.К. Газовые пузырьки и морской фитопланктон. Ультразвуковые реверберационные измерения // Океанология. 1992. Т. 32, № 1. С. 92–100.
- 121. Селивановский Д.А., Диденкулов И.Н., Муякшин С.И., Стунжас П.А. Акустические свойства планктона // Динамика сплошной среды. 2001. Вып. 117. С. 35–42.
- 122. Сиротюк М.Г. Акустическая кавитация. М.: Наука, 2008. 221 с.
- 123. Саломатин А.С., Юсупов В.И. Газовые факелы Охотского моря // Тр. XIII сессии Рос. акуст. о-ва. М.: ГЕОС, 2003. С. 776–779.
- 124. Соседко С.Н. Программа SCATTER для обработки и визуализации импульсных сигналов обратного рассеяния звука // Морские технологии / ред. акад. М.Д. Агеев. Владивосток: Дальнаука, 2001. Вып. 4. С. 204–210.
- 125. Таблицы физических величин: Справочник / ред. И.К. Кикоин. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.
- 126. Толстобров Г.И. Частотные характеристики резонансного рассеяния звука и размерный анализ рыб в скоплениях // Вопросы судостроения: Сер. общетехническая. 1982. Вып. 64. С. 5–10.
- 127. Урик Д.Р. Основы гидроакустики. Л.: Судостроение, 1978. 448 с.
- 128. Флинн Г. Физика акустической кавитации в жидкости // Физическая акустика: пер. с англ. / под ред. У. Мэзона. Т. 1Б. М.: Мир, 1967. С. 7–138.
- 129. Физические основы подводной акустики / пер. с англ. под ред. В.И. Мясищева. М.: Сов. Радио, 1955. С. 740 с.
- 130. Физика и техника мощного ультразвука: в 3 т. / ред. Л.Д. Розенберг. Т. 3. Физические основы ультразвуковой технологии. М.: Наука, 1970.
- 131. Физика и техника мощного ультразвука: в 3 т. / ред. Л.Д. Розенберг. Т. 2. Мощные ультразвуковые поля. М.: Наука, 1968.
- 132. Хабеев Н.С. Эффекты теплообмена и фазовых переходов при колебаниях паровых пузырьков // Акуст. журн. 1975. Т. 21, № 4. С. 815–821.
- 133. Хабеев Н.С. Резонансные свойства паровых пузырьков // Прикл. мат. и мех. 1981. Т. 45, № 4. С. 696–703.
- 134. Цейтлин В.Б. Размерное распределение пелагических организмов в тропических районах океана // Океанология. 1981. Т. 21, № 1. С. 125–131.
- 135. Чабан И.А. О затухании колебаний газовых пузырьков в жидкости связанном с теплообменом // Акуст. журн. 1989. Т. 35. Вып. 1. С. 182–183.
- 136. Эскин Г.И. Ультразвуковая обработка расплавленного алюминия. М.: Металлургия, 1965. 224 с.
- 137. Юданов К.И. Гидроакустическая разведка рыбы. СПб.: Судостроение, 1992. 192 с.
- 138. Apfel R.E. Acoustic cavitation // Methods Exp. Phys. 1981. V. 19. P. 355–411.
- 139. Apfel R.E. The effective nonlinearity parameter for immiscible liquid mixtures // J. Acoust. Soc. Amer. 1983. V. 74, No. 6. P. 1866–1868.

- 140. Akulichev V.A., Bulanov V.A. Crystallization nuclei in liquids in a sound field // Int. J. Heat & Mass Transfer. 1983. V. 26. P. 289–300.
- 141. Akulichev V.A., Penkin S.I., Shekhovtsev D.N. Acoustic Cavitation in Tubes and Resonators // Proc. of the 10 International Symposium on Nonlinear Acoustics / Ed. Akira Nakamura. Osaka: Teikohsha Press, 1984. P. 185–188.
- 142. Akulichev V.A. Cavitation nuclei and thresholds of acoustic cavitation in ocean water // Bubble Dynamics and Interface Phenomena / Eds. J.R. Blake, J.M. Boulton-Stone and N.H. Thomas. Netherlands: Kluwer Academic Publishers, 1994. P. 171–178.
- 143. Akulichev V.A., Il'ichev V.I. Acoustic cavitation in sel water // Proc. of the International Symposium on Propeller and Cavitation. Shanghai: Editorial Office of Ship building of China, 1986. P. 201–205.
- 144. Akulichev V.A., Bulanov V.A. The study of sound backscattering from microinhomogeneities in sea water // Progress in Underwater Acoustics /Ed. H.D. Merklinger. New York; London: Plenum Press, 1987. P. 85–92.
- 145. Akulichev V.A., Bulanov V.A. Sound scattering from ocean water inhomogeneities // Proceeding of 13-th Int. Congress on Acoustics. Belgrade, 1989. P. 407–410.
- 146. Akulichev V.A. Cavitation nuclei and thresholds of acoustic cavitation in sea water // Proc. of the Second International Symposium on Cavitation / Ed. H. Kato. Tokyo: University of Tokyo, 1994. P. 343–348.
- 147. Akulichev V.A., Bulanov V.A. Sound propagation and scattering in the sea in the presence of underwater gas torches // Proc. of the 9th Western Pacific Acoustic Conference WESPAC IX: Better Life through Acoustics. Seoul: Acoustical Society of Korea, 2006.
- 148. Akulichev V.A., Bulanov V.A. The transient acoustic backscattering from different microinhomogeneities in sea water // Proc. of the Second European Conference on Underwater acoustics / Ed. L. Bjorno. Brussels: ECSC-EC-EAEC, 1994. V. I. P. 431–436.
- 149. Akulichev V.A., Bulanov V.A., Klenin S.A., Kiselyov V.D. The application of parametric acoustik sources for the study of sound scattering in sea water // Proc. of 10th Inst. Symp. Nonlinear Acoust. Kobe: Teikohsha Press, 1984. P. 109–113.
- 150. Akulichev V.A., Bulanov V.A., Polovinka Yu.A. Rectified gas diffusion and rectified heat transfer at vapour-gas bubble dynamics in a sound field // Proc. Ultrasonics Int. Symp. 85. London: Inst. of Acoust., 1985. P. 249–253.
- 151. Akulichev V.A., Bulanov V.A., Korskov I.V., Popov P.N. Acoustic Sounding of Upper Sea Water Layer at Different Areas of the World Ocean // Proc. of the 18th International Congress on Acoustics. Kyoto, 2004. P. 2415–2422.
- 152. Akulichev V.A. Cavitation nuclei and thresholds of acoustic cavitation in ocean water // Proc. 19th Int. Congress on Acoustics / Ed.: A. Calvo-Manzano, A. Porez-Lopez, S. Santiago. Madrid: Soc. Espanola de Acustica, 2007.
- 153. Akulichev V.A. Bulanov V.A. Acoustic Nonlinearity, Cavitation Strength and Bubble Distribution of Upper Sea Water Layer // Nonlinear Acoustics–Fundamentals and Applications (ISNA 18) / Ed.: B.O. Enflo., C.M. Hedberg, L. Kari. Melville; New York, 2008. P. 377–380.
- 154. Akulichev V.A., Bulanov V.A. Measurements of bubbles in sea water by nonstationary sound scattering // J. Acoust. Soc. Am. 2011. V. 130, No 5. Pt. 2. P. 3438–3449.

- 155. Akulichev V.A., Bulanov V.A. The bubble distribution and acoustic characteristics of the subsurface sea layer // Proceedings of Meetings on Acoustic. V. 24. 045003. 10 p. – http://dx.doi.org/10.1121/2.0000163.
- 156. Apfel R.E. The effective nonlinearity parameter for immiscible liquid mixtures // J. Acoust. Soc. Amer. 1983. V. 74, No 6. P. 1866–1868.
- 157. Babanin V. Breaking of ocean surface waves // Acta Physica Slovaca. 2009. V. 59, No 4. P. 305–535.
- 158. Baldy S. Bubbles in the Close Victinity of Breaking Waves: Statistical Characteristics of the Generation and Dispertion Mechanism // J. Geophys. Res. 1988. V. 93, No C7. P. 8239.
- 159. Baschek B., Farmer D.M. Gas Bubbles as Oceanographic Tracers // Journ. of Atmospheric and Oceanic Technology. 2010. V. 27, No 1. P. 241–245.
- 160. Bedford A., Stern M. A model for wave propagation in gassy sediments // J. Acoust. Soc. Amer. 1983. V. 73, No 2. P. 409–417.
- 161. Benoit-Bird K.J., Au W.W.L. Target strength measurements of animals from the Hawaiian mesopelagic boundary community // J. Acoust. Soc. Amer. 2001. V. 110, No 3, P. 812–819.
- 162. Bernard B.B. Sources of biogenic methane in the Gulf of Mexico // Marine Environmental Pollution / Ed. R.A. Geyer. New York: Elsevier, 1980. P. 107–132.
- 163. Beyer R.T. Parameter of nonlinearity in fluids // J. Acoust. Soc. Amer. 1960. V. 32. P. 719–721.
- 164. Biot M.A. Theory of Propagation of Elastic Waves in a Fluid- Saturated Porous Solid.
  I. Low Frequency Range // J. Acoust. Soc. Amer. 1956. V. 28. P. 168–178.
- 165. Biot M.A. Theory of Propagation of Elastic Waves in a Fluid-Saturated Porous Solid. II. Higher Frequency Range // J. Acoust. Soc. Amer. 1956. V. 28. P. 179–191.
- 166. Bjorno L. Finite-Amplitude Wave Propagation through Water-Saturated Marine Sediments // Acustica, 1977, V. 38, No. 4, P. 195–200.
- 167. Bjorno L. Features of the linear and nonlinear acoustics of water-saturated marine sediments // Report of Department of Fluid Mechanics. AFM 76-06. Technical University of Denmark, 1976.
- 168. Bjorno L. Some experimental procedures for the investigation of the acoustic nonlinearity ratio (B/A) of marine sediments // Proc. of Inst. of Acoustics. Spring Conference 76. Liverpool, 1976. P. 78.
- Blanchard D.C., Woodcock A.H. Bubble formation and modification in the sea its meteorological // Tellus. 1957. V. 2. P. 145–158.
- 170. Borisenko E.S. Accounting of excess sound attenuation in echo survey // Proc. Int. Coincil for Exploration of the Sea. Gettingen, 1983. P. 145–149.
- 171. Borisenko E.S. The results of experimental research into excess sound attenuation in the sea // Proc. Int. Symp. of Fishering Acoustics. Seattle, 1987. P. 122–151.
- Borisov B.F., Charnaya E.V., Plotnikov P.G. et al. Solidification and melting of mercury in a porous glass as studied by NMR and acoustic techniques // Physical Review. B. 1998. V. 58, No 9. P. 5329–5335.
- 173. Breitz N., Medwin H. Instrumentation for In Situ Acoustical Measurements of Bubbles Spectra under Breaking Waves // J. Acoust. Soc. Am. 1989. V. 86, N 2. P. 739.

- 174. Bruno D.R., Novarini J.C. High-frequency sound attenuation caused by the wind-generated bubble layer in the open sea // J. Acoust. Soc. Am. 1983. V. 73. P. 1064–1068.
- 175. Bulanov V.A. Acoustical nonlinearity of microinhomogeneous liquids // Advances in nonlinear acoustics / Ed. H. Hobaek. Singapore; London; New Jersey: World Scientific, 1993. P. 674–679.
- 176. Bulanov V.A. Acoustical spectroscopy of resonance inclusions in sea water // Fifth Western Pacific Regional Acoustics Conference. Technical Papers / Ed: S.W. Yoon, M. Bae. Seoul: WESTPRAC, 1994. V. 1. P. 480–485.
- 177. Bulanov V.A., Polonichko V.D. The effect of dispersion of bubble media on parametric acoustic array formation in the ocean subsurface layers // Proc. Conf. "Black sea'90" Varna, 1990. P. 71–80.
- 178. Bulanov V.A., Bjorno I.K., Bjorno L. Acoustic nonlinarity of two-phase media. Theory // Report of Department of Industrial Acoustics. Technical University of Denmark. DK-2800. Lyngby, 1994. 47 p.
- 179. Bulanov V.A. Sound scattering in liquids with phase transformations // Nonlinear Acoustics at the Turn of the Millenium. Melville; New York: Amer. Inst. of Physics, 2000, V. 524, P. 147–15.
- 180. Bulanov V.A. Heterogeneous nucleation, influencing of heterophase fluctuations on the cavitation strength and supercooling of liquids with phase inclusions / Liquids Under Negative Pressure / Eds.: A.R. Imre, H.J. Maris, P.R.Williams. Dordrecht: Kluwer, 2002. P. 327–341 (NATO Science Series; V. 84).
- 181. Bulanov V.A., Korskov I.V. Acoustic nonlinearity, attenuation and scattering of a sound in water with vapor-gas bubbles // Nonlinear Acoustics at the Beginning of the 21st Century: Proc. 16-th Int. Symp. on Nonlinear Acoustics / Ed.: O.V. Rudenko, O.A. Sapozhnikov. M.: Mosc. State University, 2003. V. 2. P. 915–918.
- 182. Bulanov V.A. Features of Linear And Nonlinear Acoustic Characteristics of Crystallizing Liquids // AIP Conference Proceedings. V. 1022. Nonlinear Acoustics—Fundamentals and Applications (ISNA 18) / Ed.: B.O. Enflo, C.M. Hedberg, L.K. Melville. New York, 2008. P. 185–188.
- 183. Bulanov V.A., Korskov I.V., Popov P.N., Storozhenko A.V. Researches of sound scattering in the sea using the inverted echo sounder // Proc. of Meetings on Acoustic. 2015. V. 24. 070013. 6 p. http://dx.doi.org/10.1121/2.0000140.
- 184. Bulanov V.A., Storozhenko A.V. Acoustic assessment of plankton distribution in upper layers of the sea // Proc. of Meetings on Acoustic. 2015. V. 24. 005006. 7 p. http://dx.doi.org/10.1121/2.0000161.
- 185. Caupin F and Herbert E Cavitation in water: a review // C.R. Physique. 2006. V. 7. P. 1000–1017.
- 186. Chapman R., Bluy R., Adlington A. et al. Deep Scattering Layer Spectra in the Atlantic and Pacific Oceans and Adjaicent Seas // J. Acoust. Soc. Am. 1974. V. 56, No 6. P. 1722–1734.
- 187. Crowther P.A. Acoustical scattering from near-surface bubble layers // Cavitation and inhomogeneities in underwater acoustics / Ed.: W. Lauterborn. Gottingen, 1979. P. 194–204.
- 188. Crum L.A. Measurements of the growth of air bubbles by rectified difusion // J. Acoust. Soc. Am. 1980. V. 68. P. 203–211.

- 189. Commander K., McDonald R. Finite-Element Solution of the Inverse Problem in Bubble Swarm Asoustics // J. Acoust. Soc. Am. 1991. V. 89, No 2. P. 592–597.
- 190. Commander K., Moritz E. Off-Resonance Contributions to Asoustical Bubble Spectra // J. Acoust. Soc. Am. 1989. V. 85, No 6. P. 2665–2669.
- 191. Cranston R.E., Ginsburg G.D., Soloviev V.A. et al. Gas venting and hydrate deposits in the Okhotsk Sea // Bulletin of Geological Society of Denmark. 1994. V. 41, No 1. P. 80–85.
- 192. Cranston R.E. Marine sediments as a source of atmospheric methane // Bulletin of Geological Society of Denmark. 1994. V. 41, No 1. P. 101–109.
- 193. Crawford G.B., Farmer D.M. On the spacial distribution of ocean bubbles // J. Geophys. Res. 1987. V. 92, No C8. P. 8231–8243.
- 194. Crum L.A., Hansen G.M. Generalired equations for rectified diffusion // J. Acoust. Soc. Amer. 1982. V. 72, No 5. P. 1586–1592.
- 195. Crum L.A. The politropic exponent of gas contained within air bubbles pulsating in a liquid. // J. Acoust. Soc. Am. 1983. V. 73, No 1. P. 116–120.
- 196. Dalen J. Lovik A. The influence of wind-induced bubbles on echo integration surveys // J. Acoust. Soc. Am. 1981. V. 69, No 6. P. 1653–1659.
- 197. Dando P.R., Hugens J.A., Leahy Y. et al. Gas venting rates from submarine hydrothermal areas around the island of Milos, Hellenic volcanic arc // Continental Shelf Research. 1995. V. 15, No 8. P. 913–929.
- 198. Deane G.B. Sound generation and air entrainment by breaking waves in the surf zone // J. Acoust. Soc. Amer. 1997. V. 102. P. 2671–2689.
- 199. Devin C. Survey of thermal, radiation and viscous damping of pulsating air bubbles in water // J. Acoust. Soc. Am. 1959. V. 31, No 12. P. 1654–1667.
- $200.\,Dickinson\,E.,\,Goller\,E.,\,McClements\,D.J.\,et\,al.\,Ultrasonic\,monitoring\,of\,\,crystallization\\in\,an\,\,oil-water\,\,emulsions\,//\,J.\,\,Chem.\,Soc.\,\,Faraday\,\,Trans.\,\,1990.\,\,V.\,\,86.\,\,P.\,\,1147-1148.$
- 201. Dimitrov L. Contribution to atmospheric methane by natural seepages on the Bulgarian continental shelf // Continental Shelf Research. 2002. V. 22. P. 2429–2442.
- 202. Esipov I.B. New approach to oceanography research on elongated paths on principles of nonlinear acoustics // Proc. Mtgs. Acoust. 2015. V. 24, No 005005; doi: 10.1121/2.0000146.
- 203. Eller A. Effects of diffusion on gaseous cavitation bubbles // J. Acoust. Soc. Amer. 1975. V. 57, No 6. P. 1374–1379.
- 204. Fanelli M., Prosperetti A., Reali M. Radial oscillations of gas-vapor bubbles in liquids:

   I. Mathematical formulation // Acustica. 1981. V. 47. P. 253–65; II. Numerical examples // Acustica. 1981. V. 49. P. 98–109.
- 205. Farmer D., Vagle S. Waveguide propagation of ambient sound in the ocean surface bubble layer  $\!\!\!/\!\!\!/$  J. Acoust. Soc. Am. 1989. V. 86, No 5. P. 1897–1908.
- 206. Farmer D.M. Acoustic remote sensing near the air-sea interface // Acoustical oceanography. Proceedings of Institute of Acoustics / Eds.: T.G. Leighton, G.J. Heald, H. Griffits. 2001. V. 23. Part 2. P. 128–134.
- 207. Farmer D.M., Deane G.B., Vagle S. The influence of bubble clouds on acoustic propagation in the surf zone // IEEE Journal of Oceanic Engineering. 2001. V. 26, No 1. P. 113–124.

- 208. Farmer D., Vagle S. Wave Induced Bubble Clouds in the Upper Ocean // Journ. Geophys. Res. 2010. V. 115. P. C12054; doi:10.1029/2009JC005990.
- 209. Fisher F.H., Simmons V.P. Sound absorption in sea water // J. Acoust. Soc. Amer. 1977. V. 62. P. 558–564.
- 210. Francois R.E., Garrison G.R. Sound absorption based on ocean measurement. Pt. II: Boric acid contribution and equation for total absorption // J. Acoust. Soc. Amer. 1982. V. 72, No. 6. P. 1879–1889.
- 211. Francescutto A., Nabergoj R. Steady-state oscillations of gas bubbles in liguids: Explicit Formulas for freguency response curves // J. Acoust. Soc. Am. 1983. V. 73, No 2. P. 457–460.
- 212. Foldy L.L. Multiple scattering of waves // Phys. Rev. 1945. V. 67, No 3/4. P. 107–119.
- 213. Flax L., Gannaurd G.C., Uberall H. Theory resonance scattering // Physical Acoustics. 1981. V. 15. Chap. 3. P. 191–294.
- 214. Del Grosso V.A., Mader C.W. Speed of sound in pure water // J. Acoust. Soc. Am. 1972, V. 52, P. 1442–1446.
- 215. Gannaurd G.C., Seharnforst K.P., Uberall H. Giant monopoleresonances in the scettering of waves from gas-filled spherical cavities and bubbles // J. Acoust. Soc. Am. 1979, V. 65, P. 573–594.
- 216. Gannaurd G.C., Tanglis E., Uberall H., Brill D. Interior and exterior resonances in acoustic scattering. I-shericaltargets // Nuovo Cimento. 1983. V. 76B. P. 153–175.
- 217. Gannaurd G.C., Tanglis E., Uberall H. Interior and exterior resonances in acoustic scattering II. Targets of arbitrary shape (T-Matrix approach) // Nuovo Cimento. 1983. V. 77B. P. 73–86.
- 218. Garrett C., Li M., Farmer D. The Connection between Bubble Size Spectra and Energy Dissipation Rates in the Upper Ocean // J. Phys. Ocean. 2000. V. 30, No 9. P. 2163–2171.
- 219. Garrettson G.A. Bubble Transport with Application to the Upper Ocean // J. Fluid Mech. 1973. V. 59, No 1. P. 187–206.
- 220. Gemmrich Johannes R., Farmer David M. Near-Surface Turbulence in the Presence of Breaking Waves // Journ. of Physical Oceanography. 2004. V. 34, No 5. P. 1067– 1086.
- 221. Gensane M. Bubble population measurements with aparametric array // J. Acoust. Soc. Amer. 1994. V. 95, No 6. P. 3183–3190.
- 222. Gorska N., Chu D. Some aspects of sound extinction by zooplankton // J. Acoust. Soc Am. 2001. V. 110, No 5. P. 2315–2325.
- 223. Graham A., Woolf D.K., Hall A.J. Aeration Due to Breaking Waves. Part I. Bubble Populations // Journ. of Physical Oceanography. 2004. V. 34, No 5. P. 989–1007.
- 224. Guzman O., Lillo S., Marin B. Calibration of an echo-integration constant and mean target strength of Antarctic krill (Euphausia superba) // ICES/FAO Symposium on Fisheries Acoustics. Bergen, 1982.
- 225. Hamilton M.F., Fenlon F.H. Parametric acoustic array formation in dispersive fluids // J. Acoust. Soc. Amer. 1984. V. 76, No 5. P. 1474–1492.
- 226. Hamilton M.F., Fenlon F.H. Parametric acoustic array formation in relaxing fluids // J. Acoust. Soc. Amer. Suppl. 1981. V. 69, No 1. P. 41.
- 227. Hinze J.O. Fundamentals of the hydrodynamic mechanism of splitting in dispersion processes // Amer. Inst. Chem. Eng. Journ. 1955. V. 1. P. 289–295.

- 228. Hmelo A.B., Battaile C.C., Wang T.G. The velocity of sound in liquid succinonitrile near the melting temperature // J. Acoust. Soc. Amer. 1996. V. 100, No 2. P. 1254–1256.
- 229. Hovem J.M. Finite amplitude effects in marine sediments // Proc. of the Institute of Acoustic, 1979, V. 2/3.
- 230. Hovland M., Judd A.G.. Seabed pockmarks and seepages. Impact in geology, biology and the marine environment. London: Graham & Trotman, 1988. 293 p.
- 231. Johnson B.D., Cooke R.C. Bubble populations and spectra in coastal water: Photographic approach // J. Geophys. Res. 1979. V. 84, No 7. P. 3761–3766.
- 232. Johnson B.D., Cooke R.C. Generation of stabilized microbubbles in seawater // Science. 1981. V. 213. P. 209–211.
- 233. Judd A.G., Sim R., Kingston P., McNally J., 2002. Gas seepage on an inter tidal site: Torry Bay, Firth of Forth, Scotland // Continental Shelf Research. 2002. V. 22. P. 2317–2331.
- 234. Jech J.M., Horne J.K., Chu D. et al. Comparisons among ten models of acoustic backscattering used in aquatic ecosystem research // J. Acoust. Soc. Am. 2015. V. 138. No 6. P. 3742–3764.
- 235. Karpov S., Prosperetti A., Ostrovsky L. Nonlinear wave interactions in bubble layers // J. Acoust. Soc. Am. 2003. V. 113, No 3. P. 1304–1316.
- 236. Kibblewhite A.B., Denham R.N., Barkey P.H. Long-range sound propagation study in the southern ocean project Neptune // J. Acoust. Soc. Amer. 1965. V. 38, No 4. P. 629.
- 237. Kristansen A., Dalen J. Acoustic estimation of size distribution and abundance of zooplankton // J. Acoust. Soc. Am. 1986. V. 80, No 3. P. 601–613.
- 238. Kustov L.M., Nazarov V.E., Ostrovsky L.A., Sutin A.M., Zamolin S.V. Parametric Acoustic radiator with a bubble layer // Acoust. Lett. 1982. V. 6, No 2. P. 15–17.
- 239. Lauterborn W., Kurz T. Physics of bubble oscillations // Rep. Prog. Phys. 2010. V. 73, No 106501. 88 p.
- 240. Lax M. The Effective Field in Dense systems // Phys. Rev. 1952. V. 85. P. 621.
- 241. Leifer I., Judd A.G. Oceanic methane layers: the hydrocarbon seep bubble deposition hypothesis // Terra Nova. 2002. V. 14. P. 417–424.
- 242. Leifer I., Patro R.K. The bubble mechanism for methane transport from the shallow sea bed to surface: A review and sensitivity study // Continental shelf research. 2002. V. 22. P. 2409–2428.
- 243. Leighton T.G. The acoustic bubble. San-Diego: Academic, 1994.
- 244. Leighton T.G., Lingard R.J., Walton A.J., Field J.E. Acoustic bubble sizing by combination of subharmonic emissions with imaging frequency // Ultrasonics. 1991. V. 29. P. 319–323.
- 245. Lei Han, Ye Li Yuan. Bubble size distribution in surface wave breaking entraining process // Science in China. Series D. Earth Sciences. 2007. V. 50, No 11. P. 1754– 1760.
- 246. Ling S.C., Pao H.P. Study of Micro-Bubbles in the North Sea // Sea Surface Sound. Proc. of the NATO Advanced Research Workshop / Ed. B.R. Kerman. Hamburg: Kluwer Academic Publishers. 1988. P. 197–210.
- 247. Lovik A. Acoustical Measurements of gas bubble spectrum in water // Cavitation and inhomogeneities in underwater acoustics / Ed. W. Lauterborn. Gottingen, 1980. P. 211–218.

- 248. Lavery A.C., Wiebe P.H., Stanton T.K. et al. Determining dominant scatterers of sound in mixed zooplankton populations // J. Acoust. Soc. Am. 2007. V. 122. P. 3304–3326.
- 249. McClements D.J., Povey J.W., Dickinson E. Absorption and velosity dispersion due to crystallization and melting of emulsion droplets // Ultrasonics. 1993. V. 31, No 6. P. 433–437.
- 250. Medwin H. Acoustic Fluctuations Due to Microbubbles in the Near-Surface Ocean // J. Acoust. Soc. Am. 1974. V. 56, No 4. P. 1100–1104.
- 251. Medwin H. Acoustical bubble spectrometry at sea // Cavitation and inhomogeneities in underwater acoustics / Ed. W. Lauterborn. Berlin: Springer, 1980. P. 167–193.
- 252. Medwin H. Acoustical Determination of Bubble Size Spectra // J. Acoust. Soc. Am. 1977, V. 62, P. 1041–1044.
- 253. Medwin H. Counting bubbles acoustically: a review // Ultrasonics. 1977. V. 15, No 1. P. 7–14.
- 254. Medwin H. In situ acoustic measurements of bubble populations in coastal ocean water // J. Geophys. Res. 1970. V. 15, No 3. P. 599–611.
- 255. Medwin H. In situ acoustic measurements of microbubbles at sea // J. Geophys. Res. 1977. V. 82. P. 971–975.
- 256. Medwin H., Breitz N. Ambient and Transient Spectral Density in Quiescent Seas and Under Spilling Breakers // J. Geophys. Res. 1989. V. 94. P. 12751–12759.
- 257. Medwin H., Daniel A. Acoustical Measurements of Bubble Production by Spilling Breakers // J. Acoust. Soc. Am. 1990. V. 88, No 1. P. 408–412.
- 258. Medwin H., Fitzgerald J., Rautmann G. Acoustic Miniprobing for Ocean Microstructure and Bubbles // J. Geophys. Res. 1975. V. 80, No 3. P. 405–413.
- 259. Merlivat L., Memery L. Gas Exchange Across an Air-Water Interface: Experimental Results and Modeling of bubble Contribution to Transfer // J. Geophys. Res. 1983. V. 88. P. 707–724.
- 260. Minnaert M. On musical air-bubbles and sounds of running water // Phylos. Mag. 1933. V. 16, No 17. P. 235–243.
- 261. Miller D.L. Ultrasonic detection of resonant cavitation bubbles in a flow tube by their second-harmonic emissions // Ultrasonics. 1981. V. 19. P. 217–224.
- 262. Monahan E.C. The role of whitecap bubbles in air–sea heat and moisture exchange // J. Phys. Oceanogr. 2000. V. 30, No 2. P. 433–441.
- 263. Nazarov V.E., Ostrovsky L.A., Soustova I.A., Sutin A.M. Nonlinear acoustics of microinhomogeneous media // Phys. Earth and Planetary Inter. 1988. V. 34. P. 94–98.
- 264. Neppiras E.A. Acoustic cavitation thresholds and eyelid processes // Ultrasonics. 1980. V. 18. P. 201–209.
- 265. Neppiras E.A. Acoustic Cavitation // Phys. Reports. 1980. V. 61, No 3. P. 159–251.
- 266. Neubauer W.G., Vogt R.H., Dragonette L.R. Acoustic reflection from elastic spheres // J. Acoust. Soc. Am. 1974. V. 55. P. 1123–1129.
- 267. Newhouse V.L., Shankar P.M. Bubble size measurements using the nonlinear mixing of two frequencies // J. Acoust. Soc. Am. 1984. V. 75, No 5. P. 1473–1477.
- 268. Nigmatulin R.I., Khabeev N.S., Nagiev F.B. Dynamics, Heat and Mass Transfer of Vapour-gas Bubbles in a Liquid // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1981, V. 24, No 6. P. 1033–1044.
- 269. Novarini J.C., Bruno D.R. Effects of the susurface bubble layer on sound propagation // J. Acoust. Soc. Am. 1982. V. 72, No 2. P. 510–514.

- 270. O'Hern T.J., d'Agostino L., Acosta A.J. Comparison of holographic and coulter counter measurements of cavitation nuclei in the ocean // Proc. of the ASME Cavitation and Multiphase Flow Forum. American Inst. of Aeronautics and Astronautics, 1988. P. 1953–1960.
- 271. Orlowsky A. Hydroacoustic Characteristics of Scattering Layers in the Northeastern Atlantic Ocean // J. Acoust. Soc Am. 1990. V. 88, No. 1. P. 298–309.
- 272. Ostrovsky L.A., Sutin A.M., Soustova I.A., Matveyev A.I., Potapov A.I. Nonlinear, low-frequency sound generation in a bubble layer: Theory and laboratory experiment // J. Acoust. Soc. Am. 1998. V. 104, No 2. Part 1. P. 722–726.
- 273. Peiper R.E. Euphausiid distribution and biomass determined acoustically at 102 kHz // Deep-Sea Res. 1979. V. 26, No 6. P. 687–696.
- 274. Pfriem H. Zur thermischen Damping in kugelsymmetrisch schwingenden Gasblasen // Akust. Ztschr. 1940. Bd. 5. S. 202–212.
- 275. Prosperetti A. Bubble dynamics: a review and recent results // Applied Scientific Research. 1982. No 38. P. 145–164.
- 276. Prosperetti A. Nonlinear oscillation of gas bubbles in liquids  $/\!/$  J. Acoust. Soc. Am. 1975. V. 57, No 4. P. 810–820.
- 277. Parsons T., Takahashi M. Biological oceanographic processes. London: Pergamon Press, 1973. 186 p.
- 278. Rayleigh Lord. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity // Philos. Mag. 1917. V. 34, No 200. P. 94.
- 279. Report on Post-FIBEX Acoustic Workshop. (Frankfurt. 1984) // Biomass R.S. 1986. V. 40.
- 280. Ressler P. Acoustic backscatter measurements with a 153 kHz ADCP in the northeastern Gulf of Mexico: determination of dominant zooplankton and micronekton scatterers // Deep-Sea Res. I. 2002. V. 49. P. 2035–2051.
- 281. Rusby J.S.M. The onset of sound wave distortion and cavitation in water and sea water // Journ. of Sound and Vibration. 1970. V. 13, No 3. P. 257–267.
- 282. Sahling H., Galkin S.V., Salyuk A. et al Depth-related structure and ecological significance of cold-seep communities—a case study from the Sea of Okhotsk // Deep-Sea Res. I. 2003. V. 50. P. 1391–1409.
- 283. Sette D., Wanderling F. Nucleation by cosmic rays in ultrasonic cavitation // Phys. Rev. 1962. V. 125, No 2. P. 409.
- 284. Sehgal C.M. Non-linear ultrasonics to determine molecular properties of pure liquids // Ultrasonics. 1995. V. 33, No 2. P. 155–161.
- 285. Soderberg P., Floden T. Gas seepages, gas eruptions and degassing structures in the sea floor along the Stromma tectonic lineament in the crystalline Stockholm Archipelago, east Sweden // Continental Shelf Research. 1992. V. 12, No 10. P. 1157–1172.
- 286. Schneider H.G. Modelling wind dependent acoustic transmission loss due to bubbles in shellow water // Progress in underwater acoustics / Ed. H. Merklinger. New York: Plenum Press, 1987. P. 509–516.
- 287. Shankar P.M., Chapelon J.Y., Newhous V.L. Fluid pressure measurement using bubbles insonified by two frequencies // Ultrasonics. 1986. V. 24. P. 333–336.
- 288. Shulkin M., Marsh H.M. Low-frequency sound absorption in the ocean // J. Acoust. Soc. Amer. 1978. V. 63, No 1. P. 43–48; Shulkin M., Marsh H.M. Sound absorption in sea water // J. Acoust. Soc. Amer. 1962. V. 34, No 6. P. 864–865.

- 289. Stanton T. Simple approximate formulas for backscattering of sound by spherical and prolongated objects // J. Acoust. Soc. Am. 1989. V. 86. P. 1499–1510.
- 290. Su M.Y., Ling S.C., Gartmill J. Optical microbubble measurements in the North sea // Sea Surface Sound: Proc. of the NATO Advanced Research Workshop / Ed. B.R. Kerman. Hamburg: Kluwer Academic Publishers, 1988. P. 211–223.
- 291. Terrill E.J., Melville W.K. Field measurements of bubble size distributions in the upper mixed layer // Proc. of the Wind-Driven Air–Sea interface / Ed. M.L. Banner. The University of New South Wales, 1999. P. 247–255.
- 292. Thorp W.H., Browning D.G. Attenuation of low frequency sound in the ocean // J. Sound and Vibr. 1973. V. 26, No 4. P. 576–578.
- 293. Thorpe S.A., Stubbs A.R. Bubbles in a Freshwater Lake // Nature. 1979. V. 279. P. 403–405.
- 294. Thorpe S.A. A Model of the Turbulent Diffusion of Bubbles Below the Sea Surface // J. Phys. Ocean. 1984. V. 14. P. 841.
- 295. Thorpe S.A. Measurements with an automatically recording inverted echo sounder; ARIES and the bubble clouds // J. Phys. Oceanography. 1986. V. 16. P. 1462–1478.
- 296. Thorpe S.A. On the clouds of bubbles formed by breaking wind- wave in deep water and the ir role in air-sea gas transfer // Phil. Trans. Royal Soc. 1981. V. 304, No A1483. P. 155–210.
- 297. Thorpe S.A. On the Determination of K in the Near-Surface v Ocean from Acoustic Measurements ob Bubbles // J. Phys. Ocean. 1984. V. 14. P. 855–863.
- 298. Thorpe S.A. The effect of Langmuir circulation on the distribution of submerged bubbles caused by breaking wind waves // J. Fluid Mech. 1984. V. 142. P. 151–170.
- 299. Thorpe S.A., Hall A.J., Packwood A.R., Stubbs A.R. The Use of a Towed Side-Scan Sonar to Investigate Processes Near the Sea Surface // Cont. Shelf Res. 1985. V. 4. P. 597–607.
- 300. Thorpe S.A., Osborn T.R., Farmer D.M., Vagle S. Bubble Clouds and Langmuir Circulation: Observations and Models // Journ. of Physical Oceanography. 2003. V. 33, No 9. P. 2013–2031.
- 301. Thorpe S.A., Osborn T.R. Skewness of Spatial Gradients of Turbulent Dissipation Rates in the Mixed Layer // Journ. of Physical Oceanography. 2005. V. 35, No 11. P. 2299–2303.
- 302. Trammel G.T. Sound waves in water containing vapour bubbles // J. Appl. Phys. 1962. V. 33. No 5. P. 1662–1670.
- 303. Turner W.R. Microbubble Persistence in Fresh Water // J. Acoust. Soc. America. 1961. V. 33. No 9. P. 1223–1233.
- 304. Uberall H., George J., Farhan A., Mezzorami G., Nagl A., Sage K. Dynamics of acoustical resonance scattering from spherical targets; Applications to gas bubbles in fluids // J. Acoust. Soc. Am. 1979. V. 65. P. 1161–1172.
- 305. Urick R.I. Low-frequency sound attenuation in the deep ocean // J. Acoust. Soc. Amer. 1963. V. 35, No 9. P. 1413.
- 306. Vagle S., Farmer D. The measurements of bubble-size distributions by acoustical backscatters // Journ. of Atmospheric and Oceanic Technology. 1992. V. 9, No 5. P. 630–664.
- 307. Vagle S. On the dense bubble clouds and near bottom turbulence in the surf zone // J. of Geophys. Res. 2005. V. 110. P. 9.

- 308. Vagle S., McNeil C., Steiner N. Upper ocean bubble measurements from the NE Pacific and estimates of their role in air-sea gas transfer of the weakly soluble gases nitrogen and oxygen // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. C12054; doi:10.1029/2009JC005990.
- 309. Walsh A., Mulbearn P. Photographic Measurements of Bubble Populations from Breaking Wind Waves at Sea // J. Geophys. Res. 1987. V. 920, No C13. P. 14553–14565.
- 310. Waterman P.C. Matrix theory of elastic wave scattering // J. Acoust. Soc. Am. 1976. V. 60. P. 567–580.
- Westervelt P.I. Parametric acoustic array // J. Acoust. Soc. Amer. 1963. V. 35, No 4. P. 535–537.
- 312. Weibe P., Greene C., Stanton T. Sound scattering by live zooplankton and micronecton // J. Acoust. Soc. Am. 1990. V. 88, No 5. P. 2346–2359.
- 313. Weitendorf E.A. Complementing discussion contribution to the papers of H. Medwin, P. Schippers and A. Lovik // Cavitation and inhomogeneities in underwater acoustics / Ed. W. Lauterborn. Berlin: Springer Verlag, 1980. P. 21.
- 314. Weston D., Ching P.A. Wind effects in shallow-water acoustic transmission // J. Acoust. Soc. Am. 1989. V. 86, No 4. P. 1530–1545.
- 315. Weston D. On the losses due to storm bubbles in oceanic sound transmission // J. Acoust. Soc. Am. 1989. V. 86, No 4, P. 1546–1553.
- 316. Wille P. et al. Measurements of wind dependent acoustic transmission loss in shallow water under breaking wave conditions // Progress in underwater acoustics / Ed. H. Merklinger. New York: Plenum Press, 1987. P. 501–508.
- 317. Wood A. Textbook of Sound. London: Bell, 1930.
- 318. Wilson W.D. Equation for the speed of sound in sea water // J. Acoust. Soc. Amer. 1960. V. 32, No 10. P. 1357.
- 319. Wu J. Bubbles in the Near-Surface Ocean: A General Description  $/\!/$  J. Geophys. Res. 1988. V. 93, No C1. P. 587.

## Оглавление

Предисловие	5
Введение	7
Глава 1. РАССЕЯНИЕ И ЗАТУХАНИЕ ЗВУКА В МИКРО- НЕОДНОРОДНОЙ ЖИДКОСТИ	12
1.1. Основные уравнения гидродинамики и теории упругости	12
1.1.1. Уравнения гидродинамики чистой жидкости	12
1.1.2. Уравнения гидродинамики растворов и многоком-понентных жидкостей	16
1.1.3. Уравнения теории упругости для твердых фазовых включений	20
1.2. Уравнения гидродинамики в квадратичном прибли-	
жении теории возмущений	21
1.2.1. Основные приближения	21
1.2.2. Линейное приближение и основные уравнения акус-	
тики	22
1.2.3. Квадратичное приближение	25
1.2.4. Граничные условия	27
1.2.4.1. Общие граничные условия	27
1.2.4.2. Граничные условия на межфазной поверх-	
ности	27
1.3. Амплитуда, сечение и коэффициент рассеяния звука	33
1.3.1. Общие понятия	33
1.3.2. Коэффициент и сечение рассеяния звука на нерезо-	
нансных включениях	39
1.3.3. Стационарное рассеяние звука на резонансных пу-	
зырьках	41
1.3.4. Рассеяние звука на гомогенных неоднородностях	45
1.4. Рассеяние звука и динамика резонансных включений	46
1.4.1. Основные уравнения динамики пузырьков	46
1.4.2. Приближение слабой нелинейности в динамике пу-	
зырьков	49

1.4.3. Нестационарные пульсации пузырька в несжимае- мой жидкости	50
1.4.4. Нестационарное рассеяние звука на одиночном пу-	50
зырьке	54
1.4.5. Нестационарное рассеяние звука в облаке резонанс-	
ных включений	57
1.5. Гомогенная модель и акустические параметры микронеод-	
нородной среды	60
1.5.1. Эффективные параметры микронеоднородной жид-	
кости	60
1.5.2. Поглощение и скорость звука в рамках гомогенной	65
модели микронеоднородной жидкости	65
Глава 2. НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗВУКА С МИКРО- НЕОДНОРОДНОСТЯМИ ВОДЫ	71
2.1. Нестационарные нелинейные колебания пузырьков в аку-	
стическом поле	71
2.1.1. Общее решение задачи о колебаниях пузырьков с	
квадратичной нелинейностью	71
2.1.2. Стационарные нелинейные колебания	75
2.1.3. Нестационарные нелинейные колебания	77
2.2. Нелинейное рассеяние акустических импульсов газовыми	
пузырьками	80
2.3. Нестационарная нелинейная акустическая спектроскопия	81
2.3.1. Метод нелинейного рассеяния для диагностики пу-	
зырьков в жидкости	81
2.3.2. Сечение нелинейного стационарного рассеяния	83
2.3.3. Сечение нелинейного нестационарного рассеяния	83
2.4. Нелинейное рассеяние звука в воде с твердыми взвесями	85
2.5. Акустическая нелинейность жидкости с включениями	90
2.5.1. Нелинейный акустический параметр, общие соот-	0.0
ношения	90
2.5.2. Нелинейный акустический параметр воды с пузырь-	02
ками	93
2.6. Нелинейное распространение акустических импульсов и	
нелинейный акустический метод диагностики гетероген-	06
ных сред	96
2.7. Нелинейность и кавитационная прочность микронеоднородной жидкости	101
роднои жидкости	101
2.7.1. пелинеиный акустический параметр и кавитацион- ная прочность жидкости, общие соотношения	101
ная прочность жидкости, оощие соотношения 2.7.2. Взаимосвязь нелинейного параметра и кавитацион-	101
2.7.2. Взаимосвязь нелинеиного параметра и кавитацион- ной прочности в жидкостях с пузырьками	103
пои прочности в жидкости с пузырьками	103

глава	3. АКУСТИКА МИКРОПЕОДПОРОДПЫХ ЖИДКОСТЕЙ С ФАЗОВТИКИ ПРЕВРАЦИЕНИЯМИ	107
	С ФАЗОВЫМИ ПРЕВРАЩЕНИЯМИ	107
	3.1. Введение	107
	3.2. Линейная динамика парогазовых пузырьков в жидкости	108
	3.2.1. Учет многокомпонентности жидкости	109
	3.2.2. Сжимаемость парогазовых пузырьков, общее реше-	
	ние	112
	3.2.3. Сжимаемость пузырьков в воде	115
	3.3 Линейная динамика центров кристаллизации в жидкости	117
	3.3.1. Сжимаемость центров кристаллизации в жидкостях	117
	3.3.2. Зависимость сжимаемости от размера центров кри-	
	сталлизации воды при различных частотах звука	118
	3.4. Линейные и нелинейные акустические характеристики	
	кристаллизующейся воды	119
	3.4.1. Решение задачи об акустических характеристиках	
	кристаллизующейся жидкости	120
	3.4.2. Об аномалиях линейных и нелинейных акустиче-	
	ских характеристик при распространении звука в	
	кристаллизующейся жидкости	124
	3.5. Нелинейный акустический параметр воды с парогазовыми	
	пузырьками	130
Глава	4.ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ	
	ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ МЕЛКОМАСШТАБНОЙ СТРУКТУРЫ	
	МОРСКОЙ ВОДЫ	136
	4.1. Особенности акустического зондирования в море, аппара-	
	тура и методики	137
	4.1.1. Системы для изучения рассеяния звука в мелком	
	море	137
	4.1.2. Экспериментальные методы и аппаратура для из-	
	учения акустических характеристик деятельного	
	слоя глубокого моря	141
	4.2. Особенности измерения рассеяния звука при многочастот-	
	ном зондировании	146
	4.3. Экспериментальные методы нестационарного рассеяния	
	звука в морской воде, содержащей газовые пузырьки	149
	4.3.1. Параметрические акустические излучатели и их	.,
	особенности	150
	4.3.2. Спектроскопия пузырьков с применением параме-	150
	трических акустических излучателей	157
	*	151
	4 3 3 Нестационарная импульсная акустическая спектро-	
	4.3.3. Нестационарная импульсная акустическая спектроскопия	159

	4.3.4. Спектроскопия резонансных включений при неста-	
	ционарном когерентном рассеянии высокочастот-	
	ных импульсов	161
	4.4. Спектроскопия резонансных включений на основе затуха-	
	ния звука	164
	4.5. Нестационарное нелинейное рассеяние с преобразовани-	
	ем частоты	165
	4.6. Оценка характеристик акустических систем в морских ус-	
	ловиях	169
	4.7. Особенности параметрического взаимодействия в верхнем	
	слое морской воды с применением различных акустиче-	
		171
		177
Глава	5. АКУСТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ПУЗЫРЬКОВ	
тлава	В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ МОРЯ	182
	5.1. Распределения пузырьков по размерам в приповерхност-	102
	ном слое моря (результаты различных авторов)	182
		102
	5.2. Распределения пузырьков по размерам в приповерхност-	
	ном слое моря, полученные с применением нестационар-	189
	1 2	109
	5.3. Распределения пузырьков по размерам в возмущенных	
	слоях морской воды (кильватерный след, поверхностное	100
	,	192
	5.4 Акустическая спектроскопия при рассеянии звука и рас-	
	пределение пузырьков по размерам в приповерхностном	
	слое морской воды	199
	1 11	199
		203
	5.4.3 Распределение пузырьков по размерам и поток газа	
	1 1 1 17	210
	5.5. Исследования рассеяния звука на подводных пузырьковых	
	17 71 1	214
		214
	5.5.2. Характерные типы газовых факелов в Красном и	
	1 1	215
		218
	5.5.4. Исследования рассеяния звука в шельфовой зоне	
	Охотского моря	219
	5.5.5. Оценка скорости выхода газа в газовых факелах	224
	5.5.6. Изменчивость во времени структуры ЗРС в заливе	
	Пильтун	227

глава	6. REJINDENDOCID II MEJIKOMACIII IADRAJI CIPYKIY-	
	РА МОРСКОЙ ВОДЫ	229
	6.1 Акустическая нелинейность, общие соотношения	230
	6.2 Акустическая нелинейность морской воды с пузырьками	232
	6.3 Экспериментальные исследования акустической нелиней-	
	ности при неколлинеарном взаимодействии пучков звука	237
	6.4. Измерения акустической нелинейности морской воды при	231
	коллинеарном взаимодействии акустических пучков	240
	6.4.1. Метод измерения акустической нелинейности	
	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	240
	6.4.2. Измерения акустической нелинейности в океане	242
	6.5. Кавитационная прочность приповерхностных слоев мор-	
	ской воды	244
	6.6. Влияние акустического поля на пороги и кинетику кавита-	
	ции гетерогенных жидкостей	245
	6.6.1. Введение	245
	6.6.2. Пороги кавитации в гетерогенных жидкостях	247
	6.6.3. Динамический порог кавитации в гетерогенных	
	жидкостях	250
	6.7. Акустические критерии кавитации и кавитационная проч-	
	ность морской воды	261
	6.8. Кавитационная прочность воды в приповерхностном слое	
	моря	266
	6.9. Пороги акустической кавитации в морской воде в различ-	
	ных районах Мирового океана	271
	6.9.1. Введение	272
	6.9.2. Зародыши кавитации в морской воде	273
	6.9.3. Техника и методика измерений	275
		278
	6.9.4. Измерения порогов акустической кавитации	
	6.9.5. Выводы и заключение	289
_		
Глава	7. АКУСТИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ЗВУКОРАССЕИВА-	
	ЮЩИХ СЛОЕВ В РАЗЛИЧНЫХ РАЙОНАХ ОКЕАНА	291
	7.1. Характеристики рассеяния звука на планктоне в океане	291
	7.1.1. Особенности звукорассеивающих слоев	291
	7.1.2. Функция распределения и особенности рассеяния	
	звука рыбными скоплениями и планктоном	293
	7.1.3. Коэффициент объемного рассеяния звука на план-	
	ктоне с типичными функциями распределения по	
	размерам в море	299
	7.2. Исследование рассеяния звука на высоких частотах вдоль	
	трасс, пересекающих фронты	303
	7.2.1. Схема эксперимента и аппаратура	303
	7.2.1. Chema skonophinonta n annapatypa	503

	7.2.2. Исследование рассеяния звука на трассе в южнои	201
		305
	7.2.3. Исследование рассеяния звука в межфронтальной зоне	308
		31(
	7.3. Исследование пространственных и временных вариаций	
	рассеяния звука на средних частотах в субтропических	
		312
		312
	7.3.2. Некоторые результаты исследования простран- ственных вариаций рассеяния звука в Филиппин-	313
	7.3.3. О взаимосвязи флуктуаций акустического поля, рас-	
	пространяющегося вдоль трассы, с пространствен-	
	ными вариациями коэффициента рассеяния звука в	
		316
	<u> </u>	318
7	7.4. Исследования звукорассеивающих слоев в океане (по ре-	
	зультатам кругосветной экспедиции на паруснике "Надеж-	
	да". 2003–2004 гг.)	319
	7.4.1. Исследования рассеяния звука в Японском море	319
	7.4.2. Исследования рассеяния звука в Восточно-Китай-	
	1	321
		323
		326
	7.4.5. Исследования рассеяния звука около подводных	
	1, 1, 1	327
	7.4.6. Исследования рассеяния звука в южной части Ат-	
		330
_	1	330
7	7.5. Оценки распределения биомассы в различных районах	
		334
	7.5.1. Взаимосвязь коэффициента рассеяния звука и рас-	22
		334
	7.5.2. Оценки концентрации планктона в океане по дан-	
	ным о рассеянии звука, полученным в кругосвет- ной экспедиции	338
	нои экспедиции	330
Гпава 9	8. РАССЕЯНИЕ ЗВУКА И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗООПЛАНК-	
тлава (	ТОНА В ЯПОНСКОМ И ОХОТСКОМ МОРЯХ И МОРЯХ	
	<b>U</b>	342
8	8.1. Типичные структуры рассеяния звука вдоль трасс в даль-	۷ ، ۷
	** ** *	342
	140	

8.2. Исследования рассеяния звука на шельфе Японского моря . 3-
8.2.1. Исследование рассеяния звука в заливе Петра Вели-
кого
8.2.2. Сравнительный анализ акустических и оптических
измерений 3
8.2.3. Сравнительный анализ суточных вариаций акусти-
ческих и оптических измерений 3
8.2.4. Акустическое зондирование на донной станции 3
8.3. Исследования рассеяния звука в Японском и Охотском
морях
8.3.1. Исследования рассеяния звука в глубоководной ча-
сти дальневосточных морей
8.3.2. Рассеяние звука в районах моря со сложным релье-
фом дна
8.4. Рассеяние звука на планктоне в Японском и Охотском мо-
рях
8.4.1. Структура и сезонная изменчивость рассеяния звука
вдоль трасс на шельфе Японского моря 3
8.4.2. Суточная изменчивость рассеяния звука
8.4.3. Рассеяние звука и распределение зоопланктона в
Охотском море
8.4.4. Акустическая оценка биомассы и динамики распре-
деления зоопланктона на донной станции
8.4.5. Сравнение рассеяния звука и распределения зоо-
планктона в дальневосточных морях и восточной
Арктике
Приложение. ГИДРОФИЗИЧЕСКИЕ И АКУСТИЧЕСКИЕ ПАРА-
МЕТРЫ МОРСКОЙ ВОДЫ
П.1. Приближенные формулы для физических величин воды 3
П.2. Свойства воды вдоль кривой фазового равновесия
П.3 Растворимость газа в воде
П.4. Скорость звука в морской воде
П.5. Поглощение звука в морской воде
Литература

## Научное издание

## Виктор Анатольевич Акуличев, Владимир Алексеевич Буланов

## АКУСТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В МОРСКОЙ СРЕДЕ

Подписано к печати 20.09.2017 г. Печать офсетная. Формат  $60\times90/16$ . Бумага офсетная. Усл. п.л. 25,9. Уч.-изд. л. 24,71. Тираж 300 экз. 3аказ 24

Отпечатано в Информационно-полиграфическом хозрасчетном центре ТИГ ДВО РАН 690041, г. Владивосток, ул. Радио, 7