

УДК 551.46.086,534.222.2

© Е. В. Волощенко, С. П. Тарасов, А. П. Волощенко, 2025

ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ ИЗЛУЧАЮЩАЯ АНТЕННА ДЛЯ ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА ПОВЕРХНОСТИ ВОДОЕМА: АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ПРИМЕНЕНИЯ В ВОЛНОИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ АППАРАТУРЕ (ОБЗОР)

Рассмотрено применение параметрической излучающей антенны (ПИА) в новом качестве — как источника низкочастотного ультразвукового (УЗ) сигнала с перестраиваемыми характеристиками в волноизмерительной аппаратуре, используемой для гидроакустического мониторинга водной поверхности прибрежной акватории, например при дистанционной оценке степени волнения при проведении измерений гидроусловий. Обсуждаются результаты модельных экспериментов по изучению закономерностей рассеяния УЗ-поля при подводном облучении как гладких, так и возмущенных ветровым воздействием границ раздела вода–воздух. Анализ данных позволил уточнить модель ПИА в рамках задачи эхопоиска объектов на мелководье вблизи акустически мягкой границы вода–воздух, в которой используется метод мнимого источника. Предложен информативный признак и обсуждаются основы способа измерения параметров взволнованной морской поверхности с использованием эффектов нелинейной акустики, например, для режима широкополосного облучения УЗ-сигналами со стороны дна.

Ключевые слова: параметрическая излучающая антенна, нелинейная акустика, рассеяние УЗ-волн на взволнованной границе раздела вода–воздух

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время круг перспективных гражданских задач, которые могут быть эффективно решены с помощью гидроакустических систем активной локации с режимом параметрического излучения (РПИ), т.е. снабженных параметрической излучающей антенной (ПИА), устоялся в практике: морская геология, геоакустика, базирующиеся на анализе стратификации донных отложений и определении структуры дна, поиск рыбных скоплений вблизи водной и донной поверхностей на мелководье, экологический контроль водных ресурсов, например при наблюдении за состоянием трубопроводов, закрытых слоем донного грунта или степенью заиливания акваторий портов, каналов, фарватеров и т.д. Подчеркнем, что ПИА вследствие возможности формирования высоконаправленного излучения волн разностной частоты (ВРЧ) в длинноволновом перестраиваемом диапазоне, перспективно использовать при решении обратной задачи рассеяния УЗ-волн — определении параметров шероховатой границы раздела по характеристикам рассеянного вторичного гидроакустического поля. Разработка технических основ волноизмерительной гидроакустической аппаратуры с режимом РПИ для гидроакустического мониторинга поверхности водоема

является актуальной задачей, однако данная тема, как и задача исследования рассеяния ВРЧ взволнованной границей раздела вода–воздух, остается открытой.

Для количественной оценки рассеяния УЗ поверхностью моря обратно в точку излучения используют понятие коэффициента обратного поверхностного рассеяния $m_s = \overline{P}' / I_0 S$, где I_0 — интенсивность в падающей УЗ-волне на неровную поверхность S ; $\overline{P}'$ — средняя мощность, рассеиваемая участком S в направлении к точке излучения и рассчитываемая на единицу телесного угла [1]. Актуальность исследования взаимодействия УЗ-колебаний с данной границей раздела обусловлена проблемой флуктуаций амплитуд сигналов в точке приема за счет многократности отражений от морской поверхности и дна; результаты получены за счет применения интерференционных антенн гидроакустических средств и описаны в литературе [2–4]. Однако следует отметить, что для получения данных о взволнованной поверхности используются только амплитудные характеристики огибающих рассеянных сигналов, в приемных трактах за счет детектирования рассеянных сигналов информация о фазовой структуре теряется. Например, в [3] описаны эксперименты по исследованию реверберации в открытом море на часто-

те 60 кГц, т.е. при фиксированной длине УЗ-волны 2.5 см, при моностатической схеме эхозондирования. Антенная система включала в себя излучающий и приемный электроакустические преобразователи (ЭАП) диаметром 10.7 см с угловой шириной основного лепестка характеристики направленности (ХН) по уровню 0.7 около 14° каждый, что позволило на дистанции 40 м сформировать область облучения на границе раздела размером около 10 м. Зарегистрированы зависимости силы обратного рассеяния (от -25 до -50 дБ) морской поверхностью для диапазонов изменения как скорости ветра 2.6–9 м/с, что задавало величины 0.045–1 м среднеквадратического смещения поверхности относительно невозмущенной границы, так и угла скольжения (от 5° до 90°). На полученных графиках выделены три области значений углов скольжения, для каждого из которых предложен свой механизм рассеяния. Ограничения, обусловленные увеличением массо-габаритных показателей интерференционных антенн и помехой от морского дна, привели к тому, что измерения обратного рассеяния морской поверхностью на низкой частоте обычно проводились в глубоком открытом море с использованием ненаправленных (главным образом взрывных) источников облучения в диапазоне 400–6400 Гц [5]. Следует отметить, что рассеяние от морской поверхности оптимально измерять с использованием направленных источников УЗ-излучения, чтобы снизить маскирующее влияние объемной и донной

ревербераций, а также уменьшить площадь S участка облучения, причем желательно обеспечить постоянство этой величины в требуемом диапазоне частот. Для повышения точности и детализации измерений можно использовать эффекты нелинейной акустики, в частности использовать гидроакустическую аппаратуру, снабженную излучающим трактом с ПИА. В [6] представлены результаты серии экспериментов по измерению закономерностей рассеяния морской поверхностью на мелководье волн разностной частоты (ВРЧ) при бистатической схеме наклонного зондирования: источник длинноволнового УЗ-облучения — ПИА с ЭАП 0.6×0.5 м прямоугольной формы, приемник — горизонтальная линейная антенна (ГЛА).

ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ЛАБОРАТОРНЫМ НАБЛЮДЕНИЯМ РАССЕЯНИЯ УЗ-ВОЛН ВЗВОЛНОВАННОЙ ГРАНИЦЕЙ РАЗДЕЛА ВОДА–ВОЗДУХ [7]

В [7] описан лабораторный эксперимент, в котором моделировалось рассеяние УЗ-волн взволнованной границей раздела вода–воздух (рис. 1), причем предложена оригинальная схема визуализации фазовых и амплитудных искажений в переизлученных сигналах (рис. 2). Анализ результатов может быть полезен для разработки технических основ волноизмерительной гидроакустической аппаратуры с режимом РПИ.

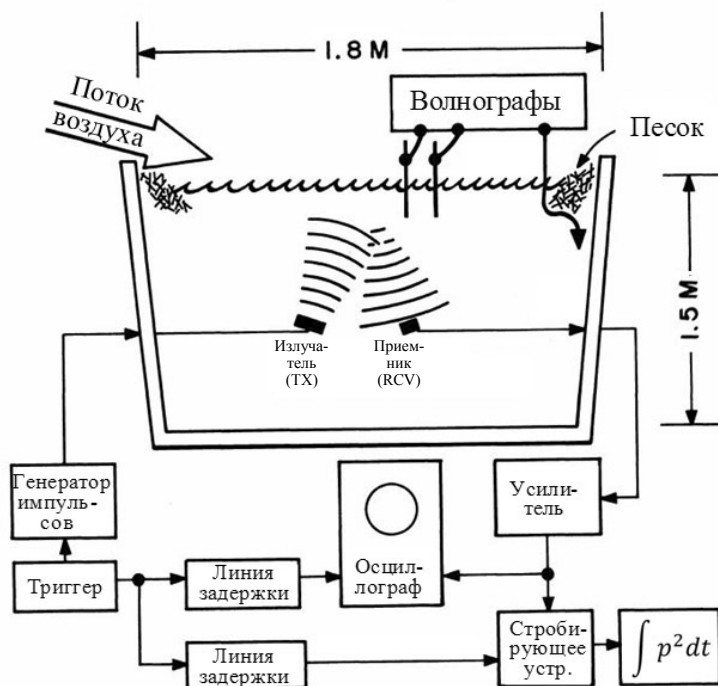


Рис. 1. Схема исследования рассеяния УЗ [7].

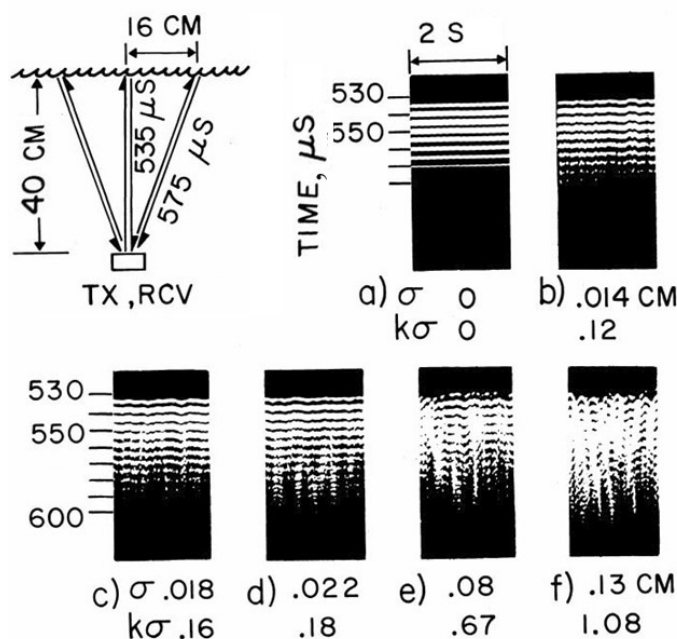


Рис. 2. Геометрия эксперимента и фото зарегистрированных фазограмм [7].

Развертка области была отложена и расширена, чтобы показать отдельные фазы: положительная фаза светлая, а отрицательная фаза темная; характеристики эхо-сигнала для гладких поверхностей представлены (а); слегка шероховатые поверхности (b), (c) и (d); промежуточная шероховатая поверхность (e) и шероховатая поверхность (f)

Однако в работе [7] не приводятся экспериментальные зависимости по измерению угловых распределений амплитуд звукового давления рассеянных УЗ-сигналов в водном пространстве, анализ которых позволил бы получать косвенным образом информацию о степени взволнованности водной поверхности. Как отмечено в [8], характер рассеяния взволнованной поверхностью определяется отношением среднеквадратического смещения поверхности относительно невозмущенной границы к длине волны УЗ, а также направлением облучения. Рассеянное УЗ-поле состоит из когерентной и некогерентной составляющих, причем их количественное соотношение определяется параметром Рэлея $P = 2k\sigma \cos \vartheta = kh \sin \chi$, где $k = 2\pi / \lambda$, λ — волновое число и длина волны УЗ; $\sigma = h / 2$ — среднеквадратическое смещение поверхности относительно невозмущенной границы, равное половине размаха h профиля взволнованной поверхности; $\vartheta = (90^\circ - \chi)$ — угол падения, отсчитываемый относительно нормали к невозмущенной границе; χ — угол скольжения. Поверхность принято считать слабошероховатой при $P \ll 1$ в УЗ-поле, переизлученном в направлении

зеркального отражения, преобладает когерентная составляющая. Если $P \gg 1$, то поверхность является существенно неровной, основная доля переизлученного поля заключена в некогерентной составляющей.

Схема лабораторных измерений дана на рис. 1. Полученные результаты, фазограммы, изображены на рис. 2. Левый электроакустический преобразователь (рис. 1, TX) снизу по направлению, близкому к нормали, формируя в воздушной среде мнимый источник [9], облучает тональными УЗ-импульсами длительностью 35 мкс с частотой заполнения 200 кГц при частоте следования 100 Гц границу раздела вода–воздух. Правый ЭАП (рис. 1, RCV) принимает рассеянные УЗ-сигналы. Оба ЭАП обладают направленными свойствами (угол, охватывающий основной максимум ХН около 40°), и их взаимное расположение в процессе эксперимента не изменялось. Ветровые волны на поверхности воды в бассейне возбуждались потоком воздуха; за счет выбора мощности ветрового воздействия их высоты можно было изменять (смещение поверхности относительно невозмущенной границы от 0.014 до 0.13 см, период колебаний поверхности воды около 0.2 с). В цели

измерений входило, в частности, выяснение взаимосвязи между высотой бегущей ветровой волны и фазовыми искажениями в переизлученных УЗ-сигналах, позволяющее проиллюстрировать соотношение когерентной и некогерентной составляющих во вторичном УЗ-поле. С выхода приемного ЭАП электрические сигналы поступали в стробируемый приемный тракт, особенностью обработки в котором была модуляция луча электронно-лучевой трубки (ЭЛТ) осциллографа по яркости, в результате которой на экране формировалось изображение положительных / отрицательных полупериодов колебаний рассеянного УЗ-сигнала в виде периодически чередующихся светлых / темных "точечных отметок" соответственно. Как видно из представленных на рис. 2 фото, поле фазограмм имеет вертикальный размер (по оси времени от 530 до 600 мкс), определяемый равномерным перемещением луча ЭЛТ по строке развертки сверху вниз, причем изменения его яркости в соответствующие моменты времени регистрируются на фотопленке, образуя на ней вертикальный "след-трассу" электронного луча, который делает видимым фазовую структуру принятого рассеянного сигнала. Следует учесть, что проводились серии измерений по 200 последовательных циклов эхозондирования взволнованной границы раздела, вследствие чего в каждом последующем цикле фоторегистрации было предусмотрено "шаговое" перемещение фотопленки под новый "след-трассу" электронного луча, причем синхронно с возвращением луча ЭЛТ в начальную точку развертки. Это позволяет регистрировать аналогичную информацию в виде последующих 199 реализаций вертикальных и параллельных друг другу "след-трасс" электронного луча, которые в совокупности образуют горизонтальный размер (2 с) фазограммы. Отметим, что вертикальные "след-трассы" электронного луча, располагаясь рядом друг с другом, образуют в верхней части фотографий информативную область светлых / темных полос, визуальный анализ особенностей которых позволяет оценить влияние поверхностного волнения на фазовую структуру рассеянного УЗ-сигнала. Итак, по описанной выше методике измерений были получены шесть фазограмм (рис. 2, справа) для разных величин смещения поверхности бегущей ветровой волной:

- гладкая (фото (а), параметр Рэлея $P_f = 0$ рад);
- слегка взволнованная (фото (b), $h/\lambda = 0.037$, $P_f = 0.24$ рад; фото (c), $h/\lambda = 0.048$, $P_f = 0.3$ рад и фото (d), $h/\lambda = 0.059$, $P_f = 0.37$ рад);
- умеренно взволнованная (фото (e), $h/\lambda = 0.21$, $P_f = 1.34$ рад);
- сильно взволнованная (фото (f), $h/\lambda = 0.347$, $P_f = 2.18$ рад).

Обсудим информацию, отображенную на поле фазограмм. Проведем оценочные расчеты для параметров: глубина расположения обоих ЭАП 0.4 м, время цикла "излучение–прием" $t = (2 \times 0.4 \text{ м}) / 1500 \text{ м/с} = 533 \text{ мкс}$, что соответствует цифрам (535 мкс для акустической оси), представленным на рис. 2. Далее, для УЗ-сигнала с частотой $f = 200 \text{ кГц}$ один период колебаний $T = 1 / 200 \text{ кГц} = 5 \text{ мкс}$. На представленных фазограммах светлые / темные полосы соответствуют положительным / отрицательным полупериодам колебаний. В таком случае в одном малом делении по вертикали 10 мкс должно уложиться два периода колебаний, что визуально должно быть отображено как четыре полосы — две белых и две черных. Далее при длительности импульса УЗ-облучения 35 мкс (пространственная протяженность 5.25 см, 7 периодов или 14 полупериодов колебаний для частоты 200 кГц) вертикальная длина фазограммы должна состоять из семи белых и семи черных полос. Расчеты соответствуют представленным данным, что наиболее отчетливо видно на фото рис. 2, а.

Далее рассмотрим физический принцип регистрации амплитудной информации, содержащейся в полосах фазограмм. Напомним, что в соответствии с принципом Гюйгенса–Френеля точки профиля бегущей ветровой волны на взволнованной границе раздела, облучаемые снизу вверх УЗ-сигналом, становятся источниками переизлучаемых элементарных сферических когерентных / некогерентных волн, при наложении которых осуществляется их интерферирование. Из принципа независимого наложения волновых (колебательных) процессов друг на друга следует, что результирующее смещение частицы водной среды в любой момент времени является геометрической суммой смещений, вызываемых каждым из складывающихся колебательных процессов в отдельности, причем в результирующем колебании как амплитуда, так и фаза зависят от соотношений между фазами слагаемых колебаний. Таким образом, в области регистрации результирующего колебательного УЗ-процесса на апертуре неподвижного правого приемного ЭАП формируется эквивалентная интерференционная картина давлений, преобразуемая в соответствующий электрический сигнал. Уточним, что для возникновения интерференции в водной среде необходимо выполнение определенных условий: одинаковая или кратная частота суммируемых колебательных процессов при совпадении направлений смещения частиц среды распространения, а также постоянство разности фаз переизлучаемых элементарных сферических волн. Отметим, что полностью условия выполняются для эксперимента с гладкой грани-

цей раздела вода–воздух (фото рис. 2, а, параметр Рэлея $P_f = 0$ рад), а в последующих опытах за счет волнения вносятся изменения в разности фаз переизлучаемых элементарных сферических волн (фото (b), $P_f = 0.24$ рад; фото (c), $P_f = 0.3$ рад; фото (d), $P_f = 0.37$ рад; фото (e), $P_f = 1.34$ рад; фото (f), $P_f = 2.18$ рад), что отображается в некотором изменении местоположения светлых / темных "точечных отметок" на вертикальных "след-трассах" электронного луча. Подчеркнем, что в [7] не измеряется неравномерность пространственно-поперечного распределения амплитуды (интенсивности) результирующего рассеянного взволнованной границей УЗ-сигнала, т.к. взаимное расположение обоих ЭАП в процессе эксперимента не изменялось.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАССЕЯНИЯ УЗ-ВОЛН ВЗВОЛНОВАННОЙ ГРАНИЦЕЙ РАЗДЕЛА ВОДА–ВОЗДУХ [7]

Отметим, что вертикальную ось времени можно "отградуировать" в величинах фазового сдвига колебаний. Так, если на 10 мкс укладывается два периода колебаний (две белых и две черных полосы), то это соответствует фазовому сдвигу 4π рад, а расстоянию между серединами соседних белой и черной полос (или ширине полосы) соответствует π рад (180°). Уточним, что нас будет интересовать величина относительного фазового сдвига в течение разных серий измерений, величину которого можно оценить по смещению полос относительно их исходного расположения, т.е. при отсутствии поверхностного волнения. Так, при отсутствии поверхностного волнения на фото рис. 2, а, отображено совпадение во времени периодически чередующихся светлых / темных "точечных отметок" на всех 200 вертикальных "след-трассах" электронного луча. Полученные четкие горизонтальные светлые / темные полосы на фазограмме (фото рис. 2, а) говорят о том, что расфазировка не возникла и положительные / отрицательные полупериоды колебаний хорошо соответствуют друг другу. Как видно из последующих фазограмм, в течение последующих серий измерений светлые / темные полосы начинают хаотично, причем с нарастанием размаха, смещаться как вверх, так и вниз относительно исходно-горизонтального положения. Например, если использовать вертикальную ось времени с разметкой фазового сдвига, то для разных амплитуд поверхностной бегущей ветровой волны визуальная оценка относительной доли смещения полос составляет: для (b), (c) и (d) — от 0.08 до 0.12; для (e) — до 0.4; для (f) — до 0.7, что сопоставимо с фазовыми сдвигами, определяемыми параметрами Рэлея. Известен [1] критерий акустической ровности взволнованной по-

верхности моря — разность хода (фаз) УЗ-сигналов, падающих под углом ϑ и соответственно отраженных верхней и нижней границами поверхностных нерегулярностей, должна быть меньше $\lambda / 4$ ($\pi / 2$ рад). Если учесть то, что в [7] используется величина смещения поверхности относительно невозмущенной границы (половина расстояния между "вершиной" и "подшовой" поверхностного волнения), данные отношения надо уменьшить в два раза — $\lambda / 8$ ($\pi / 4$ рад, или 0.785 рад, это граничное значение параметра Рэлея). Сравним граничное значение параметра Рэлея с имеющимися величинами: если слегка взволнованные состояния границы раздела (фото (b), $P_f = 0.24$ рад $\approx 14^\circ$; фото (c), $P_f = 0.3$ рад $\approx 17^\circ$) и фото (d), $P_f = 0.37$ рад $\approx 21^\circ$) еще ему соответствуют, то для умеренно взволнованного (фото (e), $P_f = 1.34$ рад $\approx 77^\circ$) и сильно взволнованного (фото (f), $P_f = 2.18$ рад $\approx 125^\circ$) состояний — не удовлетворяют. Поясним механизм нарастания фазовых искажений в рассеянных сигналах с увеличением амплитуды ветровой волны (рис. 2, фото). Если облучаемый участок гладкий, отражение будет зеркальным и формируется мощными эхосигналами, пришедшими по кратчайшему расстоянию (рис. 2, а). Распределения фаз колебаний эхосигналов можно отследить при анализе всей фотографической записи — фазограммы. Если облучаемый участок поверхности слегка взволнован, то интенсивная начальная часть эхосигнала формируется отражениями от участков небольших поверхностей, которые расположены нормально к лучам и входят в основной лепесток их индикаторы рассеяния; "хвостовая" часть эхосигнала образуется в результате волновой интерференции запаздывающих эхо-сигналов от большей поверхности облучения (рис. 2, b–d). Так, время распространения эхосигналов для крайних элементов поверхностного волнения (на окружности радиусом 16 см) составляло 575 мкс. Разрушение отмеченной выше фазовой картины для "хвостовой" части рассеянного сигнала — светлая / темная полосы условно соответствуют положительной / отрицательной фазам колебаний — наблюдается уже при времени распространения 570 мкс. Из результатов эксперимента для умеренно взволнованной и сильно взволнованной поверхностей: рис. 2, e, параметр Рэлея $P_f = 1.34$ рад — переход от когерентного к некогерентному рассеянию; рис. 2, f, $P_f = 2.18$ рад — превалирует некогерентное рассеяние. За счет наибольшей "расфазировки" элементами бегущей поверхностной волны максимально некогерентны элементарные сферические УЗ-волны, образующие результирующий отраженный сигнал. В результате на фото (f) отображена существенно искаженная фазограмма, причем в данном случае наблюдается периодическое

смещение начала "след-трасс" относительно упомянутой выше горизонтальной структуры, что обусловлено приближением / удалением набегающих "вершин" и "подошв" поверхностного волнения, т.к. лабораторная установка работает как "обращенный" эхолот — волнограф. Период колебаний границы раздела из фото (f) $\sim 2c/9 = 0.22$ с, среднее значение суммарной амплитуды рассеянных сигналов, приходящих одновременно в точку наблюдения, в определенные моменты времени (например, 537 мкс, 543 мкс и т.д.) близко к нулю, видна вертикальная структура сплошных светлых вертикальных "след-трасс" электронного луча увеличенной длительности.

Степень взволнованности границы раздела однозначно влияет на механизм рассеяния, приводя к изменению стационарного пространственного распределения амплитуды и фазы результирующей УЗ-волны, сформировавшейся в точке приема. Очевидно, что это обусловлено "расфазировкой" элементарных сферических когерентных УЗ-волн, рассеянных границей раздела с изменяющимися геометрическими свойствами, причем рост величин фазовых сдвигов соответствует увеличению амплитуды поверхностной ветровой волны. Как видно из рис. 2, b–d, фазовые сдвиги еще малы и может выполняться условие конструктивной / деструктивной интерференции [10] при формировании рассеянного УЗ-сигнала. Дальнейшее увеличение ветрового воздействия позволяет дополнить когерентное рассеяние некогерентным, и при формировании рассеянного УЗ-сигнала начинает превалировать энергетическое сложение элементарных "расфазированных", т.е. некогерентных, сферических УЗ-волн без интерференционного усиления / ослабления. К сожалению, в [7] представлены экспериментальные результаты по регистрации рассеяния в водном пространстве взволнованной границей раздела лишь для "моночастотного" режима УЗ-облучения. Однако это не снижает впечатление от наглядности отображения полученных результатов, причем из них следует — возможно и "обратное" направление перехода рассеяния — от некогерентного к когерентному — за счет уменьшения частоты f / увеличения длины волны λ УЗ-сигнала, например при "подстройке" данного параметра облучения под существующие условия ветрового волнения на морской поверхности.

ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ ПИА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ РАССЕЯНИЯ УЗ ВЗВОЛНОВАННОЙ ГРАНИЦЕЙ

Режим моностатического обращенного эхолота

Обсудим актуальность данных результатов для оценки перспектив применения ПИА для моностатического облучения взволнованной поверхности водоема под большими углами скольжения (χ до 90°), т.е. обращенного эхолота с режимом параметрического излучения (РПИ). Для начала ответим на вопрос: а можно ли в данных условиях облучения сильно взволнованной поверхности ($\sigma = 0.13$ см, $k\sigma = 1.08$, параметр Рэлея $P_f = 2.18$ рад, рис. 1, f) восстановить стационарность пространственных распределений амплитуды и фазы результирующей УЗ-волны, сформировавшейся в точке приема, в частности фазовую структуру рассеянного сигнала, например, такую как на фото (b) ($\sigma = 0.014$ см, $k\sigma = 0.12$, параметр Рэлея $P_f = 0.24$ рад)? Восстановление фазовой структуры эхосигнала, исходя из рассмотренного эксперимента, означает выполнение критерия акустической ровности для данной сильно взволнованной поверхности, что может быть достигнуто за счет увеличения длины волны λ УЗ-облучения. Сделаем расчет для рис. 1, f, — $k\sigma = 1.08$ и высота неровностей $\sigma = 0.13$ см; нам надо, чтобы $k\sigma$ стало равным 0.12 при $\sigma = 0.13$ см, тогда с учетом

того, что $k_{\text{нов}} = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{нов}}}$, можно записать —

$$\frac{2\pi \times 0.13}{\lambda_{\text{нов}}} = 0.12, \text{ откуда } \lambda_{\text{нов}} = 6.8 \text{ см, что соответ-}$$

ствует частоте облучения $f_{\text{нов}} = 22$ кГц. Далее, выполнимо ли это в описанном эксперименте? Будем считать, что частота используемого УЗ-сигнала $f = 200$ кГц является резонансной для пьезоэлемента излучающего ЭАП, тогда его полоса пропускания около 20%, т.е. 40 кГц. В данном случае при бигармоническом возбуждении пьезоэлемента излучающего ЭАП электрическими сигналами с частотами $f_1 = (200 - 11)$ кГц и $f_2 = (200 + 11)$ кГц, т.е. при формировании ПИА двумя коллинеарными сфазированными пучками волн на качки с данными частотами, генерация ВРЧ $F_- = |f_2 - f_1| = 22$ кГц при распространении к поверхности вполне осуществима и широкополосный излучающий тракт на ВРЧ реализуем.

Отметим еще одно преимущество ПИА при гидроакустическом мониторинге взволнованной поверхности водоема, в частности и в режиме обращенного моностатического эхолота. Как отмечено в [11], для ПИА пространственная структура генерируемого низкочастотного поля ВРЧ характеризуется не только распределением амплитуд звукового давления, но и зависимостью изменений дифракционной фазы, что в совокупности и определяет конфигурацию ее основного лепестка ХН. Особенностью сформированного поля ВРЧ является то, что в гидроакустическом канале отсутствуют резкие осцилляции амплитуды и дифракционной фазы, их пространственные распределения взаимно обусловлены. Так, например, известны результаты экспериментальных измерений поперечных (относительно акустической оси ПИА) амплитудного и фазового распределений ВРЧ ($F = 50, 75, 100, 150$ и 200 кГц) на различных расстояниях, кратных 1, 2, 4 длинам ближней зоны (30 см) для ЭАП накачки с пьезоэлементом диаметром 30 мм и резонансной частотой 1.875 МГц. Из них следует, что для максимальной дистанции из указанных в пределах основного лепестка ХН сформировавшийся волновой фронт для всех указанных низкочастотных сигналов можно считать стабильно плоским, т.е. аналогичен по структуре изображению на фазограмме (рис. 2, а), что является важным при использовании ПИА в качестве широкополосного источника УЗ для проведения гидроакустических измерений.

Продолжим анализ достоинств применения гидроакустической аппаратуры, в которой излучающий тракт снабжен РПИ. Модель ПИА в рамках задачи эхопоиска объектов на мелководье вблизи границ раздела, в частности акустически мягкой (вода–воздух) [12, 13], основана на методе мнимого источника, геометрия и условия которого описаны в [14]. Для ПИА в методе надо учесть, что при отражении на акустически мягкой границе (вода–воздух) оба сигнала накачки с длинами волн $\lambda_1 = c / f_1$, $\lambda_2 = c / f_2$ приобретают фазовый сдвиг на π рад, "излучаются" мнимым источником, который формально находится в воздушной среде. В результате образуется вторая ПИА, которая генерирует в водной среде ВРЧ с той же длиной волны $\Lambda = c / |f_1 - f_2|$, но "противофазную" относительно ранее сформированного первой ПИА (до отражения) низкочастотного сигнала. Исходя из этого, сформированное вторичное гидроакустическое поле в водной среде, в частности результирующий сигнал ВРЧ после отражения от гладкой свободной поверхности [12, 13], представляют как результат интерференции когерентных, но "разноамплитудных" сигналов ВРЧ от обеих ПИА. Уточним, что при моностатическом облучении

границы раздела под углом скольжения $\chi = 90^\circ$, т.е. в режиме обращенного эхолота, физический принцип суперпозиции, т.е. независимого наложения волновых процессов друг на друга, выполняется, а их направлением одновременного распространения от границы раздела в водной среде является нормаль к ней. Для уяснения геометрии моностатического облучения границы раздела обратимся к схеме исследования рассеяния УЗ (рис. 1). На нем: действительный источник — первая ПИА, это левый ЭАП (ТХ), излучающий волны бигармонической накачки f_1, f_2 , и участок водной среды до отражающей границы, в котором эффективно сформирован первый сигнал ВРЧ до рассеяния. Далее мнимый источник — вторая ПИА, зеркальное изображение левого ЭАП в воздушной среде (на рис. 1 не нарисован), лучи от которого "пронизывают сверху вниз" участок границы раздела, и область воды, в которой к приемному правому ЭАП (РЧВ) распространяется УЗ-пучок "расфазированной и противофазной" накачки, неэффективно формируя второй сигнал ВРЧ.

Использование ПИА в рыбопоисковой аппаратуре

Ниже рассмотрим использование ПИА в рыбопоисковой аппаратуре для работы в условиях шельфа при минимальном уровне маскирующей помехи от протяженных границ раздела (вода–воздух) и (вода–дно), что обусловлено возможностью формирования узкого основного лепестка излучения без дополнительных максимумов, т.е. наличием зондирующего поля ВРЧ специфической формы. Основные требования к схемам формирования электрических сигналов накачки для излучающих трактов с РПИ изложены в [11]. В частности, для формирования ПИА в водной среде на ЭАП подаются два или нескольких электрических высокочастотных сигналов, частоты которых находятся в его полосе пропускания. Например, известен рыбопоисковый эхолот "Пескарь" с РПИ, в котором используется одноканальный метод формирования электрических сигналов бигармонической накачки с частотами $f_1 = 250$ кГц и $f_2 = 300$ кГц (что сопоставимо с величиной частоты облучения в [7] — 200 кГц), в результате чего в водной среде совместно распространяются и взаимодействуют сфазированные УЗ-колебания в виде биений. В устройстве используется ЭАП с пьезоэлементом в виде круглого пьезокерамического диска диаметром 65 мм с резонансной частотой $f_0 = 275$ кГц, что обеспечивает в излучении волн накачки следующие параметры ХН: угловая ширина основного лепестка ХН по уровню 0.7 около 6° , что задает на дистанции

50 м пятно засветки в водной среде около 5 м, а также направления относительно акустической оси для первого и второго добавочных максимумов $\alpha_{\max}^{(1)} = 9.6^\circ$, $\alpha_{\max}^{(2)} = 16.8^\circ$ при их относительных уровнях 13% и 6.4% соответственно. Гидроакустический прибор успешно использовался для рыболовства и гидролокации в сложных условиях, в частности для наклонного эхоловства объектов промысла на ВРЧ $F = 50$ кГц в стороне от судноносителя на дистанциях до 50 м при глубине водоема 7–0.1 м, что сопровождалось облучением сигналами накачки взволнованной границы раздела (волнение до 4 баллов) по указанным выше направлениям первого и второго добавочных максимумов на дистанциях около 50 м и 30 м соответственно. Отмечено, что на ВРЧ устройство имеет высокую разрешающую способность и малую мертвую зону, установлен низкий уровень маскирующего действия отражений, в частности поверхностной реверберации. Последнее является существенным отличием от режима эхозондирования на сигналах накачки, при осуществлении которого реверберация полностью маскирует сигналы от целей. Объяснения снижению уровня маскирующего сигнала на ВРЧ в [12] не приведено, между тем с учетом результатов в [7] можно предположить следующее. Так, высокий уровень маскирующей помехи по накачке обусловлен боковым излучением ЭАП, однако расфазировка волн накачки, т.е. нарушение их взаимной когерентности при рассеянии взволнованной границей раздела (вода–воздух) приводит к тому, что эффективность генерации "противофазных" и маскирующих ВРЧ снижается. По сути дела полученный результат можно трактовать как исключение действия мнимых источников на ВРЧ (каждому добавочному максимуму соответствует свой мнимый источник) вследствие того, что взаимодействие

со взволнованной границей раздела нарушает временное и пространственное согласование рассеянных сигналов бигармонической накачки. Этот подход может быть подкреплён известным каждому водителю автомобиля оптическим явлением — на мокрой дороге встречный автомобиль имеет четыре источника света (два от фар и два их мнимых изображения), а на сухой два от фар и воздействие мнимых источников отсутствует. Нетрудно предположить, что именно шероховатость облучаемой границы раздела — дорожного полотна с выравнивающей водяной пленкой или без нее — тут является причиной, т.е. для нашего случая наличие некоторой степени волнения границы раздела приводит к такому уровню расфазировки сигналов накачки от мнимого источника, второго приемноизлучающего антенного устройства (ПАУ), что эффективность генерации "противофазной" ВРЧ существенно снижается.

Применение ПИА в волноизмерительной аппаратуре

Ниже проанализируем возможности применения ПИА как источника низкочастотного УЗ-сигнала в волноизмерительной аппаратуре, например за счет "подстройки" пространственного периода ВРЧ под существующие условия ветрового волнения на морской поверхности, что должно обеспечить режим когерентного рассеяния. Рассмотрим процесс рассеяния коротковолновых сигналов накачки ($\lambda_{1,2} = c / f_{1,2}$ — длины волн) и длинноволновой ($\Lambda = c / F = c / |f_1 - f_2| = |\lambda_1 \lambda_2 / (\lambda_2 - \lambda_1)|$ — длина ВРЧ) компонент УЗ-излучения в ПИА на примере расфазировки ВРЧ, используя изображенный на рис. 3 профиль взволнованной границы раздела.

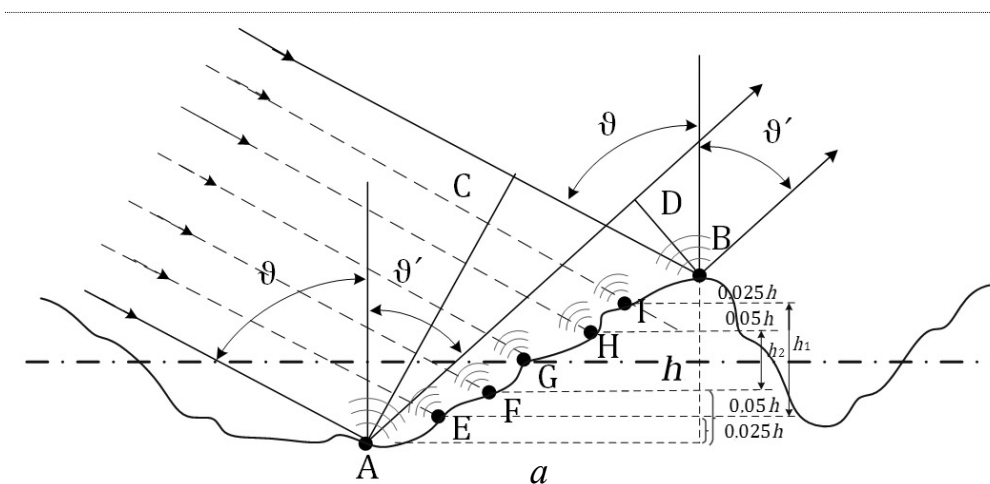


Рис. 3. Геометрия рассеяния УЗ-поля ВРЧ взволнованной границей раздела.

Обозначим через ϑ угол, который падающая ВРЧ образует с нормалью к горизонтальной плоскости — положение невозмущенной границы (изображено штрихпунктирной линией внутри профиля). Отметим, что отрезки AC и BD, перпендикулярные лучам падающих и отраженных ВРЧ (сплошные линии со стрелками), отображают расположение соответствующих волновых фронтов. В данном случае разность хода рассеянных ВРЧ, исходящих от точек A и B взволнованной поверхности под углом ϑ' к нормали, определяется выражением $\Delta = AD - BC = a(\sin \vartheta' - \sin \vartheta) + h(\cos \vartheta' + \cos \vartheta)$, где AD — расстояние, пройденное "нижним сплошным" лучем после отражения от впадины шероховатой поверхности до общего волнового фронта; BC — расстояние, которое должен пройти "верхний сплошной" луч до отражения от вершины шероховатой поверхности, которая находится на указанном выше общем волновом фронте; h и a — параметры профиля ветрового волнения. Если $\vartheta' = \vartheta$, то разность хода будет равна $\Delta = 2h \cos \vartheta$. Если разность хода умножить на волновое число $k_- = 2\pi / \Lambda$ для ВРЧ, то получим разность фаз $\Delta\varphi_{AB} = (2\pi \cdot 2h \cos \vartheta / \Lambda)$, выраженную через длину ВРЧ. Видно, что величина расфазировки, вносимая в ВРЧ при рассеянии точками A и B волнового профиля, зависит от отношения высоты неровностей h к длине Λ ВРЧ, т.е. безразмерного параметра h / Λ , и направления облучения относительно невозмущенной границы. Напомним, что в соответствии с принципом Гюйгенса–Френеля каждая точка волнового профиля, например E, F, G, ..., H, I и т.д., которых также достигает распространяющаяся падающая волна (штриховые линии со стрелками), становится источником элементарных сферических когерентных волн, взаимное наложение которых образует волновой фронт результирующей рассеянной ВРЧ. Используем [1] критерий акустической ровности взволнованной поверхности моря: для точек A и B волнового профиля разность хода Δ должна быть меньше $\lambda / 4$, а разность фаз $\Delta\varphi$ — меньше $\pi / 2$ рад. В нашем случае это длины волн разностной частоты $\Lambda = c / F = c / |f_1 - f_2| = |\lambda_1 \lambda_2 / (\lambda_2 - \lambda_1)|$ и сигналов накачки $\lambda_{1,2} = c / f_{1,2}$. Очевидно, что вследствие того, что длины волн отличаются, то и разности хода (разности фаз) в критерии акустической ровности будут отличаться.

Продолжим для НЧ-компоненты и возьмем граничное значение критерия, тогда $\Delta_F = 2h_F \cos \vartheta = \Lambda / 4$, откуда граничное отношение

$h_F / \Lambda = 1 / (8 \cos \vartheta) = 0.125 / \cos \vartheta$, в котором числитель можно представить в виде суммы одинаковых чисел, например $(0.025 + 0.025 + 0.025 + 0.025 + 0.025)$. Расположим точки I, H, ... на волновом профиле таким образом, чтобы сохранить данное соотношение отрезков для h_F : $0.025 h_F$, $0.05 h_F$ и т.д., что обусловит для них разности фаз:

$$\Delta\varphi_{FBI} = (2\pi \cdot 2 \cdot 0.025 h_F \cos \vartheta / \Lambda) = 18^\circ$$

и $\cos 18^\circ = 0.95$;

$$\Delta\varphi_{FBH} = (2\pi \cdot 2 \cdot 0.05 h_F \cos \vartheta / \Lambda) = 36^\circ$$

и $\cos 36^\circ = 0.812$;

$$\Delta\varphi_{FBI} = (2\pi \cdot 2 \cdot 0.125 h_F \cos \vartheta / \Lambda) = 90^\circ$$

и $\cos 90^\circ = 0$ соответственно (рис. 3).

Применим соотношение из метода векторных диаграмм ($A_{\text{рез}}^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos \Delta\varphi$) для расчета результирующих амплитуд $A_{\text{рез}FBi}$, $A_{\text{рез}FBH}$, $A_{\text{рез}FBI}$ выделенных "пар" элементарных сферических когерентных сигналов ВРЧ при условии примерного равенства амплитуд колебаний $A_{FB} \sim A_{Fi}$, $A_{FB} \sim A_{FH}$, $A_{FB} \sim A_{Fi}$. Итак, $A_{\text{рез}FBi} = \sqrt{2A_{FB}^2 + 2A_{FB}^2 \cos \Delta\varphi_{Bi}} = A_{FB} \sqrt{2(1 + \cos \Delta\varphi_{Bi})} = 1.975 A_{FB}$, $A_{\text{рез}FBH} = 1.9 A_{FB}$, $A_{\text{рез}FBI} = 1.41 A_{FB}$. Очевидно, что в данном случае рассеянные элементами волнового профиля элементарные сферические волны когерентны и их взаимное наложение обусловит формирование при переизлучении интерференционного максимума результирующей ВРЧ в пространстве, что наглядно представлено на рис. 4. На нем в левой половине отображены величины разностей фаз $\Delta\varphi_F$, углы обозначены разными типами линий: $18^\circ = 9^\circ + 9^\circ$ (---), $36^\circ = 18^\circ + 18^\circ$ (.....), $54^\circ = 27^\circ + 27^\circ$ (-.-.-), $72^\circ = 36^\circ + 36^\circ$ (штриховые линии), $90^\circ = 45^\circ + 45^\circ$ (сплошные линии). Справа: в верхней половине — стрелки, отображающие амплитуды колебаний A_{FB} , рассеянные от точки B, в нижней половине — стрелки, отображающие амплитуды колебаний A_F , рассеянные от точек I, H, ..., i; на горизонтальной оси — стрелки, отображающие результирующие амплитуды $A_{\text{рез}FBi}$, $A_{\text{рез}FBH}$, $A_{\text{рез}FBI}$. Полученные результаты не противоречат выводам, представленным в [8], в соответствии с которыми слабощероховатая поверхность коллимированно переизлучает когерентную составляющую УЗ-поля в направлении зеркального отражения. Еще раз подчеркнем, что в нашем случае есть возможность

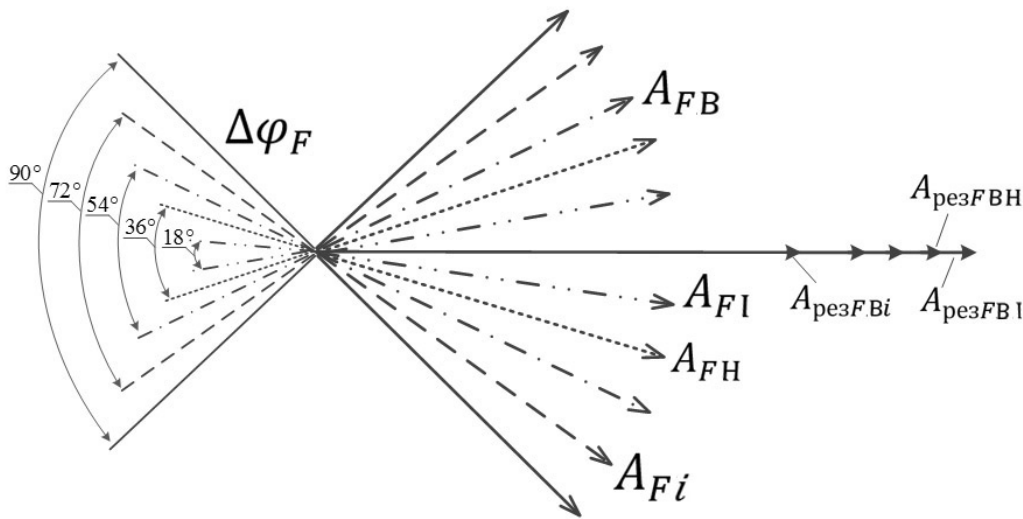


Рис. 4. Векторная диаграмма когерентного рассеяния ВРЧ взволнованной границей раздела.

изменения длины пространственного периода длинноволновой ($\Lambda = c / F = c / |f_1 - f_2| = |\lambda_1 \lambda_2 / (\lambda_2 - \lambda_1)|$ — длина ВРЧ) компоненты УЗ-излучения в ПИА за счет перестройки в излучающем тракте. Судя по векторной диаграмме (рис. 4), режим когерентного рассеяния взволнованной границей раздела может позволить сохранить при переизлучении крайними точками ("подошвы" и "вершины") волнового профиля практически не искаженным основной лепесток ПИА, что можно использовать как информационный признак акустической ровности взволнованной границы раздела в способе измерения параметров взволнованной морской поверхности.

Сопоставим рассеяние коротковолновых компонент излучения ПИА — волн накачки — с длинами волн $\lambda_{1,2} = c / f_{1,2}$ и сигнала ВРЧ с длиной волны $\Lambda = c / F = c / |f_1 - f_2| = |\lambda_1 \lambda_2 / (\lambda_2 - \lambda_1)|$. Для упрощения анализа используем центральную частоту накачки $f_0 = (f_1 + f_2) / 2$, которая обычно совпадает с резонансной частотой пьезоэлемента излучающего ЭАП. Например, для ПИА, используемой в эксперименте [12], сопоставим волновые процессы — накачки с центральной частотой $f_0 = 2$ МГц ($\lambda_0 = 0.75$ мм) и ВРЧ с частотой $F = 200$ кГц ($\Lambda = 7.5$ мм). Очевидно, что, т.к. $\Lambda = 10 \lambda_0$, то значение h_{f_0} , для которого рассеянные элементарные сферические волны будут когерентны, составит десятую часть от h_F . Учитывая данное соотношение длин волновых процессов,

нетрудно определить, что для колебаний рассеянных волн накачки, укладывающихся на $h_F = \Lambda / 4 = 10 \lambda_0 / 4 = 5 \lambda_0 / 2 = 2.5 \lambda_0$, числовые значения разностей фаз также увеличились на порядок, вплоть до максимальной разности фаз $\Delta\varphi_{f_0} = 900^\circ$. Применим еще раз соотношение из метода векторных диаграмм ($A_{\text{рез}}^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \Delta\varphi$) для расчета результирующих амплитуд рассеянных волн накачки при условии примерного равенства амплитуд колебаний, обратив внимание на слагаемое с $\cos \Delta\varphi$, знак которого периодически изменяется от (+) до (–), приводя к тому, что среднее значение косинуса за период будет стремиться к нулю. Это говорит о том, что рассеянные верхней и нижней границами поверхностных возмущений волны накачки расфазированы и некогерентны, в результате чего результат сложения колебаний определяется только их амплитудами и не зависит от фаз.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Еще раз подчеркнем: если рассеянные элементарные сферические волны являются когерентными, то возможно такое пространственное перераспределение УЗ-энергии, как формирование интерференционных максимумов и минимумов, причем, как было отмечено выше, нас интересует наличие именно на перестраиваемой ВРЧ характерного основного лепестка ПИА как информационного признака акустической ровности взволнованной границы раздела в разрабатываемом способе

измерения параметров взволнованной морской поверхности. С другой стороны, так как целью измерений является дистанционная и косвенная оценка размаха смещений взволнованной границы раздела, реальная амплитуда которых заранее неизвестна, то и для ВРЧ при рассеянии возможно формирование некогерентных волновых процессов, в результате чего может наблюдаться в пространстве их энергетическое сложение, что выражается в искажении / разрушении основного лепестка ПИА, что должно быть скомпенсировано снижением значения длины ВРЧ вплоть до появления информационного признака. Исходя из изложенного выше, можно выделить ключевые моменты в предлагаемом способе измерения параметров взволнованной морской поверхности с использованием эффектов нелинейной акустики при широкополосном облучении УЗ-сигналами со стороны дна.

Во-первых, необходимо использовать ПИА, что позволит в водной среде формировать ВРЧ с перестраиваемой длиной волны, соизмеримой с пространственными размерами (амплитуда и протяженность периода колебаний) поверхностного ветрового волнения.

Во-вторых, взаимодействие ВРЧ с верхней и нижней границами поверхностных нерегулярностей, облучаемой площадки взволнованной границы раздела, для которой выполняется (не выполняется) критерий акустической ровности неровной поверхности, должно обеспечить получение рассеянных, но когерентных (некогерентных) и запаздывающих друг относительно друга информационных сигналов ВРЧ.

В-третьих, регистрация поперечного распределения амплитуд рассеянного УЗ-поля на ВРЧ и анализ полученных результатов дает возможность судить о степени расфазировки данных сигналов, переизлученных профилем поверхностного волнения с малой (большой) высотой неровностей.

В-четвертых, для поверхностного волнения на облучаемой площадке границы раздела условие некогерентного рассеяния можно перевести в когерентное за счет применения ВРЧ с большей длиной волны. Данный прием обеспечит: при имеющейся амплитуде поверхностного ветрового волнения уменьшение относительного фазового сдвига, а также увеличение когерентности рассеянных информационных сигналов ВРЧ.

В-пятых, регистрация перехода одного условия рассеяния в другое по наличию / отсутствию информационного признака позволяет дистанционно осуществить оценку параметров морского волнения для обследуемой области границы раздела акватории [15].

Тематика исследований, описанных в данной статье, является продолжением работ [16–19], и соответствует направлению исследований — разработка технических основ приборов, инструментов, систем и методов измерения в области акустики водных сред: излучение, прием и обработка звуковых сигналов, акустический мониторинг водоемов.

СПИСОК ИСТОЧНИКОВ

1. Кудрявцев В.И. Промысловая гидроакустика и рыбо-локация. М.: Пищпром, 1978.
2. Wildt R., editor. Physics of Sound in the Sea, N D R C. SummaryTech Rep Div. 6, Vol. 8. Washington, DC: US Government Printing Office. 1946. URL: <https://www.loc.gov/item/2015490953/>
3. Urlick R.J., Hoover R.M. Backscattering of sound from the sea surface: Its measurement, causes, and application to the prediction of reverberation levels // The Journal of the Acoustical Society of America. 1956. Vol. 28, iss. 6. P. 1038–1042. DOI: 10.1121/1.1908547
4. Dahl P.H. The contribution of bubbles to high-frequency sea surface backscatter: a 24-h time series of field measurements // The Journal of the Acoustical Society of America. 2003. Vol. 113, iss. 2. P. 769–780. DOI: 10.1121/1.1532029
5. Chapman R.P., Harris J.H. Surface backscattering strengths measured with explosive sound sources // The Journal of the Acoustical Society of America. 1962. Vol. 34, iss. 10. P. 1592–1597. DOI: 10.1121/1.1909057
6. Yang Zh., Liu B., Qi L., White P.R., et al. Measurement of bistatic sea surface scattering with a parametric acoustic source // Journal Acoustical Society of America. 2022. Vol. 4 (151). P. 2474–2485. DOI: 10.1121/10.0010160
7. Leong W.K., Kan T.K., Clay C.S. Use of Acoustic Scattering Theory to Interpret Marine Geophysical Data // Research Report No. 71-1, April 1971. 32 p. <https://minds.wisconsin.edu/handle/1793/64951>
8. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеиздат, 1982.
9. Урик Р.Дж. Основы гидроакустики/ Пер. с англ. Л.: Судостроение, 1978. 448 с.
10. Constructive / Destructive Interference [Электронный ресурс]. URL: https://www.phys.uconn.edu/~gibson/Notes/Section5_2/Sec5_2.htm (дата обращения 02.02.2025 г.).
11. Новиков Б.К., Руденко О.В., Тимошенко В.И. Нелинейная гидроакустика. Л.: Судостроение, 1981. 264 с.
12. Новиков Б.К., Тимошенко В.И. Параметрические антенны в гидролокации. Л.: Судостроение, 1989. 256 с.
13. Воронин В.А., Тарасов С.П., Тимошенко В.И. Гидроакустические параметрические системы. Ростов н/Д: Ростиздат, 2004. 400 с.

14. Клей К., Медвин Г. Акустическая океанография: Основы и применения / Пер. с англ. Э.В. Житковской, Р.Ю. Попова. М.: Мир, 1980. 580 с.
15. Волощенко Е.В., Тарасов С.П. и др. Акустический способ измерения параметров движения слоистой морской среды на прибрежной акватории. Патент РФ N2833473 C1. 21.01.2025.
URL: https://www1.fips.ru/registers-doc-view/fips_servlet?DB=RUPAT&DocNumber=2833473&TypeFile=html
16. Волощенко Е.В., Тарасов С.П. и др. Акустический способ и устройство измерения параметров морского волнения. Патент РФ N2721307 C1. 18.05.2020. URL: <https://patenton.ru/patent/RU2721307C1>
17. Волощенко Е.В., Тарасов С.П. Измерение характеристик морского волнения на основе применения эффектов нелинейной акустики // Акустика среды обитания (АСО-2021): материалы Шестой Всероссийской конф. молодых ученых и спец. М: МГТУ им. Баумана, 2021. С. 70–75.
18. Волощенко Е.В., Волощенко В.Ю. Многочастотный доплеровский способ измерений скорости течений в водной среде. Патент РФ N2795579 C1. 05.05.2023.
19. Волощенко Е.В. Повышение эффективности гидроакустических средств обнаружения на прибрежной акватории за счет применения нелинейной акустики // Научное приборостроение. 2024. Т. 34, № 2. С. 67–77. URL: <https://iairas.ru/mag/2024/abst2.php#abst7>

Южный федеральный университет, г. Таганрог

Контакты: Волощенко Елизавета Вадимовна,
voloshchenko.liza@mail.ru

Материал поступил в редакцию 14.03.2025

PARAMETRIC RADIATION ANTENNA FOR HYDROACOUSTIC MONITORING OF THE WATER BODY SURFACE: ANALYSIS OF APPLICATION POSSIBILITIES IN WAVE MEASURING EQUIPMENT (REVIEW)

E. V. Voloschenko, S. P. Tarasov, A. P. Voloschenko

Southern Federal University, Taganrog, Russia

The article considers the use of a parametric radiating antenna (PRA) as a source of a low-frequency ultrasonic signal with tunable characteristics for wave measuring equipment used for hydroacoustic monitoring of the water surface of a coastal area, for example, in remote assessment of the degree of waves when measuring hydroconditions. The results of model experiments on studying the patterns of ultrasonic field scattering during underwater irradiation of both smooth and wind-disturbed water–air interfaces are discussed. The data analysis allowed us to refine the PRA model as a tool for echo detection of objects in shallow water near the acoustically soft water–air interface, employing the imaginary source method. An informative feature is proposed and the basics of the method for measuring the parameters of a rough sea surface using nonlinear acoustics effects are discussed, for example, for the mode of broadband irradiation with ultrasonic signals from the bottom.

Keywords: parametric radiating antenna, nonlinear acoustics, scattering of ultrasonic waves on a rough water–air interface

REFERENCES

1. Kudryavtsev V.I. *Promyslovaya gidroakustika i rybolokatsiya* [Fishing hydroacoustics and fish locating]. Moscow, Pishchprom Publ., 1978. (In Russ.).
2. Wildt R., editor. *Physics of Sound in the Sea*. N D R C. SummaryTech Rep Div. 6, vol. 8, Washington, DC, US Government Printing Office, 1946. URL: <https://www.loc.gov/item/2015490953/>

3. Urick R.J., Hoover R.M. Backscattering of sound from the sea surface: Its measurement, causes, and application to the prediction of reverberation levels. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 1956, vol. 28, iss. 6, pp. 1038–1042. DOI: 10.1121/1.1908547
4. Dahl P.H. The contribution of bubbles to high-frequency sea surface backscatter: a 24-h time series of field measurements. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 2003, vol. 113, iss. 2, pp. 769–780. DOI: 10.1121/1.1532029
5. Chapman R.P., Harris J.H. Surface backscattering strengths measured with explosive sound sources. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 1962, vol. 34, iss. 10, pp. 1592–1597. DOI: 10.1121/1.1909057
6. Yang Zh., Liu B., Qi L., White P.R., et al. Measurement of bistatic sea surface scattering with a parametric acoustic source. *Journal Acoustical Society of America*, 2022, vol. 4 (151), pp. 2474–2485. DOI: 10.1121/10.0010160
7. Leong W.K., Kan T.K., Clay C.S. *Use of Acoustic Scattering Theory to Interpret Marine Geophysical Data*. Research Report No. 71-1, April 1971. 32 p. URL: <https://minds.wisconsin.edu/handle/1793/64951>
8. Brekhovskikh L.M., Lysanov Yu.P. *Teoreticheskie osnovy akustiki okeana* [Theoretical foundations of ocean acoustics]. Leningrad, Gidrometeoizdat Publ., 1982. (In Russ.).
9. Urick R.J. *Principles of underwater* (Russ. Ed.: Urik R.Dzh. *Osnovy gidroakustiki*). Translate from eng. Leningrad: Sudostroenie Publ., 1978. 448 p.).
10. *Constructive and Destructive Interference*. URL: https://www.phys.uconn.edu/~gibson/Notes/Section5_2/Sec5_2.htm (accessed 02.02.2025).
11. Novikov B.K., Rudenko O.V., Timoshenko V.I. *Nelineinaya gidroakustika* [Nonlinear hydroacoustics]. Leningrad, Sudostroenie Publ., 1981. 264 p. (In Russ.).
12. Novikov B.K., Timoshenko V.I. *Parametricheskie anteny v gidrolokatzii* [Parametric antennas in sonar]. Leningrad, Sudostroenie Publ., 1989. 256 p. (In Russ.).
13. Voronin V.A., Tarasov S.P., Timoshenko V.I. *Gidroakusticheskie parametricheskie sistemy* [Hydroacoustic parametric systems]. Rostov-on-Don, Rostizdat Publ., 2004. 400 p. (In Russ.).
14. Medwin H., Clay C.S. *Fundamentals of Acoustical Oceanography* (Russ. Ed.: Klei K., Medvin G. *Akusticheskaya okeanografiya: Osnovy i primeneniya*). Translate Eh.V. Zhitkovskii, R.Yu. Popov. Moscow, Mir Publ., 1980. 580 p.).
15. Voloshchenko E.V., Tarasov S.P., et al. *Akusticheskii sposob izmereniya parametrov dvizheniya sloistoi morskoi sredy na pribrezhnoi akvatorii*. Patent RF no. N2833473 C1 [Acoustic method of measurement of motion parameters of layered marine environment in the coastal water area]. Prioritet 21.01.2025. URL: https://www1.fips.ru/registers-doc-view/fips_servlet?DB=RUPAT&DocNumber=2833473&TypeFile=html (In Russ.).
16. Voloshchenko E.V., Tarasov S.P., et al. *Akusticheskii sposob i ustroystvo izmereniya parametrov morskogo volneniya*. Patent RF no. N2721307 C1 [Acoustic method and device for measuring sea wave parameters]. Prioritet 18.05.2020. URL: <https://patenton.ru/patent/RU2721307C1> (In Russ.).
17. Voloshchenko E.V., Tarasov S.P. [Measurement of sea wave characteristics based on the application of nonlinear acoustic effects]. *Materialy Shestoi Vserossiiskoi konf. molodykh uchenykh i spets.: "Akustika sredy obitaniya (ASO-2021)"* [Proc. 6th All-Russ conf. Young sci. and spec.: "Habitat Acoustics (ASO-2021)"]. Moscow, Bauman MSTU Publ., 2021. pp. 70–75. (In Russ.).
18. Voloshchenko E.V., Voloshchenko V.Yu. *Mnogochastotnyi doplerovskii sposob izmerenii skorosti techenii v vodnoi srede*. Patent RF no. N2795579 C1 [Multi-frequency Doppler method of current velocity measurements in aquatic environment]. Prioritet 05.05.2023. (In Russ.).
19. Voloshchenko E.V. [The nonlinear acoustics application for increasing sonar's efficiency on shelf]. *Nauchnoe Priborostroenie* [Scientific Instrumentation], 2024, vol. 34, iss. 2, pp. 67–77. URL: <https://iairas.ru/mag/2024/abst2.php#abst7> (In Russ.).

Contacts: *Voloshchenko Elizaveta Vadimovna*,
voloshchenko.liza@mail.ru

Article received by the editorial office on 14.03.2025

INTRODUCTION

At present, the range of promising civil tasks that can be effectively solved with the help of hydroacoustic systems of active location with parametric radiation mode (PRM), i.e., equipped with a parametric radiating antenna (PRA), has become established in practice: marine geology, geoacoustics, based on the analysis of stratification of bottom sediments and determination of the bottom structure, search for fish accumulations near water and bottom surfaces in shallow water, environmental monitoring of water resources, for example, when monitoring the condition of pipelines covered by a layer of bottom soil or the degree of siltation of port waters, canals, fairways, etc. It should be emphasized that the PRA, due to the possibility of forming highly directed radiation of waves with difference frequency (WDF) in the long-wave tunable range, is promising for use in solving the inverse problem of ultrasonic wave scattering — determining the parameters of a rough interface based on the characteristics of the scattered secondary hydroacoustic field. The development of technical foundations for wave-measuring hydroacoustic equipment with the RPM for hydroacoustic monitoring of a reservoir surface is a pressing task; however, this topic, like the problem of studying WDF scattering by a rough water-air interface, remains open.

For a quantitative assessment of ultrasonic scattering by the sea surface back to the radiation point, the concept of the surface backscattering coefficient $m_s = \overline{P'} / I_0 S$ is used, where I_0 is the intensity in an incident ultrasonic wave on an uneven surface S ; and $\overline{P'}$ is the average power scattered by the section S in the direction to the radiation point and calculated per unit solid angle [1]. The relevance of the study of the interaction of ultrasonic vibrations with this interface is due to the problem of fluctuations in signal amplitudes at the reception point due to multiple reflections from the sea surface and bottom; the results were obtained by using interference antennas of hydroacoustic equipment and are described in the literature [2–4]. However, it should be noted that only the amplitude characteristics of the envelopes of scattered signals are used to obtain data on the rough surface; in the receiving paths, due to the detection of scattered signals, information on the phase structure is lost. For example, experiments on the study of reverberation in the open sea at a frequency of 60 kHz are described in [3]. Given conditions: ultrasound wavelength of 2.5 cm, identical emitting and receiving electroacoustic transducers (EAT) with a diameter of 10.7 cm each, an angular width of the main lobe of the directivity characteristic (DC) at a level of 0.7 about 14°, at a distance of 40 m

the illumination spot at the interface is about 10 m and in a wide range of grazing angles (from 5° to 90°). A dependence of the backscattering strength (from –25 dB to –50 dB) by the sea surface on the wind speed (change ranges of 2.6–9 m/s), the root-mean-square displacement of the surface relative to the undisturbed boundary of 0.045–1 m, respectively, and the grazing angle was found. Three ranges of grazing angle values were identified, for each of which its own scattering mechanism was proposed. Limitations caused by the increase in the mass and size of interference antennas and interference from the seabed have led to the fact that measurements of backscattering from the sea surface at low frequencies are usually carried out in the deep open sea using non-directional (mainly explosive) radiation sources in the range of 400–6400 Hz [5]. It should be noted that scattering from the sea surface is optimally measured using directional ultrasound sources in order to reduce the masking effect of volume and bottom reverberations, as well as to reduce the area of the irradiation site, and it is desirable to ensure the constancy of this value in the required frequency range. To improve the accuracy and detail of measurements, it is possible to use the effects of nonlinear acoustics, in particular, to use hydroacoustic equipment equipped with a radiating path with a PRA. In [6] the results of a series of experiments on measuring the patterns of scattering of difference frequency waves (DFW) by the sea surface in shallow water are presented using a bistatic oblique sounding scheme: the source of long-wave ultrasound radiation is a PRA with a 0.6×0.5 m rectangular EAT, the receiver is a horizontal linear antenna (HLA).

REVIEW OF THE EXPERIMENT ON LABORATORY OBSERVATIONS OF ULTRASONIC WAVE SCATTERING BY A WAVED WATER-AIR INTERFACE [7]

A laboratory experiment was described in [7] in which the scattering of ultrasonic waves by a waved water-air interface was modeled (Fig. 1), and an original scheme for visualizing phase and amplitude distortions in re-radiated signals was proposed (Fig. 2).

Fig. 1. Scheme of the study of ultrasonic scattering [7].

Analysis of the results can be useful for developing the technical foundations of wave-measuring hydroacoustic equipment with the PRM.

Fig. 2. Photographs showing the time expansion of "pings" scattered over surfaces with different roughness [7].

The area sweep was plotted and expanded to show individual phases: the positive phase is light and the negative phase is dark; echo signal characteristics are shown for smooth surfaces (a); slightly rough surfaces (b), (c) and (d); intermediate rough surface (e) and rough surface (f)

However, the paper [7] does not provide experimental dependences on the measurement of angular distributions of the amplitudes of sound pressure of scattered ultrasonic signals in water space, the analysis of which would allow obtaining indirect information on the degree of agitation of the water surface. As noted in [8], the nature of scattering by a disturbed surface is determined by the ratio of the mean square displacement of the surface relative to the undisturbed boundary to the ultrasound wavelength, as well as the direction of irradiation. The scattered ultrasonic field consists of coherent and incoherent components, and their quantitative ratio is determined by the Rayleigh parameter $P = 2k\sigma \cos \vartheta = kh \sin \chi$, where $k = 2\pi / \lambda$, λ is the wave number and wavelength of the ultrasound; $\sigma = h / 2$ is the root-mean-square displacement of the surface relative to the unperturbed boundary, equal to half the span h of the profile of the disturbed surface; $\vartheta = (90^\circ - \chi)$ is the angle of incidence, measured relative to the normal to the unperturbed boundary; χ is the grazing angle. The surface is usually considered to be slightly rough at $P \ll 1$ in the ultrasonic field re-radiated in the direction of specular reflection, the coherent component predominates. If $P \gg 1$, then the surface is significantly uneven, the main share of the re-radiated field is contained in the incoherent component.

The scheme of laboratory measurements is given in Fig. 1. The obtained results, phase diagrams, are shown in Fig. 2. The left electroacoustic transducer (Fig. 1, TX) from below in a direction close to the normal, forms an imaginary source [9] in the air medium, and irradiates the water-air interface with tonal ultrasonic pulses of 35 μ s duration at a filling frequency of 200 kHz and a repetition rate of 100 Hz. The right EAT (Fig. 1, RCV) receives scattered ultrasonic signals. Both EATs have directional properties (the angle covering the DC main maximum is about 40°), and their relative position did not change during the experiment. Wind waves on the water surface in the pool were excited by an air flow; their height could be changed by choosing the power of the wind effect (the surface displacement relative to the unperturbed boundary from 0.014 cm to 0.13 cm, the period of water surface oscillations is about 0.2 s). The objec-

tives of the measurements included, in particular, determining the relationship between the height of the traveling wind wave and phase distortions in the re-radiated ultrasonic signals, which made it possible to illustrate the relationship between the coherent and incoherent components in the secondary ultrasonic field. From the output of the receiving EAP, electrical signals entered the gated receiving path, the processing feature of which was the brightness modulation of the beam of the cathode-ray tube (CRT) of the oscilloscope, as a result of which an image of positive / negative half-periods of oscillations of the scattered ultrasonic signal was formed on the screen in the form of periodically alternating light / dark "point marks", respectively. As can be seen from the images shown in Fig. 2 photos, the phasegram field has a vertical size (along the time axis from 530 to 600 μ s), defined by the uniform movement of the CRT beam along the scanning line from top to bottom, and the changes in its brightness at the corresponding moments in time are recorded on the film, forming a vertical "trail-trace" of the electron beam on it, which makes the phase structure of the received scattered signal visible. It should be taken into account that a series of measurements of 200 successive cycles of echo sounding of the excited interface were carried out; as a result, in each subsequent photo recording cycle, a "step" movement of the film under a new "trace-path" of the electron beam was provided, synchronously with the return of the CRT beam to the initial point of the scan.

This allows recording similar information in the form of subsequent 199 realizations of vertical and parallel to each other "trail-traces" of the electron beam, which together form the horizontal size (2 s) of the phasegram. Note that the vertical "trail-traces" of the electron beam, located next to each other, form an informative area of light / dark stripes in the upper part of the photographs, a visual analysis of the features of which allows us to estimate the influence of surface waves on the phase structure of the scattered ultrasonic signal. Thus, according to the measurement technique described above, six phasegrams were obtained (Fig. 2, on the right) for different values of surface displacement by a traveling wind wave:

- smooth (photo (a), Rayleigh parameter $P_f = 0$ rad);
- slightly excited (photo (b), $h / \lambda = 0.037$, $P_f = 0.24$ rad; photo (c), $h / \lambda = 0.048$, $P_f = 0.3$ rad and photo (d) $h / \lambda = 0.059$, $P_f = 0.37$ rad);
- moderately excited (photo (e), $h / \lambda = 0.21$, $P_f = 1.34$ rad);
- strongly excited (photo (f), $h / \lambda = 0.347$, $P_f = 2.18$ rad).

Let us discuss the information shown in the phasegram. Let us perform estimated calculations for the parameters: the depth of both EAPs is 0.4 m, the

"emission–reception" cycle time is $t = (2 \times 0.4 \text{ м}) / 1500 \text{ м/с} = 533 \text{ }\mu\text{s}$, which corresponds to the figures ($535 \text{ }\mu\text{s}$ for the acoustic axis) shown in Fig. 2. Further, for an ultrasonic signal with a frequency of $f = 200 \text{ kHz}$, one oscillation period is $T = 1 / 200 \text{ kHz} = 5 \text{ }\mu\text{s}$. In the presented phasograms, light/dark stripes correspond to positive/negative half-periods of oscillations. In this case, one small vertical division of $10 \text{ }\mu\text{s}$ should fit two periods of oscillations, which should be visually displayed as four stripes — two white and two black. Further, with a pulse duration of ultrasonic radiation of $35 \text{ }\mu\text{s}$ (spatial extent of 5.25 cm , 7 periods or 14 half-periods of oscillations for a frequency of 200 kHz), the vertical length of the phasogram should consist of seven white and seven black stripes. The calculations correspond to the presented data, which is most clearly seen in the photo in Fig. 2, a.

Next, we will consider the physical principle of recording the amplitude information contained in the phasogram stripes. Let us recall that, in accordance with the Huygens–Fresnel principle, the points of the profile of a running wind wave on a rough interface, irradiated from the bottom up by an ultrasonic signal, become sources of re-emitted elementary spherical coherent / incoherent waves, the superposition of which results in their interference. From the principle of independent superposition of wave (oscillatory) processes on each other, it follows that the resulting displacement of a particle of an aqueous medium at any moment in time is the geometric sum of the displacements caused by each of the summed oscillatory processes separately, and in the resulting oscillation both the amplitude and the phase depend on the relationships between the phases of the summed oscillations. Thus, in the area of record of the resulting oscillatory ultrasonic process on the aperture of the fixed right receiving EAT, an equivalent interference pattern of pressures is formed and converted into a corresponding electrical signal. Let us clarify that for interference to occur in an aquatic environment, certain conditions must be met: the same or multiple frequency of the summed oscillatory processes with the coincidence of the directions of displacement of the particles of the propagation medium, as well as the constancy of the phase difference of the re-emitted elementary spherical waves. It should be noted that the conditions are fully met for the experiment with a smooth water-air interface (Fig. 2, a, Rayleigh parameter $P_f = 0 \text{ rad}$), and in subsequent experiments, due to the agitation, changes are introduced in the phase differences of the re-emitted elementary spherical waves (photo (b), $P_f = 0.24 \text{ rad}$; photo (c), $P_f = 0.3 \text{ rad}$; photo (d), $P_f = 0.37 \text{ rad}$; photo (e), $P_f = 1.34 \text{ rad}$; photo (f), $P_f = 2.18 \text{ rad}$), which is reflected in some change in the location of the light / dark

"point marks" on the vertical "trail-traces" of the electron beam. It should be emphasized that in [7] the non-uniformity of the spatial-transverse distribution of the amplitude (intensity) of the resulting ultrasonic signal scattered by the agitated interface is not measured, since the relative position of both EATs did not change during the experiment.

ANALYSIS OF THE RESULTS OF ULTRASONIC WAVE SCATTERING BY A WAVED WATER–AIR INTERFACE [7]

Note that the vertical time axis can be "calibrated" in terms of the phase shift of the oscillations. Thus, if two oscillation periods (two white and two black stripes) fit into $10 \text{ }\mu\text{s}$, this corresponds to a phase shift of $4\pi \text{ rad}$, and the distance between the centers of adjacent white and black stripes (or the width of the stripe) corresponds to $\pi \text{ rad}$ (180°). Let us clarify that we will be interested in the value of the relative phase shift during different measurement series, which value can be estimated by the displacement of the stripes relative to their initial location, i.e., in the absence of surface waves. Thus, in the absence of surface waves, the photo (Fig. 2, a) shows the coincidence in time of periodically alternating light / dark "point marks" on all 200 vertical "trail-trace" of the electron beam. The obtained clear horizontal light / dark stripes on the phaseogram (Fig. 2, a) indicate that the dephasing did not occur and the positive / negative half-periods of the oscillations correspond well to each other. As can be seen from the subsequent phasograms, during the subsequent series of measurements, the light / dark stripes begin to shift chaotically, with an increase in amplitude, both upwards and downwards relative to the initial horizontal position. For example, if we use the vertical time axis with the phase shift marking, then for different amplitudes of the surface traveling wind wave, the visual estimate of the relative share of the band shift is: for (b), (c) and (d) — from 0.08 to 0.12; for (e) — up to 0.4; for (f) — up to 0.7, which is comparable with the phase shifts determined by the Rayleigh parameters. There is a known [1] criterion of acoustic smoothness of the rough sea surface — the difference in the path (phases) of ultrasonic signals incident at an angle ϑ and correspondingly reflected by the upper and lower boundaries of surface irregularities, should be less than $\lambda / 4$ ($\pi / 2 \text{ rad}$). If we take into account that in [7] the value of the surface displacement relative to the unperturbed boundary is used (half the distance between the "peak" and "base" of the surface waves), these ratios should be halved — $\lambda / 8$ ($\pi / 4 \text{ rad}$ or 0.785 rad , this is the boundary value of the Rayleigh parameter). Let us compare the boundary value of the Rayleigh parameter with the available values: if the slightly excited states of the interface (photo (b), $P_f = 0.24 \text{ rad} \approx 14^\circ$; photo (c), $P_f = 0.3 \text{ rad} \approx$

$\approx 17^\circ$) and photo (d), $P_f = 0.37 \text{ rad} \approx 21^\circ$) still correspond to it but the moderately excited (photo (e), $P_f = 1.34 \text{ rad} \approx 77^\circ$) and strongly excited (photo (f), $P_f = 2.18 \text{ rad} \approx 125^\circ$) states do not satisfy it. Let us explain the mechanism of the increase in phase distortions in scattered signals with an increase in the amplitude of the wind wave (Fig. 2, photo). If the irradiated area is smooth, the reflection will be specular and formed by powerful echo signals that arrived along the shortest distance (Fig. 2, a). The phase distributions of the echo signal oscillations can be traced by analyzing the entire photographic record — the phasogram. If the irradiated area of the surface is slightly agitated, then the intense initial part of the echo signal is formed by reflections from areas of small surfaces that are located normally to the beams and are included in the main lobe of their scattering indicatrix; the "tail" part of the echo signal is formed as a result of wave interference of delayed echo signals from a larger irradiated surface (Fig. 2, b–d). The echo signal propagation time for the extreme elements of surface agitation (on a circle with a radius of 16 cm) was $575 \text{ } \mu\text{s}$. The deconstruction of the above-mentioned phase pattern for the "tail" part of the scattered signal — the light / dark bands conventionally correspond to the positive / negative phases of the oscillations — is observed already at a propagation time of $570 \text{ } \mu\text{s}$. From the experimental results for moderately agitated and strongly agitated surfaces: Fig. 2, e, the Rayleigh parameter $P_f = 1.34 \text{ rad}$ — the transition from coherent to incoherent scattering; Fig. 2, f, $P_f = 2.18 \text{ rad}$ — incoherent scattering prevails. Due to the greatest "dephasing" of the elements of the traveling surface wave, the elementary spherical ultrasonic waves that form the resulting reflected signal are maximally incoherent. As a result, the photo (f) displays a significantly distorted phase diagram, and in this case a periodic shift of the "trail-trace" beginning relative to the mentioned above horizontal structure is observed, which is caused by the approaching / moving away of the oncoming "peaks" and "bottoms" of the surface waves, since the laboratory setup operates as an "inverted" echo sounder — wave recorder. The period of oscillations of the interface on the photo (f) is $\sim 2c/9 = 0.22 \text{ c}$, the average value of the total amplitude of the scattered signals arriving simultaneously at the observation point, at certain moments in time (for example, $537 \text{ } \mu\text{s}$, $543 \text{ } \mu\text{s}$, etc.) is close to zero, the vertical structure of continuous light vertical "trail-trace" of the electron beam of increased duration is visible.

The degree of agitation of the interface clearly affects the scattering mechanism, leading to a change in the stationary spatial distribution of the amplitude and phase of the resulting ultrasonic wave formed at the reception point. Obviously, this is due to the "dephasing" of elementary spherical coherent ultrasonic

waves scattered by the interface with changing geometric properties, with the growth of the phase shift values corresponding to an increase in the amplitude of the surface wind wave. As can be seen from Fig. 2, b–d, the phase shifts are still small, and the condition of constructive / destructive interference [10] can be fulfilled during the formation of the scattered ultrasonic signal. A further increase in the wind effect allows coherent scattering to be supplemented by incoherent scattering, and during the formation of the scattered ultrasonic signal, the energy summation of elementary "dephased" ones, i.e., non-coherent, spherical ultrasonic waves without interference amplification / attenuation. Unfortunately, in [7] the experimental results on recording scattering in the water space of a disturbed interface are presented only for the "monofrequency" mode of ultrasonic irradiation. However, this does not reduce the impression of the clarity of the display of the obtained results, and it follows from them that the "reverse" direction of the transition of scattering is also possible — from non-coherent to coherent — due to a decrease in frequency f / increase in the wavelength λ of the ultrasonic signal, for example, when "tuning" this irradiation parameter to the existing conditions of wind waves on the sea surface.

PROSPECTS FOR APPLICATION OF PRA FOR STUDYING ULTRASONOUS SCATTERING BY A WAVED BOUNDARY

Monostatic inverted echo sounder mode

Let us discuss the relevance of these results for assessing the prospects of using PRA for monostatic irradiation of a waved surface of a reservoir at large grazing angles (χ up to 90°), i.e., an inverted echo sounder with parametric radiation mode (RPM). To begin with, let us answer the question: is it possible, under the given conditions of irradiation of a highly agitated surface ($\sigma = 0.13 \text{ cm}$, $k\sigma = 1.08$, Rayleigh parameter $P_f = 2.18 \text{ rad}$, Fig. 1, f), to reconstruct the stationarity of the spatial distributions of the amplitude and phase of the resulting ultrasonic wave formed at the reception point, in particular the phase structure of the scattered signal, for example, such as in photo (b) ($\sigma = 0.014 \text{ cm}$, $k\sigma = 0.12$, Rayleigh parameter $P_f = 0.24 \text{ rad}$)? Reconstruction of the phase structure of the echo signal, based on the experiment considered, means fulfilling the acoustic flatness criterion for this highly agitated surface, which can be achieved by increasing the wavelength λ of the ultrasonic irradiation. Let us make a calculation for Fig. 1, f, — $k\sigma = 1.08$ and the height of the irregularities $\sigma = 0.13 \text{ cm}$; we need $k\sigma$ to become equal to 0.12 at

$\sigma = 0.13$ cm, then taking into account that $k_{\text{HOB}} = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{HOB}}}$,

we can write — $\frac{2\pi \times 0.13}{\lambda_{\text{HOB}}} = 0.12$, whence $\lambda_{\text{HOB}} = 6.8$ cm, which corresponds to the irradiation frequency $f_{\text{HOB}} = 22$ kHz. Further, is this feasible in the described experiment? Let us assume that the frequency of the used ultrasonic signal $f = 200$ kHz is resonant for the piezoelectric element of emitting EAT, then its bandwidth is about 20%, i.e., 40 kHz. In the event of biharmonic excitation of the piezoelectric element of emitting EAT by electrical signals with frequencies $f_1 = (200 - 11)$ kHz and $f_2 = (200 + 11)$ kHz, i.e., when forming a PRA by two collinear phased beams of pump waves with these frequencies, the WDF generation $F_- = |f_2 - f_1| = 22$ kHz during propagation to the surface is quite feasible and a broadband radiating path using WDF is realizable.

Let us note another advantage of the PRA in hydroacoustic monitoring of a rough surface of a reservoir, in particular in the mode of an inverted monostatic echo sounder. As noted in [11], for a PRA, the spatial structure of the generated low-frequency WDF field is characterized not only by the distribution of the amplitudes of the sound pressure but also by the dependence of the changes in the diffraction phase, which together determines the configuration of the DC main lobe. A feature of the formed WDF field is that there are no sharp oscillations of the amplitude and diffraction phase in the hydroacoustic channel, their spatial distributions are mutually determined. For example, the results of experimental measurements of the transverse (relative to the acoustic axis of the PRA) WDF amplitude and phase distributions ($F = 50, 75, 100, 150$ and 200 kHz) at various distances multiple of 1, 2, 4 lengths of the near zone (30 cm) for the pumping EAT with a piezoelectric element of 30 mm in diameter and a resonant frequency of 1.875 MHz are known. It follows from them that the formed wave front for all the indicated low-frequency signals can be considered stably flat for the maximum distance in terms of main lobe DC. It means that this front is similar in structure to the image on the phasogram (Fig. 2, a), which is important when using the PRA as a broadband ultrasound source for conducting hydroacoustic measurements.

Let us continue the analysis of the advantages of using hydroacoustic equipment which radiating path is equipped with a RPM. The PRA model, purposed for echo detection of objects in shallow water near interfaces, in particular, acoustically soft (water–air) [12, 13], is based on the imaginary source method, the geometry and conditions of which are described in [14]. For using PRA according to the method, it is necessary to take into account that when reflected at

an acoustically soft boundary (water–air), both pumping signals $\lambda_1 = c / f_1$, $\lambda_2 = c / f_2$ with wavelengths acquire a phase shift by π rad and are "radiated" by an imaginary source, which is formally located in the air environment. As a result, a second PRA is formed, which generates a WDF with the same wavelength $\Lambda = c / |f_1 - f_2|$ in the aquatic environment but in "antiphase" relative to the previously formed first PRA (before reflection) low-frequency signal. Based on this, the secondary hydroacoustic field formed in the aquatic environment, in particular the resulting WDF signal after reflection from a smooth free surface [12, 13], is represented as a result of interference of coherent, but "different-amplitude" WDF signals from both PRA. Let us clarify that with monostatic irradiation of the interface at a grazing angle of $\chi = 90^\circ$, i.e., in the inverted echo sounder mode, the physical principle of superposition, i.e., independent overlapping of wave processes on each other, is fulfilled, and the direction of their simultaneous propagation from the interface in the aquatic environment is the normal to it. To clarify the geometry of monostatic irradiation of the interface, let us turn to the scheme of studying the scattering of ultrasound (Fig. 1). On it: the real source is the first PRA, this is the left EAT (TX), emitting biharmonic pumping waves f_1, f_2 , and the section of the water medium up to the reflecting boundary, in which the first WDF signal is effectively formed before scattering. Then the imaginary source is the second PRA, a mirror image of the left EAT in the air medium (not shown in Fig. 1), which rays "penetrate from top to bottom" the section of the interface, and the region of water, where the ultrasound beam of "dephased and antiphased" pumping propagates to the receiving right EAT (RCV), inefficiently forming the second WDF signal.

Use of PIA in fish-finding equipment

Below we will consider the use of PIA in fish-finding equipment for operation in shelf conditions with a minimum level of masking interference from extended boundaries of the (water–air) and (water–bottom) interfaces, which is due to the possibility of forming a narrow main radiation lobe without additional maxima, i.e., the presence of a WDF probing field of a specific shape. The main requirements for the circuits for forming electrical pumping signals for radiating paths with RPM are set out in [11]. In particular, to form PRA in an aquatic environment, two or more electrical high-frequency signals are fed to the EAT, the frequencies of signals are within its passband. For example, one knows the fish-finding PRM echo sounder "Peskar", which uses a single-channel method of generating electrical signals of biharmonic pumping with frequencies $f_1 = 250$ kHz and

$f_2 = 300$ kHz (which is comparable with the value of the radiation frequency in [7] — 200 kHz), as a result phased ultrasonic oscillations in the form of beats are jointly propagated and interact in the aquatic environment. The device uses an EAT with a piezoelectric element in the form of a round piezoceramic disk with a diameter of 65 mm and a resonant frequency of $f_0 = 275$ kHz, which provides the following parameters of the DC in the radiation of pump waves: the angular width of the main lobe of the DC at a level of 0.7 is about 6° , which sets a spot of irradiation in the aquatic environment of about 5 m at a distance of 50 m, as well as directions relative to the acoustic axis for the first and second additional maxima of $\alpha_{\max}^{(1)} = 9.6^\circ$, $\alpha_{\max}^{(2)} = 16.8^\circ$ with their relative levels of 13% and 6.4%, respectively. The hydroacoustic device was successfully used for fish searching and hydrolocation in difficult conditions, in particular for inclined WDF ($F = 50$ kHz) echo search of fishing objects away from the carrier vessel at distances of up to 50 m at a reservoir depth of 7–0.1 m, which was accompanied by irradiation of the agitated boundary of the section (waves up to 4 points) with pumping signals in the above-mentioned directions of the first and second additional maxima at distances of about 50 m and 30 m, respectively. It is noted that the device has a high resolution and a small dead zone on WDF; a low level of masking effect of reflections, in particular surface reverberation. The latter is a significant difference from the echo sounding mode using pump signals, during which reverberation completely masks signals from targets. No explanation for the decrease in the level of the masking signal on the WDF is given in [12], however, taking into account the results in [7], the following can be assumed. Thus, the high level of masking interference during the pump is due to the lateral radiation of the EAT, however, the dephasing of the pump waves, i.e., the violation of their mutual coherence during scattering by the agitated interface (water–air) leads to the fact that the efficiency of generating "antiphase" and masking WDF is reduced. In fact, the obtained result can be interpreted as the exclusion of the effect of imaginary sources on the WDF (each additional maximum has its own imaginary source) due to the fact that the interaction with the excited interface violates the temporal and spatial coordination of the scattered signals of the biharmonic pumping. This approach can be supported by an optical phenomenon known to every car driver — on a wet road, an oncoming car has four light sources (two from the headlights and two from their imaginary ones), and on a dry road, two from the headlights and no effect of the imaginary sources. It is easy to assume that it is the roughness of the irradiated interface — the road surface with or without a leveling water film — that is the cause here, i.e., in our

case, the presence of a certain degree of disturbance of the interface leads to such a level of dephasing of the pump signals from the imaginary source, the second receiving–emitting antenna device, that the efficiency of generating "antiphase" WDF is significantly reduced.

Application of PRA in wave-measuring equipment

Below, we will analyze the possibilities of using PRA as a source of a low-frequency ultrasonic signal in wave-measuring equipment, for example, by "adjusting" the spatial period of the WDF to the existing conditions of wind waves on the sea surface, which should ensure the coherent scattering mode. Let us consider the process of scattering of short-wave pump signals ($\lambda_{1,2} = c / f_{1,2}$ — wavelengths) and long-wave ($\Lambda = c / F = c / |f_1 - f_2| = |\lambda_1 \lambda_2 / (\lambda_2 - \lambda_1)|$ — WDF length) components of ultrasonic radiation in PRA using the example of WDF dephasing and the profile of the disturbed interface shown in Fig. 3.

Fig. 3. Geometry of scattering of the WDF ultrasonic field by the agitated interface.

Let us denote by ϑ angle that the incident WDF forms with the normal to the horizontal plane — the position of the unperturbed interface (shown by the dash-dotted line inside the profile). Note that the segments AC and BD, perpendicular to the rays of the incident and reflected WDF (solid lines with arrows), display the location of the corresponding wave fronts. In this case, the difference in the path of the scattered WDF emanating from points A and B of the excited surface at an angle ϑ' to the normal is determined by the expression $\Delta = AD - BC = a(\sin \vartheta' - \sin \vartheta) + h(\cos \vartheta' + \cos \vartheta)$, where AD is the distance traveled by the "lower solid" ray after reflection from the trough of the rough surface to the common wave front; BC is the distance that the "upper solid" ray must travel before reflection from the top of the rough surface, which is on the above-mentioned common wave front; h and a — wind wave profile parameters. Based on the fact that the path difference must be a positive value, it is clear that a can take any values. Therefore, if $\vartheta' = \vartheta$, then the path difference will be equal to $\Delta = 2h \cos \vartheta$. If the path difference is multiplied by the wave number $k_- = 2\pi / \Lambda$ for the WDF, then we obtain the phase difference $\Delta\varphi_{AB} = (2\pi \cdot 2h \cos \vartheta / \Lambda)$, expressed through the WDF length. It is clear that the magnitude of the dephasing introduced into the WDF during scattering by points A and B of the wave profile depends on

the ratio of the irregularity height h to the WDF length Λ , i.e., the dimensionless parameter h / Λ , and the direction of irradiation relative to the unperturbed boundary. Recall that in accordance with the Huygens–Fresnel principle, each point of the wave profile, for example, etc., which is also reached by the propagating incident wave (dashed lines with arrows), becomes a source of elementary spherical coherent waves, which mutual superposition forms the wave front of the resulting scattered WDF. We use [1] the criterion of acoustic flatness of the rough sea surface: for points A and B of the wave profile the path difference Δ must be less than $\lambda / 4$, and the phase difference must be less than $\pi / 2$ rad. In our case, these are the wavelengths of the difference frequency $\Lambda = c / F = c / |f_1 - f_2| = |\lambda_1 \lambda_2 / (\lambda_2 - \lambda_1)|$ and pumping signals $\lambda_{1,2} = c / f_{1,2}$. Obviously, since the wavelengths differ, the path differences (phase differences) in the criterion of acoustic flatness will also differ.

Let us continue for the LF component and take the boundary value of the criterion, then $\Delta_F = 2h_F \cos \vartheta = \Lambda / 4$, the boundary ratio $h_F / \Lambda = 1 / (8 \cos \vartheta) = 0.125 / \cos \vartheta$, in which the numerator can be represented as a sum of identical numbers, for example $(0.025 + 0.025 + 0.025 + 0.025 + 0.025)$. Let us arrange the points I, H, ... on the wave profile in such a way as to preserve this ratio of the segments for h_F : $0.025 h_F$, $0.05 h_F$ etc., which will determine for them the phase differences $\Delta \varphi_{FBI} = (2\pi \cdot 2 \cdot 0.025 h_F \cos \vartheta / \Lambda) = 18^\circ$ and $\cos 18^\circ = 0.95$;
 $\Delta \varphi_{FBH} = (2\pi \cdot 2 \cdot 0.05 h_F \cos \vartheta / \Lambda) = 36^\circ$ and $\cos 36^\circ = 0.812$;
 $\Delta \varphi_{FBI} = (2\pi \cdot 2 \cdot 0.125 h_F \cos \vartheta / \Lambda) = 90^\circ$ and $\cos 90^\circ = 0$ respectively (Fig. 3).

Let us apply the ratio from the vector diagram method ($A_{\text{pes}}^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos \Delta \varphi$) to calculate the resulting amplitudes $A_{\text{pes}FBI}$, $A_{\text{pes}FBH}$, $A_{\text{pes}FBI}$ of the selected "pairs" of elementary spherical coherent signals of the WDF, provided that the amplitudes of the oscillations $A_{FB} \sim A_{FI}$, $A_{FB} \sim A_{FH}$, $A_{FB} \sim A_{Fi}$. Thus, $A_{\text{pes}FBI} =$
 $= \sqrt{2A_{FB}^2 + 2A_{FB}^2 \cos \Delta \varphi_{BI}} = A_{FB} \sqrt{2(1 + \cos \Delta \varphi_{BI})} =$
 $= 1.975 A_{FB}$, $A_{\text{pes}FBH} = 1.9 A_{FB}$, $A_{\text{pes}FBI} = 1.41 A_{FB}$. It is obvious that in this case the elementary spherical waves scattered by the elements of the wave profile are coherent and their mutual superposition will cause the formation of an interference maximum of the resulting WDF in space during re-emission, which is

clearly shown in Fig. 4. In the left half of the figure, the phase differences $\Delta \varphi_F$, are shown; the angles are indicated by different types of lines: $18^\circ = 9^\circ + 9^\circ$ (---), $36^\circ = 18^\circ + 18^\circ$ (.....), $54^\circ = 27^\circ + 27^\circ$ (---), $72^\circ = 36^\circ + 36^\circ$ (dashed lines), $90^\circ = 45^\circ + 45^\circ$ (solid lines). On the right: in the upper half — there are arrows displaying the amplitudes of oscillations A_{FB} scattered from point B, in the lower half — there are arrows displaying the amplitudes of oscillations A_F scattered from points I, H, ..., i; on the horizontal axis — there are arrows displaying the resulting amplitudes $A_{\text{pes}FBI}$, $A_{\text{pes}FBH}$, $A_{\text{pes}FBI}$. The obtained results do not contradict the conclusions presented in [8], according to which a slightly rough surface WDF re-radiates the coherent component of the ultrasonic field in a collimated manner in the direction of specular reflection. We emphasize once again that in our case there is a possibility to change the length of the spatial period of the long-wave ($\Lambda = c / F = c / |f_1 - f_2| = |\lambda_1 \lambda_2 / (\lambda_2 - \lambda_1)|$ — WDF length) component of ultrasonic radiation in the PRA due to restructuring in the radiating path. Judging by the vector diagram (Fig. 4), the coherent scattering mode of the agitated interface can allow the main lobe of the PRA and the extreme points ("bases" and "peaks") of the wave profile to be preserved practically undistorted during re-radiation, which can be used as an informational sign of the acoustic evenness of the agitated interface in the method of measuring the parameters of the agitated sea surface.

Fig. 4. Vector diagram of coherent scattering of the WDF by an excited interface.

Let us compare the scattering of the short-wave components of the PRA radiation — the pump waves — with wavelengths $\lambda_{1,2} = c / f_{1,2}$, and the WDF signal — with wavelength $\Lambda = c / F = c / |f_1 - f_2| = |\lambda_1 \lambda_2 / (\lambda_2 - \lambda_1)|$. To simplify the analysis, we use the central pump frequency $f_0 = (f_1 + f_2) / 2$, which usually coincides with the resonant frequency of the piezoelectric element of emitting EAT. For example, for the PRA used in the experiment [12], we compare the wave processes — pumping with a central frequency $f_0 = 2$ MHz ($\lambda_0 = 0.75$ mm) and WDF with a frequency $F = 200$ kHz ($\Lambda = 7.5$ mm). Obviously, since $\Lambda = 10 \lambda_0$, the value of h_{f_0} for which the scattered elementary spherical waves will be coherent will be one tenth of h_F . Taking into account this ratio of the lengths of the wave processes, it is easy to determine that for oscillations of the scattered pump waves,

fitting $h_F = \Lambda / 4 = 10 \lambda_0 / 4 = 5 \lambda_0 / 2 = 2.5$, the numerical values of the phase differences also increased by an order of magnitude, up to the maximum phase difference $\Delta\varphi_{f_0} = 900^\circ$. Let us once again apply the relationship from the method of vector diagrams ($A_{\text{res}}^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \Delta\varphi$) to calculate the resulting amplitudes of the scattered pump waves under the condition of approximate equality of the oscillation amplitudes, paying attention to the term $\cos \Delta\varphi$, the sign of which periodically changes from (+) to (–), leading to the fact that the average value of the cos ine over the period will tend to zero. This indicates that the pump waves scattered by the upper and lower boundaries of the surface disturbances are out of phase and incoherent, as a result of which the result of the addition of oscillations is determined only by their amplitudes and does not depend on the phases.

CONCLUSION

We emphasize once again: if the scattered elementary spherical waves are coherent, then such a spatial redistribution of ultrasonic energy as the formation of interference maxima and minima is possible, and, as noted above, we are interested in the presence of a characteristic main lobe of the PRA on the tunable WDF as an informational sign of the acoustic evenness of the rough interface in the developed method for measuring the parameters of a rough sea surface. On the other hand, since the purpose of the measurements is a remote and indirect assessment of the range of displacements of the agitated interface, which real amplitude is not known in advance, then the WDF, during scattering, can form incoherent wave processes, as a result of which their energy addition can be observed in space, which is expressed in the distortion / destruction of the main lobe of the PRA, which, in turn, should be compensated for by reducing the WDF length value until an information feature appears. Based on the above, it is possible to highlight the key points in the proposed method for measuring

the parameters of a rough sea surface using the effects of nonlinear acoustics with broadband irradiation by ultrasonic signals from the bottom.

Firstly, it is necessary to use the PRA, which allows the formation of a WDF with a tunable wavelength in the aquatic environment, and commensuration with the spatial dimensions (amplitude and duration of the oscillation period) of surface wind waves.

Secondly, the interaction of the WDF with the upper and lower boundaries of surface irregularities, the irradiated area of the agitated interface, for which the criterion of acoustic evenness of a rough surface is satisfied (or not satisfied), should ensure receiving of scattered, but coherent (incoherent) and lagging relative to each other information signals of the WDF.

Thirdly, recording the transverse distribution of the amplitudes of the scattered WDF ultrasonic field and analyzing the results obtained makes it possible to judge the degree of dephasing of these signals re-radiated by the profile of surface waves with a small (large) height of irregularities.

Fourthly, for surface waves on the irradiated area of the interface, the incoherent scattering condition can be converted into a coherent one by using a WDF with a longer wavelength. This technique ensures a decrease in the relative phase shift in the case of the existing amplitude of surface wind waves, as well as an increase in the coherence of the scattered WDF information signals.

Fifthly, recording the transition of one scattering condition to another due to the presence / absence of an information feature allows for remote assessment of the parameters of sea waves for the surveyed area of the interface of the water area [15].

The subject of the research described in this article is a continuation of the works [16–19], and corresponds to the direction of research — the development of technical foundations of devices, instruments, systems, and methods of measurement in the field of acoustics of aquatic environments: radiation, reception, and processing of sound signals, acoustic monitoring of water bodies.