

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
Р С Ф С Р

ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ РАДИОФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ (НИРФИ)

Препринт № 117

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИНТЕНСИВНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ
СИГНАЛОВ

В.Е. Фридман

Горький - 1978 г.

А н н о т а ц и я

В обзоре по материалам иностранной печати последних лет анализируются источники широкополосных сигналов, основные области их применения и требования к методам их расчета. Рассматриваются эмпирические и аналитические методы расчета параметров гидроакустических сигналов и изучаются работы, в которых используются указанные методы. Анализируются эксперименты в натурных и лабораторных условиях.

1. Источники мощных широкополосных сигналов и основные области их применения

В обзоре освещается круг вопросов, связанных с распространением гидроакустических сигналов от подводных взрывных источников (ПВИ). Распространение таких сигналов имеет ряд особенностей связанных с проявлением нелинейных эффектов. Здесь, в первую очередь, необходимо выделить наличие дополнительной нелинейной диссипации на ударном фронте, а также изменение формы волны из-за нелинейного взаимодействия различных спектральных компонент. Основное внимание в обзоре уделяется сравнению экспериментальных и теоретических законов изменения параметров интенсивных гидроакустических сигналов. Размерности всех величин и функциональных зависимостей даются в системе СИ. Библиография включает работы иностранных авторов, выполненные в последние годы.

1.1. Источники мощных широкополосных сигналов.

В настоящее время основными источниками мощных широкополосных сигналов являются заряды взрывчатых веществ. Детонация заряда обеспечивает широкополосный гидроакустический импульс давления, состоящий из ударного фронта, спадающего участка и последующих осцилляций, определяемых пульсацией газового пузыря, являющегося продуктом взрыва. При взрыве химических взрывных веществ фронт волны детонации распространяется со скоростью $6000 + 8000$ м/с; температура за фронтом волны достигает 4000 К. На поверхности взрывчатого вещества детонационная волна вызывает мощную акустическую ударную волну [1]. Хотя физическая картина генерации звука подводными взрывными источниками в общих чертах известна, тем не менее непрерывно продолжают проводиться более детальные исследования с целью определения количественных соотношений между параметрами сигнала и ПВИ. Так например, недавно сообщалось об эксперименте с ПВИ TNT весом $3,6$ кг, $21,8$ кг и $453,6$ кг [2,3]. В этих экспериментах измерялись профили волны давления для двух глубин подрыва ПВИ. При ре-

гистратии использовались керамический гидрофон и турмалиновый пьезоэлектрический датчик. По результатам измерений в ближнем поле определялись нелинейные эффекты, влияющие на уровень звукового поля. В ходе экспериментов определялся также уровень энергии в спектре и исследовалась модуляция спектра при отражении от поверхности. Исследования звукового поля от ПВИ проводятся еще и при разработке новых взрывных источников. Так сообщается об использовании 50000 ПВИ с высокой повторяемостью интенсивности в узкой полосе частот 25–3000 Гц при контроле глубины подрыва [4]. Значительной по ширине спектральной полосой обладает гидроакустический импульсный источник звука, о котором сообщается в работе 5; длительность импульса 40 мкс, ширина спектра от 20 Гц до 100 КГц.

Другим типом источника подводного звука является разрыв, находящийся под определенным давлением, газовой полости. Обычно это стеклянные сферы, заполненные газовой смесью [6, 7]. Одним из многообразных применений таких сфер является сопровождение аппаратуры, устанавливаемой на дне: при столкновении с дном сфера взрывается и генерирует акустический сигнал, который указывает место контакта аппаратуры с дном. Сферы собирают из двух одинаковых одинаковых полушарий, шов между которыми запаивают. Используя также набор из двух сфер, одна из которых имеет ослабленный шов и является детонатором для другой сферы [6]. В цитируемой работе описано применение стеклянных сфер диаметром 0,432 м, 0,88 м и 0,235 м с толщиной стенок порядка 0,01 м. Эксперименты проводились как в лабораторных, так и природных условиях. В первом случае давление меняли со скоростью примерно $5 \cdot 10^4$ Па/с (скорость погружения 1м/с соответствует изменению давления 10^4 Па/с). При природных измерениях глубина подрыва сфер составляла около 3000 м. Некоторые результаты экспериментов будут приведены ниже.

Источником подводного звука является также искровой разряд. При пробое водного промежутка между двумя электродами резко увеличивается величина тока, и, следовательно, температура. Это вызывает формирование ударной волны давления вокруг искрового канала в воде [8].

Существуют и другие типы излучателей мощных гидроакустических импульсных сигналов: к ним относятся мощные антенны и источники, использующие лазерную генерацию акустических волн [9, 10]. Можно также отметить некоторые природные процессы (например, подвижка грунта при землетрясении), вызывающие формирование импульсов давления. Излучателями гидроакустических импульсов могут являться инженерные сооружения и суда. Так например, движущееся с ускорением тело излучает в среду импульс давления состоящий из ударного

фронта и последующего спада до величины, меньшей невозмущенного давления [11].

1.2. Основные области применения и требования к методам расчета гидроакустических сигналов от взрывных источников.

ПВИ находят самое широкое применение в системах локации; связи; при исследовании свойств водной среды, ее гидрологии; при геологических исследованиях поддонных образований и т.п. Для решения указанных задач проводится теоретическое и экспериментальное изучение распространения взрывных волн в реальном океане. Сюда относятся определение глубины источника по наблюдению спектра акустического сигнала на больших расстояниях [2-14], измерение уровня мощности при передаче сигнала на малые и большие расстояния [15-16, 43, 44], исследования, связанные с зондированием дна сигналами от взрывных источников (см. например, [17, 18, 43]). Публикуются также работы по расчету влияния акустического сигнала на объекты. Так в [19] рассчитывается модовая структура вибрирующей тела и ее связь с периодами пульсаций газового пузыря. Отмечаются эксперименты по измерению мгновенной деформации объектов, которые подвергались воздействию гидроакустического сигнала от взрывных источников различного веса, глубины детонации и положения относительно объекта [19].

Совершенствование методов расчета параметров гидроакустических сигналов от ПВИ идет по пути учета все большего количества факторов, влияющих на акустический сигнал. Тем самым теоретические модели приближаются к реальным условиям. Отметим, в первую очередь, учет реальной гидрологии и наличие поверхности океана и его дна [15, 20-23]. Необходимость учета указанных факторов связана непосредственно с расчетом параметров гидроакустических сигналов, а также с определением относительной роли различных эффектов: например, модуляция спектров из-за многолучевого распространения и из-за взаимодействия переднего ударного фронта с пульсациями газового пузыря [15]. Кроме того важным является исследование поведения сигнала ПВИ в особых точках формируемых лучевой структурой, например, в преакустической области, где следует ожидать больших значений поля [22]. В другую группу факторов, определяющих изменение параметров гидроакустического сигнала, входят различные диссипативные механизмы: вязкость, релаксация; рассеяние, которые уменьшают уровень сигнала и приводят к затуханию соответствующих частотных компонент. Так молекулярная вязкость и высокочастотная релаксация, связанная с наличием солей и микропузырьков газа, вызывает затухание высокочастотных компонент спектра. Низкочастотная релаксация, по-видимому, вызывает аномальное

высокое затухание участка спектра от единиц до десятков герц [20, 21, 24-27], [45-47]. В работах последнего времени особое внимание обращается на распределение по глубине параметров, определяющих затухание. Описываются эксперименты по измерению зависимости от величины ρH , характеризующей процесс диссоциации солей, от глубины океана; тем самым определяется изменение глубинной частоты релаксации [20, 45]. В другом эксперименте определяется плотность пузырьков размером 15-300 микрон на различных глубинах. Концентрация пузырьков определяется по затуханию акустического сигнала в диапазоне 5-160 КГц. Проводились также измерения суточного изменения концентрации пузырьков на глубинах 5, 10, 15, 20 и 36 м [21, 47]. Серьезный интерес вызывают результаты сравнения средних данных большого числа экспериментов по затуханию взрывных и тональных сигналов [24]. Показывается, что затухание тонального сигнала на низких частотах ниже, чем затухание сигналов ПВИ. Если этот факт подтвердится в дальнейших исследованиях, то можно предположить, что кроме релаксационных потерь имеются потери, связанные с нелинейным взаимодействием различных спектральных компонент при распространении возмущения давления от ПВИ.

Нелинейность является важнейшим фактором, определяющим трансформацию спектра и изменение параметров гидроакустического сигнала при его распространении. Нелинейные эффекты имеют кумулятивный характер; накапливаясь они приводят к изменению формы волны. Следовательно даже на сравнительно больших расстояниях от ПВИ необходим учет нелинейных эффектов [23]. Параметр нелинейности, который определяет скорость нелинейных искажений гидроакустического сигнала зависит от термодинамических параметров океанической среды (температуры, солености и т.д.) и от концентрации пузырьков газа [28]. Так с ростом температуры параметр нелинейности нарастает. Более значительный рост параметра нелинейности имеет место при увеличении концентрации микропузырьков газа в воде: при объемной концентрации пузырьков порядка 10^{-4} - 10^{-5} параметр нелинейности увеличивается более чем на два порядка (среднее значение параметра нелинейности в морской воде - 3,8). Во многих случаях, например в приповерхностном слое при наличии шторма концентрация пузырьков резко увеличивается по сравнению со средней концентрацией в этом районе океана. Следовательно при распространении гидроакустического сигнала необходим учет изменений нелинейного параметра. Для этого принципиальным является знание гидрологии и тем самым знание зависимости невозмущенного параметра нелинейности от глубины.

2. Методы расчета параметров интенсивных гидроакустических сигналов

Здесь рассматриваются эмпирические соотношения, связывающие параметры гидроакустического сигнала и его спектра с расстоянием, весом и типом заряда и глубиной его подрыва. Обращается также внимание на выполнение в последнее время задачи, использующие соотношения. Кратко уделяется внимание теоретическому подходу к расчету поля давления от взрывных источников.

2.1. Эмпирические соотношения для параметров гидроакустического сигнала.

Хотя общая физическая картина распространения взрывных волн известна давно [1], в настоящее время непрерывно производится уточнение и обобщение различных физических представлений, связанных с генерацией, распространением, затуханием и трансформацией поля давления от ПВИ. Форма звукового сигнала от ПВИ изображена на фиг. 1. Передняя ударная волна достаточно хорошо аппроксимируется выражением $p(t) = P_s \exp(-t/\theta)$, где P_s — величина возмущения давления на фронте ударной волны, θ — постоянная времени экспоненциального импульса. В приближении экспоненциального импульса существуют эмпирические соотношения, основанные на теории размерности, связывающие величины P_s , θ , импульса $i = \int_0^{\infty} p(t) dt$ и плотности потока энергии $e = (\rho c)^{-1} \int_0^{\infty} p^2(t) dt$ (ρ и c — плотность и скорость звука морской воды) с расстоянием и весом заряда. Эти соотношения получены при обработке большого количества экспериментальных результатов с ПВИ TNT (или подобного вещества), при его подрыве на незначительной глубине в натуральных испытаниях или в лабораторных условиях. Соотношения для указанных величин имеют следующий вид:

$$P_s = K_1 (Q^{1/3}/R)^\alpha, \quad \theta/Q^{1/3} = K_2 (R/Q^{1/3})^\beta \quad (1)$$

$$i/Q^{1/3} = K_3 (Q^{1/3}/R)^\delta, \quad e/Q^{1/3} = K_4 (Q^{1/3}/R)^\delta$$

Здесь Q — вес заряда (кг), R — расстояние от центра взрывного источника (м). Постоянные K_1 – K_4 и показатели α – δ сведены в таблицу 1.

В первой и второй колонке таблицы даются результаты авторов работы [29]. В первой колонке помещены данные с ПВИ из тетрила [8], во второй — данные, полученные при работе со взрывчатым веществом Nabel Dynamite type 6, состоящим из 70% азидата (соль азотистоводородной кислоты) и 30% тринитрорезорцината [29]. В остальных колонках приведены результаты других авторов:

3 - Jensen [29], 4 - Cole [1], 5 - Arons [31], 6 - Slička, Fazley [29], 7 - Roche [42]. В таблице также приводится интервал величины $R/Q^{1/3}$ в экспериментах разных авторов. Среднеквадратичный разброс экспериментальных данных около соотношений (1) не превышает $\pm 10\%$ [30]. Однако отдельные экспериментальные результаты лежат вне этого интервала, особенно некоторые измерения постоянной времени θ , которые отличаются от величины, полученной при использовании соответствующего соотношения (3), более чем на 20% (см. [31]).

Эмпирические соотношения для параметров пульсации газового пузыря также получены в результате обработки значительного количества экспериментальных данных при взрывах ПВИ на больших глубинах. Эти соотношения связывают параметры пульсаций газового пузыря (фиг. 1) в весов заряда ТНТ и глубиной детонации [13, 30].

$$\begin{aligned} P_1 &= 92,8 (Q^{1/3}/R), & P_2 &= 0,22 P_1 \\ t_0 &= 0,278 Q^{1/3}/z^{5/6}, & \tau_1 &= 0,55 Q^{1/3}/z^{5/6} \\ T_1 &= 2,17 Q^{1/3}/z^{5/6}, & T_2 &= 3,7 Q^{1/3}/z^{5/6} \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $P_{1,2}$ - амплитуды возмущений давления при пульсациях газового пузыря (Па); Q - вес заряда (кг); R - расстояние от центра заряда (м); $z = D + 10,07$ м; D - глубина детонации заряда (м); t_0 - длительность ударной волны (с); $T_{1,2}$ - периоды первой и второй пульсаций газового пузыря (с); τ_1 - длительность положительной фазы первой пульсации (с).

2.2. Спектры гидроакустических сигналов от ПВИ.

Уровень плотности спектральной энергии гидроакустического сигнала ($\text{дж}/\text{м}^2\text{с}$) определяется весом заряда (кг), глубиной (м) и является функцией нормированной частоты f/f_1 , где f_1 - частота пульсации газового пузыря (Гц). На этой частоте уровень спектра максимален, что связано с совместным вкладом в спектр ударной волны и следующими за ней пульсациями газового пузыря. Соотношения для уровня максимальной энергии E_{\max} на частоте f_1 , для уровня E спектральной области при $f < f_1$ и для величины f_1 даются следующими выражениями [16, 30]:

$$\begin{aligned} 10 \log (E_{\max}/Q^{4/3}) &= 61,7 - 6,2 \log z; & f_1 &= 0,46 \frac{z^{5/6}}{Q^{1/3}}, & (3) \\ 10 \log (E/Q^{4/3}) &= 10 \log (E_{\max}/Q^{4/3}) - 26,7 \log (f/f_1) \cdot (f < f_1). \end{aligned}$$

На частотах $f \approx \frac{1}{T}$ основной вклад в спектр дает ударная волна. Зависимость уровня энергии в этом диапазоне частот от глубины пропорциональна $H^{1/6}$. Эмпирические формулы (8) получены в результате обработки данных нескольких экспериментов, в которых использовались ПВИ, расположенные на больших глубинах. Прием сигналов осуществлялся как на поверхности над источником [80], так и на больших от него горизонтальных расстояниях [16]. В последнем случае эксперименты проводились в водах Новой Зеландии. Приемники звукового сигнала располагались на всей звуковой канале (глубина расположения приемников менялась от одного до 2,5 км). Глубина детонации менялась от 80 м до 8 км. Расстояние вдоль канала между ПВИ и приемниками составляло 82,5 км. В эксперименте применялись одиночные заряды ТНТ весом 0,45; 0,81; 25,5 и 180 кг, а также ансамбли из 4 и 16 зарядов весом 0,45 кг.

Зависимость уровня спектральной энергии от частоты, без учета пика основной газовой пульсации, представляет плавнопадающую функцию (фиг. 2). Спектр рассчитан по кривой $p(t)$, полученной в эксперименте с ПВИ типа В [29]. Малый всплеск в спектре на частоте около 110 КГц является результатом влияния резонансной частоты гидрофона. Пульсации газовой пульсации, как отмечалось, вносят основной вклад в низкочастотную область. Спектр в этом случае модулирован, что является результатом резонансного взаимодействия ударной волны и нескольких пульсаций газовой пульсации (фиг. 3). Спектр получен от взрывного источника ТНТ весом 0,81 кг; детонируемого на глубине 245 м. Принятый прямой сигнал от этого источника проходил через НЧ фильтр с шириной полосы порядка 300 Гц [15]. Отмечается, что с увеличением веса и уменьшением глубины подрыва (см. (2) и (3)) временной интервал между пульсациями возрастает, следовательно, частота пульсаций уменьшается. Влияние отражения сигнала от поверхности океана сказывается также на модуляции низкочастотной части спектра [15]. На фиг. 4 показан спектр энергии прямого и отраженного от поверхности гидроакустического сигнала от ПВИ ТНТ весом 0,81 кг, детонируемого на глубине 18,3 м.

Экспериментальный материал по намеренно спектров взрывных сигналов еще далеко не полон. Непрерывно ведутся исследования уровня сигналов ПВИ разного веса. Так сообщается об экспериментах со взрывными источниками весом 31 и 45 г тетрила и 0,45 и 0,81 кг ТНТ. [32]. Взрывные источники располагались на глубине от 20 до 200 м. Расстояние между ПВИ и приемником составляло 1,5 км. Измерялся спектр энергии на частотах ниже двойной частоты первой пульсации газовой пульсации и проводилось сравнение полученных результатов с масштабными законами (3). Кроме того автор сообщения [32]

предложил некоторую универсальную модель спектра энергии на низких частотах для ТНТ и взрывных источников подобного типа, которая также основана на масштабном соотношении, учитывающем вес и глубину погружения зарядов. В другом эксперименте, проведенном в конце 1974 г., использовались ПВИ ТНТ весом 0,81 кг и 31 кг [33]. Глубина детонации также менялась в интервале 20–200 м, а регистрация производилась гидрофоном, помещенным на 300 м ниже уровня детонации. Проводилось измерение уровня спектральной энергии в полосе 10–1600 Гц. Отмечается, что для источника весом 0,81 кг результаты на 5 Дб отличаются от расчетов по формулам, предложенным Вестоном [34] (или по формулам (3); для источника весом 31 г отличие от расчетов выше и составляет 20 дб.

2.3. Определение глубины детонации ПВИ.

Обычно применяемые за рубежом ПВИ детонируют на глубинах, имеющих разброс порядка $\pm 10\%$ от заданной глубины. Однако, как уже упоминалось, уровень спектральной энергии может быть известен с высокой точностью только при достаточно точном контроле глубины подрыва зарядов. Эта и другие задачи вызывают необходимость создания методов определения глубины детонации ПВИ, особенно при приеме сигнала на больших расстояниях от источника. Таким методом может являться использование соотношений (2) и (3), которые позволяют по характерному периоду спектра точно определить глубину детонации зарядов [18]. Точность определения глубины таким методом, как сообщается, не меньше 15 см. Суть расчетов заключается в следующем: если представить гидродинамическую волну от ПВИ в виде суммы взрывной ударной волны $P(t)$ и пульсации газового пузыря $P_1(t - T_1) + P_1(T_1 - t)$, то спектр мощности сигнала в точке приема будет иметь следующий вид:

$$\hat{P}(f) = |\hat{P}(f)|^2 + 4 |P_1(f)|^2 \cos^2 \varphi_1(f) + 4 |\hat{P}(f)| |P_1(f)| \cos \varphi_1(f) \cos [2\pi f T_1 - \varphi(f)].$$

Здесь $\hat{P}(f) = |\hat{P}(f)| e^{i\varphi(f)}$ — Фурье-спектр ударной волны, выраженный через спектральные амплитуду и фазу. Аналогично представляется и спектр $\hat{P}_1(f)$ пульсации газового пузыря. Теперь можно выделить модуляцию спектра мощности принятого сигнала:

$$M(f) = 2 \cos [2\pi f T_1 - \varphi - \varphi_1] + 2 \cos [2\pi f T_1 - \varphi + \varphi_1], \quad (4)$$

Если определить обратное Фурье-преобразование от функции $M(f)$, то получим модуляционную функцию $c(t) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} M(f) e^{-2\pi f t} df \right|$, для которой можно определить характерное время T_s , при котором модуляционная функция максимальна. В отсутствие фазовых сдвигов ($\psi = \psi_1 = 0$) функция $c(t)$ локализована в $t = T_s = T_1$; частотно-зависимый сдвиг фаз ψ и ψ_1 вызывает локализацию $c(t)$ в момент времени $t = T_s + T_1$. Если фазы линейно зависят от частоты $\psi(f) = \text{const} + 2\pi f \epsilon$, $\psi_1(f) = \text{const} + 2\pi f \epsilon_1$ (такие зависимости часто имеют место в реальных условиях при экспериментах с ПВИ), то максимум модуляционной функции $c(t)$ находится в $t = T_1 - \epsilon$, а ее эффективная ширина заключена в интервале $\Delta t = \epsilon + \epsilon_1$. Обработка экспериментальных результатов полученных с помощью ПВИ ТНТ весом 0,81 кг на номинальной глубине 18,8 м и принятых на расстояниях 460-570 км и 1160-1900 км дала величину константы $\epsilon = 2,8$ мс. Отмечается, что величина ϵ того же порядка, что и постоянная времени θ ударной волны. После определения характерного времени T_s глубина подрыва D источника определяется на соотношения (2) для T_1 . При указанном весе ПВИ использовалось выражение для глубины в виде: $D = 2,25 (T_1 + \epsilon)^{-1,2} = 10,07$ (м). В эксперименте проводилось 80 регистраций на расстояниях 460-570 км и 40 регистраций на расстояниях 1160-1900 км. Полученные из этих регистраций данные по глубине подрыва хорошо согласуются с результатами независимых прямых измерений на малых расстояниях, которые проводились параллельно.

2.4. Гидроакустические сигналы от газовых сфер.

Рассмотрим теперь результаты цитируемого в п.1.1. недавнего эксперимента по распространению воли давления при подрыве стеклянных сфер заполненных газом. В отличие от ПВИ газовые сферы генерируют импульс давления $p(t)$, в котором пульсации практически не имеют место (фиг. 8). Причем для сфер различного диаметра и внутреннего давления наблюдается хорошая повторяемость формы сигнала. В генерируемом при взрыве сфер импульсе давления условно можно выделить четыре временных интервала: время характерного спада давления T_1 , длительность отрицательной фазы T_2 , характерная ширина ударной волны давления T_3 , длительность ударной волны T_4 . В таблице 2 сведены результаты замеров этих временных интервалов и указывается общая длительность сигналов при использовании сфер разного диаметра. Остальные экспериментальные данные сведены в таблицу 8, где даны глубины подрыва и значения давления на фронте ударной волны и в минимуме отрицательной фазы. При рас-

чете давления принималась во внимание сферическая расходимость сигнала от источника, но влияние профиля скорости звука не учитывалось. Некоторые различия между одинаковыми сферами диаметром 43,2 см объясняются тем, что сферы №№ 1-3 имели внутреннее давление воздуха $7 \cdot 10^4$ Па; в десять раз больше, чем другие сферы. Отмечается, что хотя отношение минимальной толщины стенок к радиусу у всех практически одинаково, однако глубина подрыва сфер малого диаметра оказалась больше (табл. 3). Регистрация сигналов осуществлялась гидрофоном расположенным на глубине 58 ± 3 м и соединенным с дрейфующим кораблем. Эффективная ширина частотной полосы гидрофона - 5 КГц. Спектральная обработка поля давления $P(t)$ в указанной частотной полосе показала, что спектральная плотность энергии во всех проведенных взрывах имеет сходный характер: минимум спектра лежит около 400 Гц, на участке 300 - 500 Гц спектр понижается на 1 дБ, на 3 дБ спектр понижается на участке 200-800 Гц. В заключение работы делается вывод, что газовые сферы могут быть эффективно использованы для изучения отражения сигналов от океанического дна и при этом может быть получено высокое разрешение.

2.5. Теория слабых ударных волн

Перейдем теперь к обзору аналитических методов расчета параметров гидроакустических сигналов от ПВИ. В основном аналитические методы в гидроакустике взрывных волн были разработаны около 25 лет назад (см. [1]). Подход к расчету взрывных волн был основан на законе движения ударного фронта, скорость которого отличается от значения невозмущенной скорости звука и определяется возмущением давления на фронте ударной волны и параметром нелинейности среды. Используя закон движения ударного фронта, а также упрощающие условия однородности и безграничности среды и отсутствия диссипативных эффектов удается определить зависимость параметров ударной волны от пройденного ею расстояния. Эти зависимости включают в себя эффекты дополнительной нелинейности диссипации на фронте ударной волны, что эквивалентно феноменологическому учету высокочастотных диссипативных процессов (например, малой молекулярной вязкости и теплопроводности). Зависимость от расстояния пикового давления (форма теории Кирквуда-Бете [1] или формула Ландау [35]) имеет вид:

$$P_s = \frac{K}{\left(\frac{R}{a}\right) \left[\ln \left(\frac{R}{a_0}\right) \right]^{1/2}}$$

(5)

Здесь давление P_s и константа K имеют размерность (Па); расстояние R от ПВИ и его радиус a имеют размерность (м). Формула (5) описывает асимптотическую зависимость пикового давления в ударной волне от расстояния при $R \gg a$. Дополнительным предположением при выводе (5) является однополярность ударного импульса i на больших расстояниях, т.е. необходимость, чтобы площадь кривой $P(t)$ вблизи источника не равнялась нулю (это требование вообще говоря противоречит теории распространения сферических ударных волн [35]). Кроме того разрыв в ударной волне должен соединять значения возмущенного давления с невозмущенным (это не всегда выполняется из-за наличия области пониженного давления впереди ударной волны). Отметим, что профиль давления в ударной волне и пульсациях газового пузыря имеет импульс близкий к нулю, в то время как в приближении экспоненциальной волны импульс отличен от нуля; следовательно описание импульса i взрывной волны в этом приближении не корректно. Более того асимптотическая зависимость (5) не учитывает в явной форме вид функции давления (например амплитуда экспоненциального, треугольного импульса или импульса любой другой формы будут описываться одним и тем же выражением (5) с различными константами K). Однако самым существенным недостатком соотношения (5) является отсутствие учета изменения параметров океанической среды.

В последние годы появились работы, обобщающие аналитическое выражение и учитывающие реальную гидрологию. Так в работе [36] предлагается соотношение для амплитуды плоской ударной волны, распространяющейся нормально к поверхности океана, т.е. вдоль градиента плавного изменения параметров, среды. Соотношение учитывает изменение с глубиной скорости звука в океане и параметра нелинейности и имеет вид:

$$P_s(D) = K \left\{ \frac{c(D)}{c_0} \right\}^{1/2} \left[\int_{D_0}^D \frac{\alpha(h)}{\alpha_0} \frac{c_0^{5/2} dh}{c^{5/2}(h)} \right]^{-1/2} \quad (6)$$

Здесь $c(h)$ и $\alpha(h)$ — зависимости скорости звука и параметра нелинейности от расстояния в интервале глубин между D_0 и D ; D_0 , α_0 и c_0 — глубина погружения источника плоской волны параметр нелинейности и скорость звука вблизи источника; D — глубина погружения приемника. Очевидно, что прямого применения формула (6) найти не может, поскольку не учитывает кривизны фронта волны. Учет первоначальной сферичности гидроакустического сигнала от ПВИ вызывает необходимость давнейшего учета лучевой структуры поля давления. Этот учет может быть осуществлен в рамках приближения линейных лу-

тей [37]. Предполагается, что нелинейные искажения изменяют форму волны, распространяющейся вдоль линейных лучевых трубок, конфигурация которых определяется пространственной неоднородностью скорости звука и положением источника. Несколько более упрощенный метод расчета предлагается в [38]. В этом сообщении отмечается получение аналитического решения для пикового значения давления P_0 и постоянной времени θ экспоненциальной сферической волны от ПВИ. Отмечается, что формулы имеют простой вид и учитывают величины плотности, скорости звука и параметра нелинейности морской воды. Отмечается достаточно хорошее согласие с выражениями (1) и (5), а также с экспериментальными результатами других авторов. В этой же работе [38] сообщается о выводе выражений, описывающих приближенную формулу волны как функцию расстояния. В другом сообщении [39] предлагается расчетная аналитическая модель волнового поля от ПВИ при любых весе заряда и глубины детонации. Сообщается, что использована техника Фурье-преобразований и дается сравнение предлагаемой модели и экспериментов. К сожалению более подробно эти два кратких сообщения проанализировать не удастся из-за отсутствия в них аналитических выражений.

3. Сравнение теоретического и эмпирического подходов к расчету параметров гидроакустических сигналов от ПВИ

Здесь излагаются результаты сравнения различных подходов к расчету поля давления от ПВИ. Анализируются результаты работ в натуральных условиях и затем рассматриваются лабораторные эксперименты, выполненные с высокой точностью.

3.1. Эксперименты в натуральных условиях

Экспериментальные исследования в условиях реального океана начали проводиться очень давно [1, 31]. Первые результаты позволили сформулировать масштабные законы (1), а результаты последующих экспериментов служили проверкой этих законов и их уточнением. Применяющиеся в натуральных условиях ПВИ имели самый различный вес — от нескольких граммов до сотен килограммов. Прием гидроакустических сигналов от ПВИ осуществлялся на расстояниях от метров и десятков метров до сотен километров [1-5, 13, 15, 16, 30-33]. Тем не менее, как уже отмечалось, до сих пор проводится сравнение экспериментальных результатов натуральных исследований с теоретическими и эмпирическими зависимостями [2, 3, 32, 33, 38, 39]. Это связано в первую очередь, с

наличием в океане трудно учитываемых факторов: лучевой структуры поля, гидрологии, потеря, отражающих поверхностей и рассеивающих объемов (см. п.1.2). Огня факторы, например слабые потери, приводят к незначительному отличию экспериментальных данных от эмпирических или теоретических законов. Другие, например неоднородность среды, определяющая сложную лучевую структуру поля, или наличие отражений от поверхности, океана, резко сказываются на результатах измерений, так это зачастую не приходится говорить даже о качественном согласии экспериментальных результатов и простейшей, проанализированной здесь, теории (см. например [21, 22, 40]). В то же время указанные причины являются определяющими при дальнем и сверхдальнем распространении гидроакустических сигналов от ПВИ в реальном океане.

3.2. Отражение импульсов давления от спокойной поверхности раздела "вода-воздух".

Рассмотрим в этом пункте результаты экспериментов по отражению гидроакустических волн от поверхности океана и теорию, которая предлагается для объяснения этих результатов [40]. В эксперименте использовались взрывные заряды TNT весом 0,45 кг, 141 г и 48 г, детонируемые на глубинах 9-80 м. При этом амплитуда взрывного ударного импульса и величина отраженной волны использовались для расчета потерь при отражении от морской поверхности. На фиг. 6 изображены формы импульсов давления от ПВИ весом 48 г, помещенного на глубинах 15 и 34 м. В отраженных от поверхности импульсах видны искажения, которые вызваны потерями при отражении. Более сильно искажения проявляются для мелкого заряда. А для заряда, детонируемого на большей глубине характерным является резкий отрицательный выброс на фронте отраженного сигнала. Аналогичная картина наблюдается и при отражении сигналов от источников другого веса. Таким образом для достаточно сильных акустических волн поверхность океана не является частотно-независимой "мягкой" границей. Для объяснения экспериментальных результатов авторы работы [40] привлекают кавитационную модель. В воде постоянно имеются зародыши газовых пузырей; когда локальное давление понижается до порогового уровня, эти пузыри расширяются. Предполагается, что источником энергии расширения пузырей служит поле давления волны, отраженной от морской поверхности. Если исходная волна давления достаточно велика, отраженная волна достигает порогового уровня и наступает разрыв жидкости (кавитация) в некоторой точке ниже границы раздела "вода-воздух", который создает слой пузырей. Этот слой является отражательной поверхностью; он поворачивает отраженную волну (отраженная вол-

на запирается между поверхностью и слоем пузырей), а также поворачивает оставшуюся часть падающей волны, которая при отражении создает второй кавитационный слой, расположенный ниже первого слоя (фиг. 7). Такой процесс генерирует последовательные слои кавитации до глубины, на которой интенсивность оставшейся волны становится ниже порогового уровня. Можно вычислить количество и расположение слоев кавитации, если воспользоваться экспоненциальным представлением импульса давления от ПВИ. В линейном приближении распределение давления в пространстве имеет вид:

$$p(x, t) = \begin{cases} P_s \exp\left(-\frac{x+ct}{\lambda}\right) & x+ct > 0 \\ 0 & x+ct < 0 \end{cases} \quad (7)$$

Здесь P_s — пиковое давление в падающей волне, $\lambda = c\theta$ — характеристическая длина импульса, c — скорость звука в воде. Считая, что при $t = 0$ разрыв падающей волны находится на поверхности ($x = 0$), можно определить глубину x_1 , на которой образуется первый слой кавитации (фиг. 7). Для этого необходимо, чтобы в точке x_1 сумма давления отраженной волны $P_r = -P_s$; давления оставшейся части падающей волны $P_s e^{-2x_1/\lambda}$, гидростатического давления $\rho g x_1$ и атмосферного давления P_A равнялась давлению разрыва жидкости. Аналогичным условием определяется вторая и все последующие слои кавитации. Если пренебречь гидростатическим давлением (расчеты показывают, что слои кавитации располагаются вблизи поверхности) и считать давление разрыва воды близким к нулю (это имеет место в реальных условиях), то можно получить следующие зависимости: количество слоев N есть целая часть отношения давлений P_s и P_A , глубина первого слоя x_1 и глубина N -го слоя x_N также определяются этими величинами

$$x_1 = -\frac{\lambda}{2} \ln \left[1 - \frac{P_A}{P_s} \right], \quad x_N = \frac{\lambda}{2} \ln \frac{P_s}{P_A} \quad (8)$$

Оценки для ударных волн с максимальным давлением на фронте $2 \cdot 10^8$ Па (20 атм) и характерной длиной $\lambda \approx 15$ см дадут следующие значения:

$$x_N \approx 22,5 \text{ см}, \quad N = 20.$$

Далее в цитируемой работе изучается движение и разрушение слоев кавитации и переизлучение этими слоями волн давления, которые, как считается, и регистрируются приемником. Отмечается, что согласие результатов эксперимента с представленной теорией достаточно полное для волн с амплитудами ниже 10^8 Па. При больших значениях давления на фронте ударной волны длительность

отраженной волны становится выше, чем дают теоретические расчеты. Выдвигается предположение, что при высоких давлениях внутри слоев может происходить вторичная кавитация.

3.3. Учет лучевой структуры при расчете и измерении поля давления.

Существенное отличие формы взрывных сигналов от экспоненциальной наблюдалось при измерениях в стратифицированном океане [22]. Эксперименты проводились в Саргассовом море на участке, где глубина достигала 5 км. В этой области профиль скорости звука менялся следующим образом: до глубины 600 м скорость постоянна и равна 1522 м/с, затем происходит (по закону, близкому к линейному) спад до глубины 1200 м, на которой значение скорости звука минимально - 1492 м/с; начиная с этой глубины скорость монотонно линейно нарастает и на глубине 4800 м достигает значения 1540 м/с. Глубина детонации источника в эксперименте составляла 300 м. Соответствующая указанному профилю скорости звука и глубине детонации источника лучевая диаграмма (без учета лучей отраженных от дна) включала каустику, расположенную в области от 42 до 72 км по горизонтали от источника. Причем в области 42-60 км положения каустики менялось по глубине от 3 км до поверхности, а на расстоянии большем 60 км (где имелась точка отражения каустики от поверхности моря) глубина положения каустики симметрично увеличивалась. В эксперименте использовались два корабля: с одного осуществлялась детонация ПВИ ТНТ весом 3,63 кг и 408 кг на глубине 300 м, другой корабль находился на расстоянии примерно 58 км, вблизи точки отражения каустики от поверхности моря, и имел на борту спускаемую систему регистрации, которая состояла из более 100 гидрофонов жестко укрепленных на вертикальной конструкции. Длина вертикальной конструкции около 60 м, а ее максимальное погружение достигало 300 м на расстоянии 58 км от ПВИ. Таким образом, разные гидрофоны измеряли поле давления в теневой зоне, в прикаустической области и на каустике и в области двойного прихода, где фиксировался прямой сигнал и сигнал, испытавший рефракцию в прикаустической области. В работе приводится большое количество осциллограмм поля давления в перечисленных областях и отмечается, что в теневой зоне сигнал от ПВИ весом 3,63 кг имеет гладкий профиль с временем плавного нарастания до 6800 Па порядка 2 мс и с таким же временем спада. В прикаустической области сигнал имеет выраженный предвестник, длительность которого порядка 1 мс и экспоненциальную ударную волну с резким фронтом, пиковой амплитудой 20500 Па и постоянной времени меньше 0,5 мс. В зоне двойного прихода сигнал имеет "двухгорбый" характер и пиковые амплитуды около 9500 и 11000 Па.

Для объяснения полученных результатов в работе предлагается теория, использующая эмпирические законы (1) и соотношение модифицированного спектрального метода расчета поля в неоднородной среде [41]. Рассматривается волна экспоненциальной формы длительностью $\tau = 5\theta$. Длительность волны τ является основным периодом применяемого ряда Фурье. Амплитуда и характерная длительность волны далеко от источника, но достаточно далеко и от призвуковой области, связывается с весом заряда и расстоянием от источника с помощью соотношений (1). Выбор расстояния, на котором волна имеет такое представление, осуществляется следующим образом: считается, что при давлении меньше 34000 Па нелинейные эффекты, определяемые конечностью амплитуды, пренебрежимо малы, следовательно до расстояния, где амплитуда сигнала падает до указанного значения, используются законы (1), а начиная с этого расстояния используются формулы линейной дифракционной теории и считается, что амплитуда волны падает как R^{-1} , а постоянная времени остается неизменной. Таким образом, для каждой гармоники экспоненциальной волны можно получить известное решение ВКБ через функции Эйри (см. [41]). При этом давление каждой спектральной компоненты является функцией расстояния и параметрически зависит от веса заряда, глубины каустики и частоты. Кроме того, решение содержит сдвиг фазы ($-\pi/4$) каждой спектральной компоненты на каустике. Производя суммирование ряда Фурье можно окончательно получить формулу волны давления в прикаутической области. Однако на самой каустике полученное решение имеет особенность, связанную с расходимостью ряда функции Эйри. Обойти эту особенность удастся введением частотно-зависимых потерь (см. например [24]). Отмечается, что взведение коэффициента поглощения при суммировании ряда приводит к конечному значению давления волны на каустике точно также, как ограничение суммы ряда и отбрасывание всех слагаемых выше некоторого N -ого. Кроме того отмечается, что конкретная величина коэффициента затухания или значение числа N (при достаточно большом N) не входит в окончательное выражение для пиковой амплитуды волны давления. Сконструированное таким образом решение описывает поле давления во всех интересующих зонах и дает для ряда экспериментов хорошее согласие с результатами измерений. Наибольшее расхождение результатов предложенного метода расчета с измерениями имеет место для волновой формы на каустике (фиг. 8). С чем может быть связано такое расхождение? Существуют по-видимому две причины; первая, относящаяся к влиянию нелинейных эффектов. Первая: расчетные формулы [22] используют законы (1) только до определенного расстояния, однако из-за значительных расстояний вдоль лучевой траектории, нелинейные эффекты, имеющие,

как отмечалось, кумулятивный характер, могут привести к искажению даже достаточно слабого сигнала. Следовательно фактически суммирование ряда Фурье на каустике должно проводиться при других значениях амплитуды и постоянной времени. Вторая причина может быть еще более важной: сумма функций Эйри приводит к узкому пику давления в волне на каустике, имеющего большую амплитуду. Нелинейность, пропорциональная амплитуде и обратно пропорциональная длительности, может по-видимому исказить сигнал на малых расстояниях в прикаустической области. Кроме указанных причин можно отметить отсутствие учета в работе [22] изменения с глубиной других, кроме скорости звука, параметров среды. Особенно для глубоководных лучей важно изменение параметра нелинейности, которое однако в рамках эмпирических формул (1) учесть нельзя.

3.4. Эксперименты в лабораторных условиях

Лабораторные исследования распространения гидроакустических сигналов от малых ПВИ являются в настоящее время самыми точными, экономичными и обладают наибольшей повторяемостью результатов. По сравнению с натурными экспериментами, проведение которых требует особых условий (погодные условия, состояние моря) и знания гидрологии, лабораторные эксперименты можно проводить достаточно регулярно с учетом практически всех важных факторов. Масштабные законы (1) позволяют привести параметры ПВИ к условиям, пригодным для лабораторного изучения, для чего необходимо соответствующее уменьшение расстояний и веса заряда. К сожалению, из-за различия законов (1) и (2) не удается проводить одновременно лабораторное изучение распространения ударной волны и пульсаций газового пузыря. Изучение же самой ударной волны с резким фронтом (время нарастания меньше 1 мкс) и последующим экспоненциальным спадом возмущения давления может быть проведено с высокой точностью и надежностью [8, 28, 42].

Изложим в начале результаты более ранних лабораторных экспериментов, характерных тем, что для их обработки кроме эмпирических и теоретических законов использовался некоторый третий, объединенный закон [42]. Эксперимент проводился в пресной воде с использованием химического ПВИ весом 0,875 г, помещенного в цилиндрическую оболочку длиной 3,17 см и диаметром 0,63 см. Приемник импульсов давления находился на глубине 3 м в пяти разных положениях на расстоянии от ПВИ от 0,3 м до 27 м. В каждой из указанных точек регистрировался профиль давления. Количество измерений в каждом положении приемника и полученные результаты сведены в таблице 4. При приеме сигналов наблюдались осцилляции за фронтом на частоте примерно 260 КГц, которые

определяются собственной частотой гидрофона. Усреднение кривых на интервале 23 мкс дало экспоненциальную форму профиля с пиковой амплитудой P_s и постоянной времени θ . Результаты экспериментов сравниваются с соотношением (1) для давления при следующих значениях $K_1 = 57,3 \cdot 10^6$ Па, $\alpha = 1,12$ (см. табл. 1) и соотношением (5) при величине $K = 706 \cdot 10^6$ Па. Некоторые отклонения экспериментальных значений от величин, полученных из указанных соотношений (табл. 4), заставили автора ввести дополнительную степень свободы в теоретический закон и использовать для сравнения с результатами формулу в виде:

$$P_s = K_0 \left(\frac{R}{a} \right)^{-\mu} \left[\ln \left(\frac{R}{a} \right) \right]^{-1/2} \quad (9)$$

Наилучшее согласие формулы (9) с результатами экспериментов (табл. 4) получено при $K_0 = 796 \cdot 10^6$ Па, и $\mu = 1,035$. По мнению автора работы [42] величина $(\mu - 1)$ учитывает диссипативные эффекты, которые в явной форме не присутствуют при выводе (5). Заметим, что введение поправочного показателя μ , отличного от единицы, не более оправдано, чем изменение показателя при натуральном логарифме или любая другая модификация (5), которые естественно также могут привести к улучшению согласия с экспериментальными результатами.

Другие, более широкие эксперименты, выполненные позднее, проводились с ЛВИ весом от 0,2 до 6 грамм (см. п. 2.1 и табл. 1) [29]. Эксперименты выполнялись в бассейне размером 3x2x2 м; для приема сигналов использовались турмалиновые преобразователи диаметром 0,635 см и 0,318 см или стандартные гидрофоны. Время приема ограничивалось величиной 5θ . По данным $P(t)$ были рассчитаны импульс i и плотность потока энергии ϵ , причем интегрирование при расчете импульса проводилось от 0 до 10θ , а энергии — от 0 до 5θ , что достаточно точно из-за быстрого спада давления за ударным фронтом. Величины P_s , θ , i и ϵ , измеренные на различных расстояниях от 0,4 до 1,1 м, сведены в табл. 5. Там же даются теоретические значения, рассчитанные по формуле (1) для пикового давления P_s при $K_1 = 50,6 \cdot 10^6$ Па, $\alpha = 1,10$ и по формуле (5) при $K = 1263,6 \cdot 10^6$ Па. Точность (и среднее отклонение) при измерении величин, входящих в табл. 5, следующие: P_s — 3,3% (1,3%), θ — 2,5% (0,3%), i — 4,6% (2,6%), ϵ — 7,1% (2,1%). Как видно из таблицы 5 имеется хорошее совпадение экспериментальных и теоретических данных. Заметим, что эксперименты выполнялись на расстояниях от десятка до нескольких десятков радиуса заряда. Это объясняет бли-

зость законов (1) и (5) почти на всем интервале расстояний. Если дистанцию от ПВИ до точки приема увеличить, то различие законов (1) и (5) станет намного существеннее. В заключении отметим основные проблемы, возникающие при проведении лабораторных экспериментов: (1) трудность получения стабильной детонации от взрывных источников малого веса, (2) влияние ориентации приемника, а также отражений и дифракции коротких волн в бассейне, (3) отличие дисперсионных свойств морской воды и поглощения в ней от пресной воды в лабораторных условиях (особенно при наличии в морской воде микропузырьков и химических процессов диссоциации солей).

Таблица 1 ([29, 42])

		1	2	3	4	5	6	7
P_5 (Па)	K_1	$508 \cdot 10^5$	$508 \cdot 10^5$	$530 \cdot 10^5$	$522 \cdot 10^5$	$522 \cdot 10^5$	$494 \cdot 10^5$	$573 \cdot 10^5$
	α	1,1	1,08	1,13	1,13	1,13	1,11	1,12
θ (мкс)	K_2	87,0	88,0	-	96,5	92,5	83,8	5,0
	β	0,23	0,23	-	0,18	0,22	0,23	0,15
i (Па·с)	K_3	5900	6200	7350	5760	-	5320	-
	γ	0,87	0,80	1,00	0,89	-	0,87	-
z (Па·м)	K_4	$1,1 \cdot 10^5$	$1,08 \cdot 10^5$	$8,85 \cdot 10^4$	$9,8 \cdot 10^4$	-	-	-
	δ	2,12	2,10	2,08	2,10	-	-	-
$R/Q^{1/3}$ (м/кг ^{1/3})		4,5-50	2,2-18,8	-	0,48- -11,1	0,48- -795	0,7-5,0	3,1-282

Таблица 2 ([7])

№ сферы	Диаметр сферы (см)	T_1 (мс)	T_2 (мс)	T_3 (мс)	T_4 (мс)	Полная длительность (мс)
1	43,2	0,54	1,81	0,20	1,01	2,86
2	-	-	1,71	-	1,87	4,12
3	-	-	1,48	0,24	1,91	3,83
4	-	0,68	1,11	0,20	1,01	2,80
5	-	0,61	1,18	0,22	1,11	2,80
6	-	0,64	1,41	0,27	3,78	5,83
1	83,0	-	1,17	0,19	0,94	2,11
1	23,5	0,47	0,84	0,17	0,51	1,82
2	-	0,30	0,62	-	0,71	1,63
3	-	0,34	0,77	0,18	0,91	2,02

Т а б л и ц а 3 ([7])

№ сферы	Диаметр сферы D (см)	Толщина стенок (см)	Минимальная толщина h (см)	$\frac{2h}{D}$	Глубина подрыва (м)	$10^6 \text{ Па } P_{\max}$	$10^6 \text{ Па } P_{\min}$
1	43,2	1,524	0,520	0,024	3540	13,6	2,76
2	-"-	-"-	0,485	0,023	2860	11,6	1,99
3	-"-	1,397	-"-	-"-	2850	10,1	1,90
4	-"-	1,511	0,520	0,024	3250	13,2	2,49
5	-"-	1,435	0,508	-"-	2860	11,1	2,21
6	-"-	1,498	-"-	-"-	3060	11,2	2,28
1	83,0	0,802	0,393	-"-	3870	10,9	2,48
1	23,5	0,850	0,271	0,023	3520	4,18	1,21
2	-"-	0,940	0,279	0,024	3830	3,31	1,49
3	-"-	0,851	-"-	-"-	3810	6,28	1,44

Т а б л и ц а 4 ([42])

Расстояние R (см)	Кол-во измерений	Максимум давления (10^5 Па)	Стандартное отклонение (10^5 Па)	$P_s(1)$ (10^5 Па)	$P_s(5)$ (10^5 Па)	$P_s(9)$ (10^5 Па)	θ (мкс)	Стандартные отклонения (мкс)
0,31	7	16,0	6,20	159	153	156	7,31	0,28
0,92	8	44,1	1,62	47,1	45,0	44,5	8,56	0,53
3,08	11	11,1	0,21	12,6	11,6	11,4	10,48	0,36
9,15	7	3,31	0,030	3,92	3,44	3,42	11,77	0,26
27,6	17	1,12	0,027	1,22	1,00	1,02	10,45	0,58

Т а б л и ц а 3 (196)

R (м)	P_0 (10^6 Па)	P_0 (10^6 Па) по (1)	P_0 (10^6 Па) по (8)	θ (мкс)	\downarrow (Па·с)	δ (Па·м)
0,4	10,28	10,18	10,22	11,4	184	462
0,6	7,68	7,64	7,66	11,9	186	297
0,8	6,41	6,50	6,50	12,4	108	164
0,7	5,41	5,48	5,48	12,6	64	187
0,8	4,78	4,78	4,78	13,8	88	103
0,9	4,28	4,18	4,18	13,7	77	80
1,0	3,68	3,70	3,70	13,8	69	68
1,1	3,80	3,84	3,83	14,0	64	54

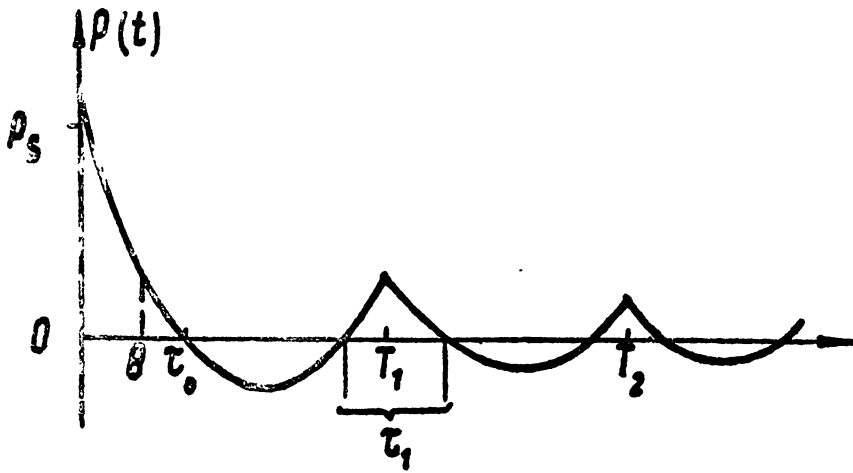


Рис. 1

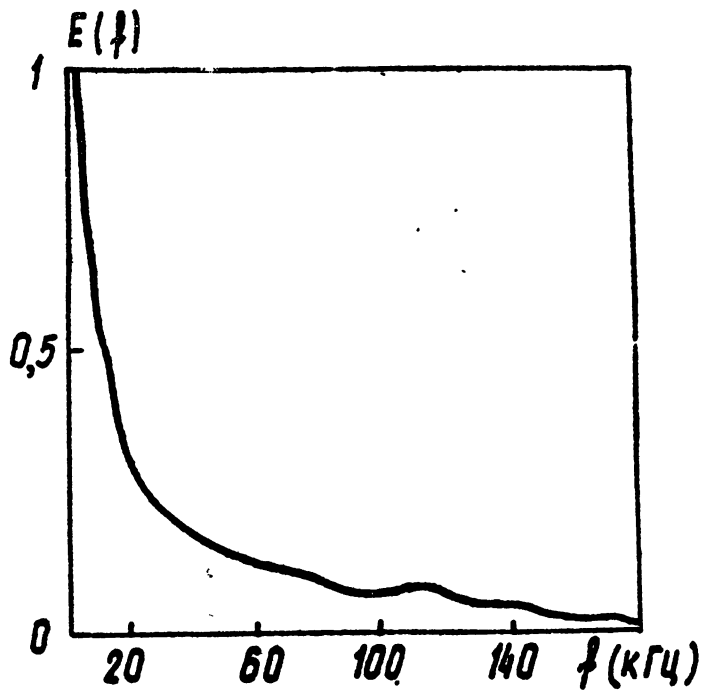


Рис. 2

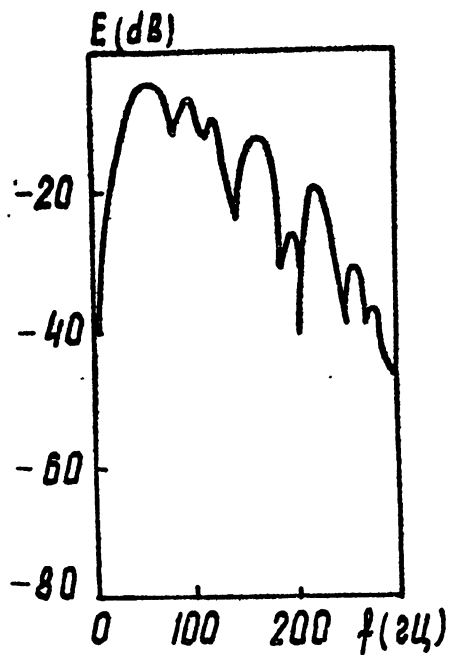


Рис. 3

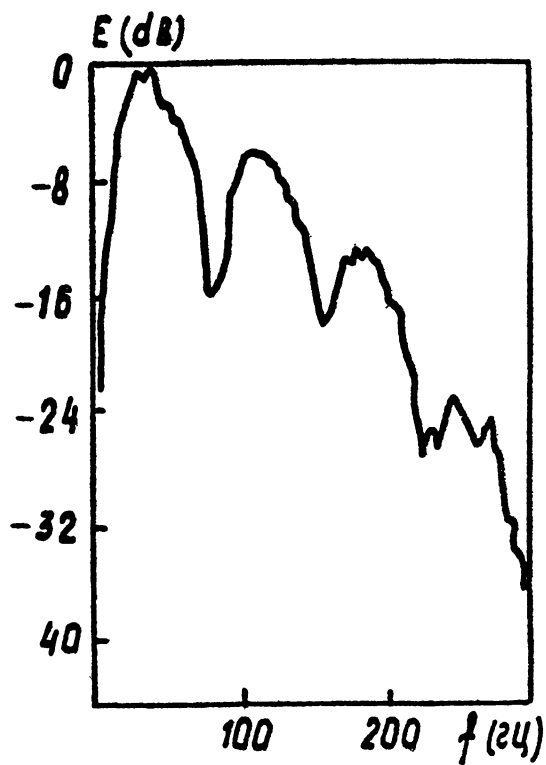


Рис. 4

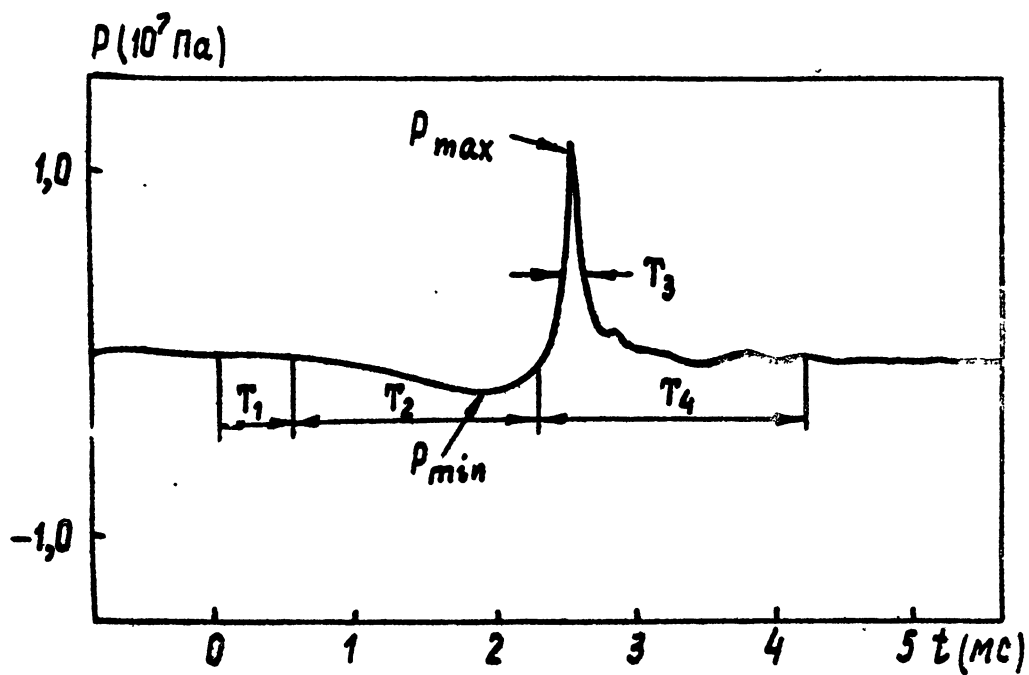


Рис. 5

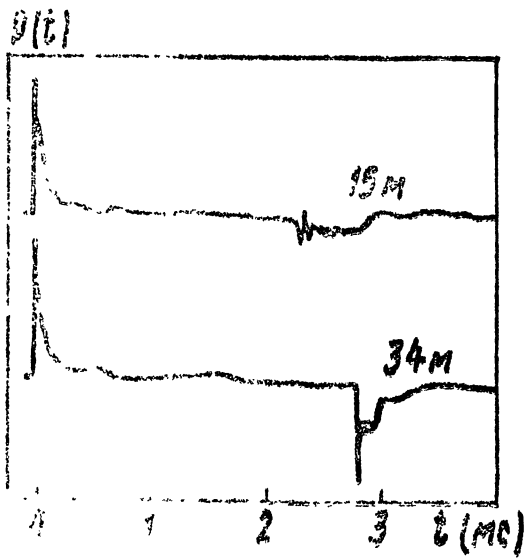


Рис. 6

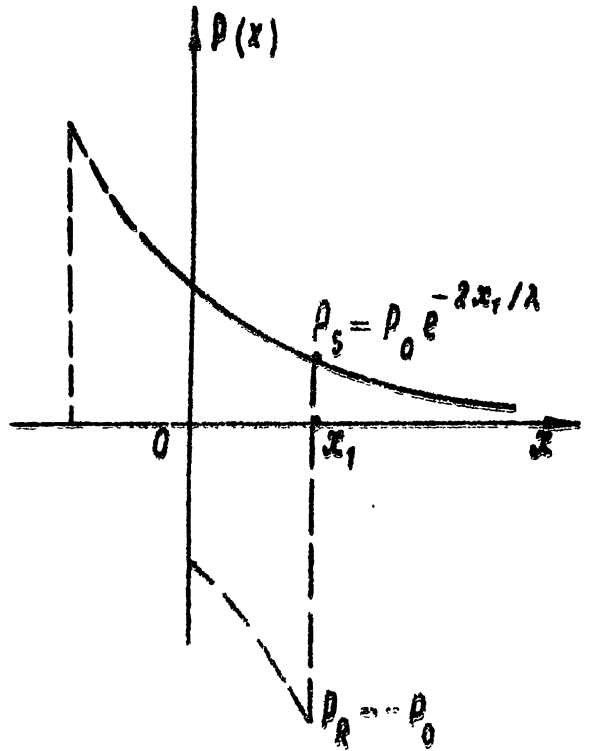


Рис. 7

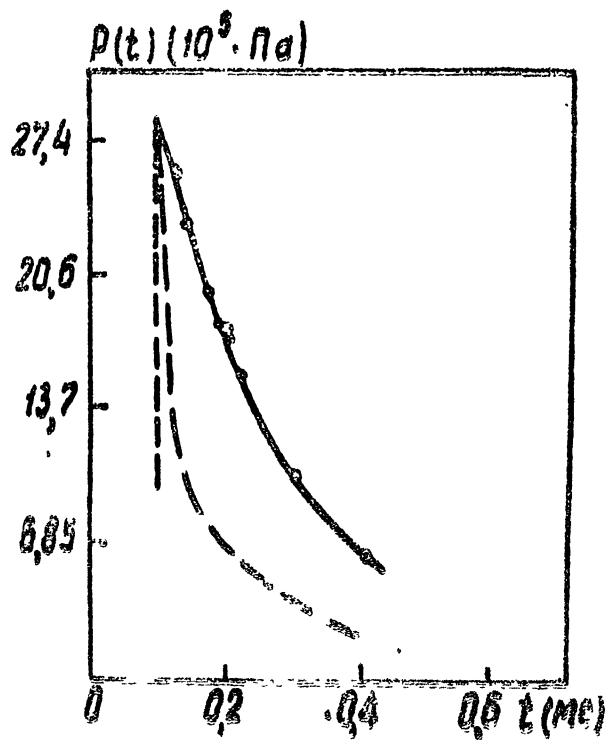


Рис. 8

Подпись к фигурам

- Фиг. 1. Зависимость давления от времени в гидроакустической волне от ПВИ [13].
- Фиг. 2. Безразмерный спектр энергии ударной волны от ПВИ [29].
- Фиг. 3. Спектр энергии прямого сигнала ПВИ [15].
- Фиг. 4. Спектр энергии прямого и отраженного от поверхности сигналов [15] .
- Фиг. 5. Форма волны давления при подрыве сферы диаметром 43,2 см на глубине 2660 м [13] .
- Фиг. 6. Форма прямой и отраженной от поверхности волн; заряд ТНТ весом 48 г; глубина - 15 м и 34 м [40] .
- Фиг. 7. К расчету отражения экспоненциальной волны от поверхности океана [40] .
- Фиг. 8. Экспериментальная (-) и теоретическая (—) формы волны давления на каустике. Вес ПВИ - 408 кг [22].

- I. P.Коул. Подводные взрывы, И.Л., М., 1952
2. J.A.Geortner, I.M.Blastein, Nearfield data from small and large explosions. I.Time-domain analysis, JASA, 1976, 60, Suppl.I, S72 (FF8)
3. J.B.Gaspin, J.A.Goertner, Nearfield data from small and large explosions. II.Spectral analysis. JASA, 1976, 60, Suppl.I, S72 (FF9)
4. E.A.Christian, Underwater explosion sources, JASA, 1976, 60, Suppl.I, S71 (FF4)
5. J.V.Bonyoucos, Hydroacoustic impulse sound source. JASA, 1976, 60, Suppl.I, S71 (FF2)
6. L.E.Heuckroth, I.I.Glass, Low-energy underwater explosions. Phys.Fluids, 1968, II, 10, 2095-2107
7. M.Orr, M.Schoenberg, Acoustic signatures from deep water implosions of spherical cavities. JASA, 1976, 59, 5, II55-II59
8. L.Bjorno, A comparison between measured pressure waves in water arising from electrical discharges and detonation of small amounts of chemical explosives. Trans.ASME, J.Eng. Industry, 1970, 92, Ser.BI, 29-34
9. J.A.Fox, Production of stress waves with nano-second laser pulses. Appl.Optics, 1974, 13, 8, I760-I762
10. S.Hanish, J.Chovan, Electro-optic hydrophone. JASA, 1976, 60, Suppl.I, S60 (AAI)
11. J.E.F.Williams, D.J.Lovely, An approximate method for evaluating the sound of impulsively accelerate bodies. J.Sound.Vibr., 1977, 50, 3, 333-343
12. H.W.Marsh, R.H.Mellen, W.L.Konrad, Anomalous absorption of pressure waves from explosions in sea water. JASA, 1965, 38, 2, 326-338

13. S.K.Mitchell, N.R.Bedford, M.S.Weinstein, Determination of source depth from the spectra of small explosions observed at long ranges. JASA, 1976, 60, 4, 825-828
14. A.N.Guthrie, J.Shaffer, Variability in acoustic output of deep explosive sources. JASA, 36, 12, 2293-2293
15. S.Hanna, B.E.Parkins, Some considerations in choosing an explosive source and processing filter for the measurement of propagation loss. JASA, 1974, 56, 2, 378-386
16. A.C.Kibblewhite, R.N.Denham, Measurements of acoustic energy from underwater explosions. JASA, 1970, 48, 1, 346-351
17. M.Lavergne, Emission by underwater explosions. Geophysics, 1970, 35, 3, 419-435
18. D.C.Stickler, Negative bottom loss, critical-angle shift, and the interpretation of the bottom reflection coefficient. JASA, 1977, 61, 3, 707-710
19. G.Chertock, Transient flexural vibrations of ship-like structures exposed to underwater explosions. JASA, 1970, 48, 1(2), 170-180
20. R.H.Mellen, D.G.Browning, Variability of low-frequency sound absorption in the ocean: pH dependence. JASA, 1977, 61, 3, 704-706
21. H.Medwin, In situ acoustic measurements of microbubbles at sea. J.Geophys.Res., 1977, 82, 6, 971-976
22. I.M.Blatstein, Calculations of underwater explosion pulses at caustics. JASA, 1971, 49, 5(2), 1568-1579
23. D.A.Sachs, A.Silbiger, Focusing and refraction of harmonic sound and transient pulses in stratified media. JASA, ¹⁹⁷¹49, 3(2), 824-840
24. J.R.Lovett, Northheastern pacific sound attenuation using low-frequency cw sources. JASA, 1975, 58, 3, 620-625
25. A.Skretting, C.C.Leroy, Sound attenuation between 200 Hz and 10 kHz. JASA, 1971, 49, 1(2), 272-282

26. A. Prosperetti, Application of the subharmonic threshold to the measurement of the damping of oscillating gas bubbles. JASA, 1977, 61, I, II-16
27. A. Prosperetti, Thermal effect and damping mechanisms in the forced radial oscillations of gas bubbles in liquids. JASA, 1977, 61, I, 17-27
28. L. Bjorno, Nonlinear acoustics. Fluid Mech. Department. Technical University of Denmark, Lyngby, Denmark, 1976
29. L. Bjorno, P. Levin, Underwater explosion research using small amounts of chemical explosives. Ultrasonics, 1976, 14, 6, 263-267
30. M. Blaik, E.A. Christian, Near-surface measurements of deep explosions I. Pressure pulses from small charges. JASA, 1965, 38, I, 50-56, II. Energy spectra of small charges. JASA, 1965, 38, I, 57-62
31. L. Berens, Underwater explosion shock wave parameters at large distance from the charge. JASA, 1954, 26, 3, 343-346
32. R.C. Hughes, Low-frequency underwater explosive source levels. JASA, 1976, 60, Suppl. I, S72 (FF6)
33. J.M. Thorleifson, P.D. Boyle, Source level measurements of I, 8-lb and I, I, z underwater sound signal. JASA, 1976, 60, Suppl. I, S72 (FF7)
34. D.E. Weston, Underwater explosions as acoustic source. Proc. Phys. Soc. Lond. 1960, 7B, 233-244
35. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц., Механика сплошных сред "ИИИИ", М., 1954.
36. T.W. Curlton, D.T. Blackstock, The propagation of plane sound wave of finite amplitude in inhomogeneous fluids. JASA, 1974, 56, Suppl., S42
37. L.A. Ostrovsky, Short-wave asymptotics for weak shock waves and solitons in mechanics. Int. J. Non-linear Mechanics, 1977, 11, 6-E, 401-416

38. P.H.Rogers, Weak-shock solution for explosive shock waves. JASA, 1976, 60, Suppl.I, S72 (FF10)
39. R.B.Lauer, L.C.Maples, A computer model of the explosive acoustic source. JASA, 1976, 60, Suppl.I, S71 (FF5)
40. R.A.Wentzell, H.D.Scott, R.P.Chapman, Cavitation due to shock pulses reflected from the sea surface. JASA, 1969, 46, 3(2), 789-794
41. И.М.Брежневских, Волны в слоистых средах, "Наука", М., 1973.
42. L.B.Poche, Underwater shock-wave pressures from small detonators. JASA, 1972, 51, 5(2), I733-I737
43. J.S.Hanna, Example of acoustic model evaluation and data interpretation. JASA, 1976, 60, 5, I024-I031
44. R.N.Denham, K.M.Guthrie, R.W.Bannister, D.G.Browning, Acoustic propagation characteristic of the South Fiji Basin. JASA, 1977, 61, Suppl.I, S11 (F5)
45. M.Schulkin, H.W.Marsh, Low-frequency sound absorption in the ocean. JASA, 1977, 61, Suppl.I, S13 (F16)
46. F.H.Fisher, V.P.Simmons, Sound absorption in the sea water. JASA, 1977, 61, Suppl.I, S13 (F18)
47. H.Medwin, Counting bubbles acoustically. A review. Ultrasonics, 1977, Jan., 7-13.