

Библиотека  
инженера-  
гидроакустика

---

Э. В. Лаврентьев  
О. И. Кузян

# ВЗРЫВЫ В МОРЕ



Издательство «Судостроение»  
Ленинград • 1977

---

## ПРЕДИСЛОВИЕ

---

В последние годы проявляется большой интерес к различного рода взрывным процессам как мощным источникам концентрированной энергии.

Взрывы используются в промышленности для разведки и вскрытия месторождений полезных ископаемых, строительства различных гидротехнических сооружений, штамповки и сварки металлов, а также для решения других технических задач. В сельском хозяйстве энергия взрыва применяется при создании водоемов, каналов и других мелиоративных сооружений. Благодаря использованию взрыва достигнуты успехи в изучении газов, жидкостей и твердых тел при высоких давлениях.

Взрывы в море также широко применяются для решения различного рода народнохозяйственных задач и для специальных научных исследований. Их используют для изучения морей и океанов, расчета прочностных характеристик корпусов судов и подводных конструкций, строительства морских инженерных сооружений и т. д. Знание законов распространения и воздействия ударных волн, образующихся при подводных взрывах, необходимо специалистам, работающим как в области гидроакустики и судостроения, так и в области океанологии, морской биологии и инженерной геологии.

В последнее десятилетие появилось большое количество работ, посвященных исследованию взрывных процессов. В этих работах рассматриваются в основном узкоспециализированные вопросы,

причем во многих случаях исследование сопровождается сложными математическими преобразованиями, что затрудняет использование полученных результатов для решения конкретных практических задач. Материалы по исследованию подводных взрывов опубликованы, как правило, в отечественной и иностранной периодической литературе или в виде отдельных параграфов в различных книгах и практически недоступны широкому кругу читателей.

Авторы настоящей книги ставили целью обобщить сведения о взрыве как источнике акустических и ударных волн. Стремясь сделать книгу более доступной, авторы анализируют современное состояние рассматриваемой научной проблемы, не перегружая изложение сложными выводами, хотя в отдельных случаях подробные выкладки необходимы для понимания физической сущности процессов, протекающих при взрыве.

Авторы считают своим долгом выразить глубокую признательность д-ру техн. наук проф. А. М. Тюрину за ценные замечания, сделанные им при просмотре первых двух глав рукописи.

Все замечания и пожелания читателей авторы просят направлять по адресу: 191065, Ленинград, ул. Гоголя, 8, издательство «Судостроение».

---

Глава   **ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ**  
**I**   **ДЛЯ АКУСТИЧЕСКИХ И УДАРНЫХ**  
      **ВОЛН В ЖИДКОСТИ**

---

§ 1.   **Акустические волны в жидкости**

Так как жидкость обладает упругостью, то любые возникающие в ней возмущения, связанные с местными изменениями объема, не могут оставаться локализованными в пространстве и передаются во все стороны. Процесс последовательной передачи этих возмущений называется *акустической волной*. Пространство, в котором действуют акустические волны, называется *акустическим полем*.

В жидкости могут распространяться только так называемые продольные акустические волны, или волны сжатия и разрежения, перемещение частиц среды в которых происходит по направлению их распространения. В процессе передачи возмущений каждая частица среды, находящаяся в возмущенном поле, совершает колебательное движение относительно положения своего равновесия. Скорость этого движения называется *колебательной скоростью*.

Теория распространения акустических волн основана на допущении о том, что смещение частиц среды  $\zeta$  — величина бесконечно малая, а следовательно, малò изменение плотности  $\rho$  по сравнению с плотностью невозмущенной среды  $\rho_0$ , а также мала скорость смещения частиц  $v$  по сравнению со скоростью звука  $c$ , которая постоянна во всех точках среды, т. е.

$$\rho - \rho_0 \ll \rho_0, \quad v \ll c.$$

В основе построения акустической волновой теории лежат фундаментальные линейные уравнения.

Если смещение частиц среды становится большим, то говорят о волнах больших или конечных амплитуд. Волны конечных амплитуд исследуются в нелинейной акустике, которая оперирует точными уравнениями гидродинамики, учитывающими различные нелинейные эффекты, возникающие в среде.

При рассмотрении большого количества задач, связанных с распространением волн, возникающих при подводных взрывах, используются нелинейные уравнения, однако для описания явлений, происходящих на достаточно больших расстояниях от центра взрыва, могут с успехом применяться линейные соотношения.

Обратимся сначала к основным соотношениям, описывающим поле акустических волн. При сформулированных выше допущениях о смещении частиц среды  $\xi$  и изменении плотности  $\rho$  волновое уравнение имеет вид [21, 28]

$$\Delta p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0, \quad (1)$$

где  $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$  — оператор Лапласа;  $p$  — акустическое давление.

Волновое уравнение (1) получено в предположении, что вязкость отсутствует, а потери на теплопроводность малы, т. е. распространение акустических волн происходит адиабатически. Исходная система гидродинамических уравнений, используемая при выводе волнового уравнения, включает:

1) уравнение непрерывности, выражающее закон сохранения массы,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \operatorname{div} \bar{v} = 0; \quad (2)$$

2) уравнение движения, представляющее закон Ньютона в форме Эйлера,

$$\frac{\partial v}{\partial t} = - \frac{1}{\rho} \operatorname{grad} p; \quad (3)$$

3) уравнение состояния, устанавливающее связь между основными параметрами жидкости,

$$F(p, \rho, T) = 0. \quad (4)$$

Для воды чаще всего используется эмпирическое уравнение состояния в форме Тэта [23]. Оно остается справедливым даже при распространении ударных волн от подводного взрыва с давлением во фронте до  $3 \cdot 10^9$  Па, так как в этом случае процесс распространения ударных волн может рассматриваться как изэнтропийный.

Изэнтропийное соотношение между давлением  $p$  и плотностью  $\rho$  в форме Тэта будет иметь вид

$$\frac{p+B}{10^5+B} = \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^n, \quad (5)$$

где  $B$  — постоянная, равная  $3 \cdot 10^8$  Па (при нормальных условиях);  $n = 7,15$ .

Для указанных значений  $n$  и  $B$  соотношение (5) справедливо при давлениях, не превышающих  $2 \cdot 10^9$  Па.

Из уравнения (5) следует, что плотность есть функция одного давления, и, следовательно, мы получаем замкнутую систему уравнений гидродинамики

$$\begin{aligned}\frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \bar{v} &= 0; \\ \rho \frac{dv}{dt} + \operatorname{grad} p &= 0; \\ p &= f(\rho).\end{aligned}\tag{6}$$

В случае малых амплитуд колебаний уравнение состояния среды (6) может быть преобразовано [2] разложением в ряд Тейлора с удержанием линейных членов к виду

$$p = \rho c^2 + \operatorname{const}.$$

Рассмотрим основные результаты решения волнового уравнения для плоских и сферических волн.

**Плоские акустические волны.** Выбирая прямоугольную систему координат  $x, y, z$ , рассмотрим акустическую волну, в которой для любого момента времени давление  $p$  является функцией координаты  $x$ . В этом случае давление  $p$  во всех точках произвольно выбранной плоскости  $x_0 = \operatorname{const}$  имеет одно и то же значение  $p(x_0)$ , поэтому такая акустическая волна называется *плоской*. Волновое уравнение для данного случая примет вид

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0.$$

Общим решением этого уравнения будет

$$p = \psi_1(x - ct) + \psi_2(x + ct),\tag{7}$$

где  $\psi_1(x - ct)$  и  $\psi_2(x + ct)$  — произвольные функции, представляющие собой частные решения волнового уравнения.

Решение  $p = \psi_1(x - ct)$  описывает плоскую волну, распространяющуюся со скоростью  $c$  в положительном направлении оси  $x$ . Если в некоторый момент времени  $t = 0$  для частиц среды, лежащих в плоскости  $x_0 = \operatorname{const}$ , давление имеет значение  $p$ , то через промежуток времени  $t$  такое же давление будут испытывать частицы среды в плоскости, находящейся на расстоянии  $ct$  вдоль оси  $x$  от первоначальной плоскости  $x_0 = \operatorname{const}$ .

Аналогично решение  $p = \psi_2(x + ct)$  описывает плоскую волну, распространяющуюся со скоростью  $c$  в отрицательном направлении оси  $x$ .

Рассмотрим практически важный случай, когда функции  $\psi_1(x - ct)$  и  $\psi_2(x + ct)$  представляют плоские гармонические волны. Давление в плоской гармонической волне изменяется периодически по закону

$$p = p_a \exp i(\omega t - kx),\tag{8}$$

где  $p_a$  — амплитудное значение давления;  $\omega = 2\pi f$  — круговая частота;  $f$  — линейная частота;  $k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$  — волновое число;  $\lambda = c/f$  — длина звуковой волны.

Связь акустического давления в плоской волне с колебательной скоростью частиц жидкости выражается соотношением [21]

$$p = \rho c v, \quad (9)$$

где  $p$  — акустическое давление, Па;  $\rho c$  — волновое сопротивление [для воды  $\rho c = 1,5 \cdot 10^6$  кг/(м<sup>3</sup>·с)];  $v$  — колебательная скорость, м/с.

При распространении акустическая волна переносит кинетическую энергию движущихся частиц жидкости. Количество энергии, перенесенное через единичную площадку, перпендикулярную направлению распространения волны, в единицу времени определяет *интенсивность* акустической волны. Среднее значение интенсивности определяется (в ваттах на квадратный метр) по формуле

$$J = \frac{p^2}{\rho c}, \quad (10)$$

где  $p$  — эффективное (среднеквадратичное) давление, причем  $p = p_a/\sqrt{2}$ .

Если в формулу (10) ввести амплитудное значение давления, то она примет вид

$$J = \frac{1}{2} \frac{p_a^2}{\rho c}. \quad (11)$$

Интенсивность акустических волн в гидроакустике может меняться в очень широких пределах. Это вызывает необходимость использования относительных логарифмических единиц измерения, которые показывают увеличение или уменьшение одной величины по сравнению с другой. В качестве логарифмической единицы для практических целей применяется децибел. Определение этой единицы базируется на соотношении

$$L = 10 \lg \frac{J}{J_0}, \quad (12)$$

где  $J$  — интенсивность некоторого акустического поля;  $J_0$  — интенсивность акустического поля, с которой сравниваются интенсивности других акустических полей.

Выражая интенсивности через акустические давления, формулу (12) можно переписать в виде

$$L = 10 \lg \frac{J}{J_0} = 10 \lg \frac{p^2}{p_0^2} = 20 \lg \frac{p}{p_0}, \quad (13)$$

где  $p_0$  — нулевой уровень давления, за который в гидроакустике принимается давление  $p_0 = 2 \cdot 10^{-5}$  Па либо  $p_0 = 0,1$  Па. Этим

значениям  $p_0$  соответствуют интенсивности  $J_0 = 10^{-12}$  Вт/м<sup>2</sup> и  $J_0 = 6,5 \cdot 10^{-9}$  Вт/м<sup>2</sup>.

**Сферические акустические волны.** В однородной среде акустические волны распространяются от источника равномерно по всем направлениям. Источником волн может быть излучатель в виде малой пульсирующей сферы. Акустическое давление в поле сферических волн зависит только от расстояния  $r$  от источника и времени  $t$ . Волновое уравнение (1) для сферических волн имеет вид

$$\frac{\partial^2 (r\Phi)}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 (r\Phi)}{\partial r^2}, \quad (14)$$

где  $\Phi$  — потенциал скорости, который с давлением связан соотношением  $p = \rho \frac{\partial \Phi}{\partial t}$ .

Общее решение уравнения может быть записано в виде

$$\Phi = \frac{1}{r} f_1(ct - r) + \frac{1}{r} f_2(ct + r), \quad (15)$$

где  $f_1$  и  $f_2$  — произвольные функции, для определения которых надо знать начальное условие, характеризующее физическое состояние среды в начальный момент времени  $t = 0$ .

Первый член в правой части уравнения (15)  $\frac{1}{r} f_1(ct - r)$  описывает сферическую волну, расходящуюся от источника со скоростью распространения  $c$ . Амплитуда звукового давления  $p$  в расходящейся сферической волне уменьшается обратно пропорционально расстоянию.

Второй член в правой части уравнения (15)  $\frac{1}{r} f_2(ct + r)$  описывает сферическую волну, приходящую к источнику. Эта волна может возникнуть при отражении от границ, имеющих сферическую форму.

В случае гармонической сферической волны давление  $p$  и колебательная скорость  $v$  определяются соотношениями [28]

$$p = - \frac{\omega \rho A}{r} \sin(\omega t - kr); \quad (16)$$

$$v = - \frac{k A_1}{r} \sin(\omega t - kr) + \frac{A_1}{r^2} \cos(\omega t - kr), \quad (17)$$

где  $A_1$  — некоторая постоянная, зависящая от параметров источника.

Из уравнений (16), (17) видно, что на малых расстояниях от источника в ближнем акустическом поле давление и колебательная скорость различаются по фазе на угол  $\pi/2$ . При больших расстояниях от источника в дальнем поле второй член правой части уравнения (17) можно опустить. В этом случае акустическое давление и колебательную скорость можно считать совпадающими по фазе. Соотношение между данными величинами получается



таким же, как и для плоской звуковой волны [см. уравнение (9)]. Интенсивность сферической волны для дальнего поля рассчитывают по формуле (10). В связи с тем, что амплитуда акустического давления уменьшается обратно пропорционально расстоянию, интенсивность будет уменьшаться пропорционально  $1/r^2$ .

В общем случае угол  $\varphi$  сдвига фаз между давлением и колебательной скоростью сферической волны описывается соотношением [51]

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{1}{kr} = \frac{\lambda}{2\pi r}. \quad (18)$$

При  $r = \lambda$ , как показано в [93],  $\varphi \approx 9^\circ$ . Таким образом, практически начиная с расстояний, равных длине волны, разностью фаз можно пренебрегать.

## § 2. Образование ударных волн в жидкости

Рассмотренные в предыдущем параграфе соотношения для плоских и сферических акустических волн хорошо описывают волновые процессы, возникающие при распространении в жидкости малых возмущений. Однако во многих случаях приходится иметь дело с интенсивными возмущениями, при которых амплитуды давления, плотности, колебательной скорости и других величин, характеризующих волновое поле, нельзя считать малыми. Исследование таких случаев может быть проведено лишь методами нелинейной акустики, оперирующей точными уравнениями гидродинамики. Эти уравнения имеют следующий вид: уравнение непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \operatorname{div} \bar{v} + \bar{v} \operatorname{grad} \rho = 0; \quad (19)$$

уравнение движения Эйлера

$$\frac{\partial v}{\partial t} + (\bar{v} \nabla) \bar{v} = -\frac{1}{\rho} \operatorname{grad} p. \quad (20)$$

В случае волн малых амплитуд можно считать  $\bar{v} \operatorname{grad} \rho = 0$ ,  $(\bar{v} \nabla) \bar{v} = 0$ ; уравнения (19) и (20) при этом переходят в приближенные уравнения (2) и (3).

Обратимся к точным уравнениям (19) и (20). Решение системы этих уравнений в одномерном случае было получено Б. Риманом [28]. Для одномерного случая, считая, что ось  $x$  прямоугольной системы координат расположена в направлении распространения волны, и полагая  $v_x = v$ ,  $v_y = v_z = 0$ , уравнение непрерывности (19) и уравнение движения (20) можно переписать так:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{dv}{dx} = 0; \quad (21)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0. \quad (22)$$

Будем полагать, что плотность  $\rho$  и скорость  $v$  связаны функциональной зависимостью. Тогда уравнения (21) и (22) могут быть представлены в виде

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{d(\rho v)}{d\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} = 0; \quad (23)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \left( v + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial v} \right) \frac{\partial v}{\partial x} = 0. \quad (24)$$

Разделив уравнение (23) почленно на  $\partial \rho / \partial x$  и учитывая, что

$$\frac{\partial \rho / \partial t}{\partial \rho / \partial x} = - \left( \frac{\partial x}{\partial t} \right)_{\rho = \text{const}},$$

получим

$$\left( \frac{\partial x}{\partial t} \right)_{\rho = \text{const}} = v + \rho \frac{dv}{d\rho}. \quad (25)$$

В свою очередь, деля уравнение (24) почленно на  $\partial v / \partial x$  и учитывая, что

$$\frac{\partial v / \partial t}{\partial v / \partial x} = - \left( \frac{\partial x}{\partial t} \right)_{v = \text{const}},$$

найдем

$$\left( \frac{\partial x}{\partial t} \right)_{v = \text{const}} = v + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial v}. \quad (26)$$

Но  $(\partial x / \partial t)_{v = \text{const}} = (\partial x / \partial t)_{\rho = \text{const}}$ , поскольку значение  $\rho$  однозначно определяет величину  $v$ . Поэтому

$$v + \rho \frac{dv}{d\rho} = v + \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dv}, \quad (27)$$

откуда следует, что

$$\rho \frac{dv}{d\rho} = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dv}. \quad (28)$$

Так как

$$\frac{d\rho}{dv} = \frac{d\rho}{d\rho} \cdot \frac{d\rho}{dv} \text{ и } \frac{d\rho}{d\rho} = c^2,$$

то правую часть выражения (28) можно представить в виде

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dv} = \frac{c^2}{\rho} \frac{d\rho}{dv}.$$

Уравнение (28) теперь можно записать так:

$$\rho \frac{dv}{d\rho} = \frac{c^2}{\rho} \frac{d\rho}{dv} \quad (29)$$

или

$$\frac{dv}{d\rho} = \pm \frac{c}{\rho}, \quad (30)$$

откуда

$$v = \pm \int \frac{c}{\rho} d\rho. \quad (31)$$

Представляя  $dv$  через  $d\rho$ , согласно равенству  $dv = \frac{d\rho}{\rho c}$  будем иметь

$$v = \pm \int \frac{d\rho}{\rho c}. \quad (32)$$

Уравнение (32) определяет общую связь между скоростью  $v$  и плотностью  $\rho$  или давлением  $p$  в волне. Из этого уравнения следует

$$\frac{dv}{d\rho} = \pm \frac{1}{\rho c} \quad (33)$$

и

$$\frac{d\rho}{dv} = \pm \rho c. \quad (34)$$

Принимая во внимание (34), уравнение (26) можно представить в виде

$$\left( \frac{\partial x}{\partial t} \right)_{v=\text{const}} = v \pm c, \quad (35)$$

где  $c$  есть функция  $v$ , определяемая равенством (32). Интегрируя выражение (35) по времени  $t$ , получим

$$x = t [v \pm c(v)] + f(v), \quad (36)$$

где  $f(v)$  — произвольная функция скорости.

Формулы (32) и (36) дают общее решение системы уравнений (19) и (20) в одномерном случае, полученное Б. Риманом. Найденное решение описывает распространение конечных по интенсивности возмущений в виде бегущей волны, называемой иногда *простой* волной. Знаки плюс и минус соответствуют волнам, распространяющимся в положительном и отрицательном направлениях.

Простая волна существенно отличается от плоской акустической волны. В плоской акустической волне начальное возмущение смещается в положительном и отрицательном направлениях оси  $x$  со скоростью  $c$  без изменения формы волны, т. е. профиль волны остается неискаженным. В простой волне скорость, с которой перемещаются точки профиля волны, равна

$$u = v \pm c. \quad (37)$$

Скорость  $u$  можно рассматривать как результат сложения скорости распространения возмущения относительно жидкости  $c$  и скорости перемещения самой жидкости  $v$ . Скорости  $c$  и  $v$  в свою очередь зависят от плотности  $\rho$ , и потому величина  $u$  будет различна для

разных точек профиля волны. Вследствие этого форма простой волны меняется с течением времени.

Искажение формы простой волны есть следствие нелинейности уравнений гидродинамики. Причина такого искажения состоит в том, что области сжатия распространяются быстрее, чем области разрежения, вследствие большей скорости  $c$  распространения звука в них и более быстрого перемещения самой жидкости. Увеличение скорости  $c$  обусловлено тем, что в области сжатия  $\rho > \rho_0$ , где  $\rho_0$  — плотность невозмущенной жидкости. Напротив, в области разрежения скорость  $c$  меньше, чем в невозмущенной жидкости.

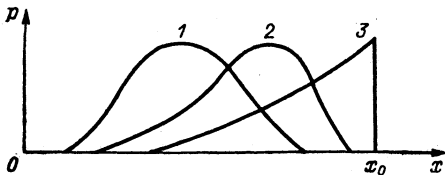


Рис. 1. Формирование профиля ударной волны.

Следовательно, с течением времени области сжатия будут догонять области разрежения. Это приведет к тому, что профиль волны окажется более крутым на участках сжатия и более пологим на участках разрежения. Изменение формы профиля волны (рис. 1, кривые 1 и 2) будет продолжаться до тех пор, пока профиль волны приобретет вид, изображенный кривой 3.

Как видно из рис. 1, кривая, выражающая зависимость  $p$  от  $x$ , в некоторой точке  $x_0$  становится перпендикулярной оси  $x$ . В этом случае в точке  $x_0$  возникает скачок в значениях давления, плотности, скорости и других величин, характеризующих состояние жидкости. Распространение таких разрывов значений гидродинамических величин в жидкости вызывает так называемую *ударную волну*. Фронт этой волны представляет собой перемещающуюся *поверхность разрыва*.

### § 3. Ударные волны и характеризующие их зависимости

Основные зависимости для ударных волн можно получить путем использования законов сохранения [19]. Воспользуемся прямоугольной системой координат и предположим, что ударная волна движется в направлении оси  $x$ . Если теперь выбрать систему координат, связанную с поверхностью разрыва, то в этой системе поверхность разрыва будет неподвижна, а поток жидкости будет двигаться в направлении, противоположном направлению оси  $x$ . Обозначим скорость, с которой невозмущенная жидкость вытекает в разрыв, через  $v_0$ ; а скорость, с которой поток жидкости вытекает из разрыва, через  $v_1$ . Поток среды в данном случае движется по нормали к поверхности разрыва, т. е. мы имеем плоскую ударную волну.

Из закона сохранения массы следует, что поток жидкости через любой произвольно выбранный элемент поверхности разрыва

должен быть непрерывным. Потоки, втекающие в разрыв и вытекающие из него, должны быть равны. Поток жидкости через единичную площадь поверхности определяется как  $\rho v$  при условии, что скорость  $v$  нормальна к поверхности. Поэтому на основании закона сохранения массы на поверхности разрыва можно записать соотношение

$$\rho_0 v_0 = \rho_1 v_1. \quad (38)$$

Закон сохранения импульса для указанных потоков жидкости запишется в виде

$$p_1 + \rho_1 v_1^2 = p_0 + \rho_0 v_0^2, \quad (39)$$

где  $p_1$  и  $p_0$  — давление в жидкости по разные стороны разрыва.

Закон сохранения энергии для тех же потоков жидкости выражается уравнением

$$\varepsilon_1 + \frac{p_1}{\rho} + \frac{v_1^2}{2} = \varepsilon_0 + \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{v_0^2}{2}, \quad (40)$$

где  $\varepsilon_0$  — удельная внутренняя энергия перед разрывом в невозмущенной жидкости;  $\varepsilon_1$  — удельная внутренняя энергия за разрывом.

К приведенным уравнениям необходимо добавить уравнение состояния среды. Полученная система уравнений полностью определяет условия на поверхности разрыва.

Из уравнений (39) и (40) следуют хорошо известные соотношения для параметров жидкости по обе стороны разрыва

$$v_0^2 = V_0^2 \frac{p_1 - p_0}{V_0 - V_1}; \quad (41)$$

$$v_1^2 = V_1^2 \frac{p_1 - p_0}{V_0 - V_1}, \quad (42)$$

где  $V_0 = \frac{1}{\rho_0}$ ,  $V_1 = \frac{1}{\rho}$  — удельные объемы жидкостей соответственно до и после разрыва.

Используя выражения (41) и (42) для вычисления разности скоростей на разрыве, найдем следующее соотношение:

$$v_0 - v_1 = \sqrt{(p_1 - p_0)(V_0 - V_1)}. \quad (43)$$

Соотношение (43) связывает скачок скорости со скачками давления и удельного объема на разрыве. Подставляя выражения (41), (42) в уравнение потока энергии (40), получим зависимость, связывающую давление с удельным объемом:

$$\varepsilon_1 - \varepsilon_2 = \frac{1}{2} (p_1 + p_0)(V_0 + V_1). \quad (44)$$

Если известно уравнение состояния для жидкости, то можно определить  $\varepsilon_1 - \varepsilon_2$  и при заданных значениях  $p_0$  и  $V_0$  из соотно-

шения (44) найти зависимость конечного давления от конечного удельного объема  $V_1$  [28].

Из рассмотренных выше соотношений следует, что поведение ударных волн в среде отличается от поведения акустических волн. Во-первых, скорость распространения ударных волн больше скорости звука в среде и определяется их интенсивностью. Во-вторых, ударная волна представляет собой волну, во фронте которой параметры среды меняются скачкообразно. В-третьих, ударная волна сопровождается перемещением среды в направлении распространения фронта возмущения.

В реальных условиях из-за влияния теплопроводности и вязкости жидкости отмеченные выше скачкообразные изменения параметров среды при распространении ударных волн происходят не мгновенно, а в некоторой переходной области, определяющей ширину фронта ударной волны. Кроме того, рассматривая распространение ударных волн в жидкости, необходимо учитывать, что жидкость является конденсированной средой, между молекулами которой существуют интенсивные силы сцепления. При сильном сжатии жидкости в ней развивается большое внутреннее давление, обусловленное силами отталкивания между молекулами. Существование такого давления определяет особенности распространения ударных волн в жидкости.

Как отмечено в работе [12], при сильном сжатии воды в ударных волнах, амплитуда давления которых превышает  $10^6$  Па, последующее расширение до начального давления приводит к частичному или даже полному испарению воды. Например, если давление в ударной волне достигает  $4 \cdot 10^{10}$  Па, то при последующем расширении до начального давления  $p_0 = 10^5$  Па примерно 51% массы воды испаряется.

В ударных волнах меньшей интенсивности преобладает давление, обусловленное силами отталкивания между частицами среды. Скорость распространения таких волн не связана с нагреванием жидкости, а определяется упругостью среды. Эти ударные волны в жидкости мало отличаются от акустических. Скорость их распространения незначительно превышает скорость звука, так как жидкость сжимается в данном случае всего на несколько процентов.

На практике ударные волны с давлением  $10^8$ — $10^9$  Па могут быть созданы путем взрыва химических веществ с помощью электрических разрядов, фокусировкой лазерного излучения и другими способами.

#### § 4. Изменение параметров ударных волн с расстоянием

При распространении импульса сжатия ударной волны в соответствии с уравнением (36) длительность импульса с расстоянием растет.

В работе [29] дан наглядный метод описания этого процесса. Рассмотрим одиночный одномерный импульс сжатия ударной волны и определим закон, по которому будет происходить его затухание. На больших расстояниях от места взрыва ударная волна будет иметь треугольный профиль скорости, показанный на рис. 2. Скорость распространения ударной волны определяется соотношением (37). В первом приближении можно положить  $v = 0$  и  $u = c$ , что соответствует перемещению волны без изменения ее формы.

Во втором приближении выражение (37) может быть преобразовано к виду

$$u = c + \frac{\partial u}{\partial \rho} \frac{\rho}{c} v \quad (45)$$

или

$$u = c + \beta v, \quad (46)$$

где  $\beta = \frac{\partial u}{\partial \rho} \frac{\rho}{c}$  — постоянная, связанная с показателем адиабаты для жидкости.

Если в некоторый момент времени на расстоянии  $x_0$  от места взрыва, на котором уже успела образоваться ударная волна, профиль скорости имеет форму треугольника  $ABC$ , то спустя время  $t$ , вследствие того что скорости точек фронта волны различны, профиль скорости должен был бы иметь вид  $A'B'C'$ . Из рис. 2 видно, что в этом случае жидкость в одной и той же точке  $E$  имела бы две различные скорости, что невозможно, поэтому профиль скорости будет иметь вид, изображенный на рис. 2 треугольником  $A'DE$ .

Положение разрыва  $DE$  определяется из формулы (46) и условия непрерывности (2). При этом площадь  $A'DE$  должна быть равна площади  $A'B'C'$ . Обозначая протяженность импульса в начальный момент времени  $l_0$ , а разрыв скорости в ударной волне  $\Delta v_0$  (соответственно для произвольного момента времени  $t$  протяженность импульса  $l$  и разрыв скорости  $\Delta v$ ), получим из равенства площадей треугольников  $ABC$  и  $A'DE$  для одномерной ударной волны соотношения [29]

$$l = l_0 \sqrt{1 + \frac{\beta \Delta v_0}{l_0 c} (x - x_0)}; \quad (47)$$

$$\Delta v = \frac{\Delta v_0}{\sqrt{1 + \frac{\beta \Delta v_0}{l_0 c} (x - x_0)}}. \quad (48)$$

Из формулы (48) следует, что при  $x \rightarrow \infty$  разрыв скорости уменьшается асимптотически как  $1/\sqrt{x}$ . В первую очередь это обусловлено тем, что начинают играть существенную роль вяз-

кость и теплопроводность жидкости. Наличие вязкости и теплопроводности приводит к диссипации энергии ударной волны, к необратимому превращению ее в тепло и к уменьшению интенсивности волны.

Скорость распространения сферической ударной волны [29], определяемая выражением (46), во втором приближении будет иметь вид

$$u = c + \frac{\beta v_0 r_0}{r}, \quad (49)$$

где  $v_0$  — скорость произвольной точки профиля на расстоянии  $r_0$  от места взрыва. Как и в случае плоской ударной волны, второй

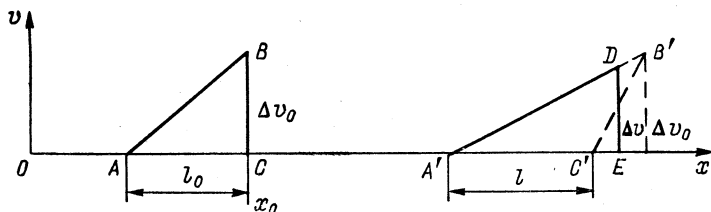


Рис. 2. Изменение профиля скорости ударной волны с расстоянием.

член в выражении (49) определяет искажение профиля. Эту величину дополнительного смещения профиля при распространении волны в интервале от  $r_0$  до  $r$  определяем по формуле

$$\int_{r_0}^r \frac{\beta \Delta v_0 r_0}{r} \frac{dr}{c} = \frac{\beta \Delta v_0 r_0}{c_0} \ln \frac{r}{r_0}. \quad (50)$$

Выражения для протяженности импульса и разрыва скорости в случае сферической ударной волны определяются из тех же соображений, что и в случае одномерной ударной волны, и имеют вид [29]

$$\Delta v = \frac{\Delta v_0 r_0}{r \sqrt{1 + \frac{\beta \Delta v_0 r_0}{l_0 c} \ln \frac{r}{r_0}}}; \quad (51)$$

$$l = l_0 \sqrt{1 + \frac{\beta \Delta v_0 r_0}{l_0 c} \ln \frac{r}{r_0}}. \quad (52)$$

Из соотношений (51), (52) следует, что ширина импульса возрастает как  $\sqrt{\ln r}$ , а разрыв скорости уменьшается по закону  $\frac{1}{r \sqrt{\ln r}}$ .



Приведенные соотношения для одномерных и сферических ударных волн получены с учетом только нелинейных эффектов. При этом ширина фронта ударной волны (ширина разрыва) принималась равной нулю:  $\delta = 0$ . Ширина разрыва  $\delta_1$ , определяемая только действием диссипативных процессов, выражается соотношением [28]

$$\delta_1 \approx 2 \sqrt{act}, \quad (53)$$

где  $a$  — величина, связанная с коэффициентом поглощения звука  $\kappa$  соотношением  $\kappa = a\omega^2$ .

Совместное действие нелинейных и диссипативных эффектов, как показано К. А. Наугольных [34], приводит к равновесному

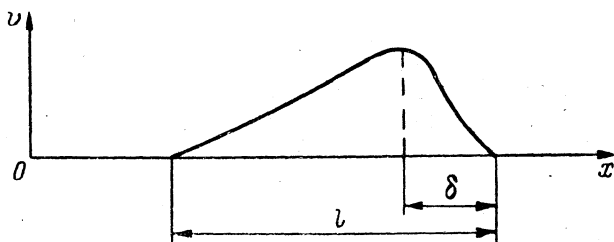


Рис. 3. Установившийся профиль скорости ударной волны.

профилю, изображенному на рис. 3, ширина разрыва в котором определяется соотношением [49]

$$\delta = \frac{a}{2\rho^2 c^3 \beta \Delta v}. \quad (54)$$

Образовавшуюся волну в этом случае считают слабой ударной волной, т. е. ее можно рассматривать как волну с установившимся равновесным профилем. Отсюда следует, что произвольная ширина разрыва гидродинамических величин в распространяющемся возмущении в жидкости с течением времени стремится к ширине, соответствующей слабой ударной волне. Так, если ширина разрыва в возмущении больше ширины для слабой ударной волны, то под действием нелинейных процессов она будет уменьшаться, и наоборот, более узкий разрыв в возмущении под действием диссипативных процессов будет растягиваться.

Из формул (47), (48), (53) для профиля плоской волны можно получить следующее соотношение:

$$\frac{\delta}{l} = \frac{\delta_0}{l_0}, \quad (55)$$

где  $\delta_0$  — ширина фронта ударной волны при  $x = x_0$ .

Так как для плоской волны разрыв скорости уменьшается как  $1/\sqrt{x}$ , а его ширина  $\delta$  возрастает как  $\sqrt{x}$ , то увеличение ширины фронта ударной волны следует за уменьшением разрыва скорости. Таким образом, при распространении плоской волны отношение ширины фронта ударной волны к протяженности импульса не зависит от расстояния. Поскольку для слабых ударных волн начальная ширина разрыва  $\delta_0$  мала по сравнению с начальной протяженностью импульса  $l_0$ , то отношение  $\delta/l$  остается малым и в дальнейшем, т. е. импульс остается таким, каким он был вначале.

Для сферической волны из формул (51), (52), (54) получаем соотношение

$$\frac{r_1}{r_0} = \frac{l_0}{\delta_0}, \quad (56)$$

где  $r_1$  — расстояние, на котором ширина фронта ударной волны становится равной протяженности импульса.

Полученное условие перехода импульса в акустическую волну является достаточным, но не необходимым, так как в некоторых случаях диссипативные процессы не успевают размыть скачок уплотнения.

Действительно, увеличение ширины скачка уплотнения идет медленнее, чем происходит уменьшение разрыва скорости в ударной волне: во фронте сферической волны разрыв гидродинамических величин с расстоянием уменьшается как  $\frac{1}{r\sqrt{\ln r}}$ , а ширина разрыва должна возрастать тогда согласно зависимости  $r\sqrt{\ln r}$ , т. е. быстрее, чем это обеспечивается диссипативными процессами.

Таким образом, в отличие от одномерной волны в сферической волне ширина разрыва гидродинамических величин может стать меньше ширины соответствующей ударной волны не только из-за того, что ударная волна становится шире импульса, но также и вследствие медленности диссипативных процессов.

С учетом вышеизложенного в работе [34] приводится условие, при котором ударная волна с разрывом скорости  $\Delta v$  и протяженностью импульса  $l$ , распространяясь, переходит в акустическую. Если диссипативные процессы интенсивны, т. е.  $\delta(r) \geq l$ , то расстояние  $r'$ , на котором ударная волна переходит в акустическую, будет больше расстояния  $r_1$ , на котором ширина фронта ударной волны становится равной протяженности импульса, т. е.  $r' \geq r_1$ .

Если диссипативные процессы слабы, т. е.  $\delta(r) < l$ , то  $r' < r_1$ . Таким образом, формула (56) определяет лишь те расстояния, на которых нелинейные эффекты сравнимы с диссипативными и их влиянием можно пренебречь.

**§ 5.    Физические характеристики моря**

В предыдущих параграфах основные характеристики звуковых и ударных волн в жидкости рассмотрены в предположении, что жидкость однородна, изотропна, безгранична и в ней отсутствуют вязкость и теплопроводность. Задача осложняется при рассмотрении характеристик акустических и ударных волн, распространяющихся в морской воде.

На распространение акустических волн в океане большое влияние оказывают свойства морской среды, структура дна океана и его рельеф, состояние поверхности океана. Морская среда неоднородна по своим акустическим свойствам. Температура и соленость в ней изменяются с глубиной; в воде содержатся взвешенные твердые частицы, пузырьки газа и т. д. Неоднородность морской воды усугубляется также наличием в ней турбулентных потоков и течений.

Наибольшее влияние на акустические свойства морской среды оказывает вертикальное распределение температуры в море, характер которого изменяется в соответствии с суточными и сезонными изменениями количества тепла, поступающего от солнца. Колебание температуры воды на поверхности океанов достигает больших значений: суточные изменения составляют 0,2—0,4° С, годовые колебания 8—18° С.

Вертикальное распределение температуры неодинаково в разных районах океана и зависит от многих причин. По характеру распределения температуры с глубиной в глубоком море различают три основных слоя: поверхностный, слой температурного скачка и глубоководный. Температура поверхностного слоя сильно подвержена суточным и сезонным изменениям. На больших глубинах устанавливается не зависящее от сезона постоянное распределение температуры. Слой температурного скачка характеризуется резким перепадом температур. Глубина залегания этого слоя и градиент температур в нем зависят от интенсивности нагрева поверхностного слоя.

Другой важной характеристикой морской воды является ее соленость, которая определяется количеством растворенных в воде минеральных веществ, выражаемых в граммах на килограмм воды. Средняя соленость морской воды составляет 35‰ (1‰ = 0,001). В большей части Мирового океана соленость воды колеблется от 33 до 37‰.

По глубине соленость меняется лишь до 1500 м; ниже этого уровня она практически постоянна. На распределение солености по глубине влияют разные процессы: испарение с поверхности морей и океанов, осадки, выпадающие в данном районе, таяние и образование льда в полярных районах и т. д. Существенно изменяется соленость в результате перемешивания вод океанов и морей. Соленость морской воды сильно влияет на ее сжимаемость. С увеличением солености сжимаемость воды уменьшается.

Важным фактором, оказывающим влияние на характер распространения звуковых и ударных волн, является гидростатическое давление. Слои воды, находящиеся на различных глубинах, подвержены воздействию гидростатического давления вышележащих слоев. Давление воды в океане каждые 10 м увеличивается на  $10^5$  Па, и ее удельный объем изменяется на величину  $dV/dp$ . Отношение изменения удельного объема  $dV/dp$  к его величине  $V$  называется коэффициентом сжимаемости морской воды:

$$K = \frac{1}{V} dV/dp. \quad (57)$$

Вследствие изменения температуры, гидростатического давления и солености меняются, как уже было отмечено, сжимаемость и плотность морской воды. Плотность морской воды уменьшается по мере ее нагревания и увеличивается по мере возрастания гидростатического давления и увеличения солености. Изменение сжимаемости и плотности жидкости — одна из причин изменения скорости распространения звуковых и ударных волн.

В разное время был предложен ряд номограмм и эмпирических формул, которые на практике позволяют производить расчет скорости звука в зависимости от температуры, солености и гидростатического давления.

Расчет скорости звука может быть произведен по простой, но достаточно точной формуле, предложенной Лероем [3]:

$$c = 1492,9 + 3(T - 10) - 0,006(T - 10)^2 - 0,04(T - 18)^2 + \\ + 1,2(s - 35) - 0,01(T - 18)(s - 35) + 0,0164h, \quad (58)$$

где  $c$  — скорость звука, м/с;  $T$  — температура, °С;  $s$  — соленость, ‰;  $h$  — глубина, м.

Так как температура изменяется с глубиной, а изменение солености оказывает незначительное влияние на изменение скорости звука, формулу (58) можно рассматривать как зависимость скорости только от глубины  $c = c(h)$ . Эта зависимость называется вертикальным распределением или *профилем* скорости звука.

На рис. 4, а представлен профиль скорости звука, полученный в результате учета совместного влияния на скорость звука уменьшающейся с глубиной температуры и возрастающего гидростатического давления. Из рисунка видно, что с увеличением глубины снижение температуры уменьшает скорость звука, но лишь до

определенной глубины, начиная с которой скорость звука увеличивается под воздействием возрастающего гидростатического давления. Область глубин, соответствующая минимальным значениям скорости звука, называется *подводным звуковым каналом*.

Величина  $h_0$  — глубина залегания оси звукового канала. Если поместить источник звука на ось подводного звукового канала, то будет иметь место волноводное распространение акустических волн. Траектории лучей показаны на рис. 4, б. Подводный звуковой канал был открыт в 40-х годах при исследовании распространения звука, возникающего при подводных взрывах [2, 7].

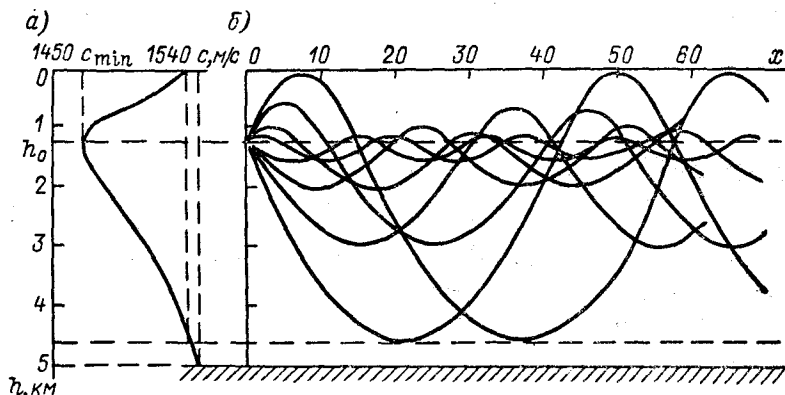


Рис. 4. График зависимости скорости звука от глубины (а) и траектории лучей акустических волн (б).

Затухание акустических волн при распространении в океане происходит не только в результате сферического расхождения волнового фронта, но и вследствие поглощения акустической энергии в морской воде и рассеяния ее на неоднородностях.

Поглощение акустических волн в морской среде связано с наличием внутреннего трения и теплопроводности. Поглощение акустических волн, связанное с наличием внутреннего трения, обусловлено сдвиговой и объемной вязкостью. Силы сдвиговой вязкости возникают при скольжении слоев жидкости относительно друг друга. Работой сил сдвиговой вязкости определяется часть акустической энергии, превращающаяся во внутреннюю энергию теплового движения молекул жидкости. Поглощение акустических волн, связанное с объемной вязкостью, обусловлено релаксационными процессами в среде. При быстрых процессах сжатия и разрежения в воде, сопровождающих распространение акустической волны, происходит изменение структуры молекул воды. На восстановление нарушенного вследствие этого термодинамического равновесия требуется некоторое время, равное  $10^{-11}$  с (время релаксации) и при этом имеют место потери акустической энергии. В морской воде усиливаются также релаксационные процессы,

обусловленные химическим составом воды. Растворенные в ней соли являются причиной дополнительного затухания акустических волн, причем наибольшую роль в этом процессе играют соли  $MgSO_4$  [49].

Потери на теплопроводность обусловлены тем, что процесс распространения акустических волн в морской среде нельзя считать строго адиабатическим. Часть акустической энергии будет теряться на необратимое нагревание среды.

Следует отметить, что поглощение акустических волн, обусловленное рассмотренными факторами, существенно лишь на частотах, достигающих 100 кГц и более.

Существенное влияние на затухание звука оказывает также рассеяние его поверхностью и дном океана. Поверхность океанов находится в непрерывном волновом движении. Это приводит к тому, что у поверхности образуются слои, насыщенные воздушными пузырьками. Глубина проникновения этих слоев определяется характером волнения, интенсивностью турбулентного перемешивания и другими процессами.

Рельеф дна океана не является идеальной отражающей границей. Наличие на поверхности дна даже незначительных неровностей делает ее статистически шероховатой. Это приводит к интенсивному рассеянию звука во всех направлениях независимо от угла падения акустических волн на дно.

Акустические волны затухают также из-за рассеяния случайными неоднородностями морской среды, возникающими при турбулентных потоках, взвешенными частицами и живыми организмами. Мелкие рыбы и живые организмы, существенно влияющие на рассеяние низкочастотного звука, не распределены равномерно по глубине, а образуют на определенных глубинах относительно плотные скопления, представляющие собой звукорассеивающие слои.

## § 6. Общая характеристика подводного взрыва

Рассмотрим сначала некоторые общие положения, касающиеся взрывных процессов. Взрыв в общем случае можно определить как быстро протекающее изменение физического или химического состояния вещества, сопровождающееся переходом его потенциальной энергии в кинетическую энергию сжатых газов. Работа, совершаемая при взрыве, обусловлена быстрым расширением газообразных продуктов взрыва.

Взрывы могут быть вызваны различными процессами: химическими превращениями веществ, электрическими искровыми разрядами, электрическими разрядами через тонкие провода и т. д.

Вещества, способные к взрывным химическим превращениям, называются *взрывчатыми*. Под влиянием внешних воздействий взрывчатые вещества переходят в газообразное состояние с выделением большого количества тепла. В зависимости от механизма

химического превращения взрывчатых веществ различают два основных вида их превращения: горение и детонацию.

При горении теплота, выделяющаяся в процессе химической реакции в некоторой части взрывчатого вещества, вызывает эту реакцию и в других частях. Горение является характерным видом взрывного превращения для пороховых взрывчатых веществ.

При детонации химическое превращение взрывчатого вещества сопровождается распространением в нем ударной волны, вызванной воздействием начального импульса, т. е. детонацию можно представить как совокупное действие ударной волны и химической реакции. Скорость детонации различных взрывчатых веществ составляет от 1500 до 10 000 м/с. Если характерным видом взрывного превращения вещества является детонация, то такое взрывчатое вещество называется *бризантным*.

Остановимся теперь на характеристике явлений, сопровождающих подводные взрывы. Рассмотрим в качестве примера взрыв сферического заряда при начальном возбуждении волны детонации в центре этого заряда. Из центра заряда по веществу во всех направлениях распространяется ударная волна, оставляя позади себя раскаленные газы при давлении  $10^8$ — $10^{10}$  Па и температуре в несколько тысяч градусов.

Нагревание газообразных продуктов взрывчатых веществ и паров воды сопровождается выделением энергии в виде электромагнитного излучения в широком диапазоне длин волн, захватывающем и видимую область спектра. Визуально это наблюдается в виде световой вспышки. Как только волна детонации достигает границы между зарядом и водой, она переходит в воду, создавая интенсивную ударную волну. Кроме того, у границы раздела образуется вторичная ударная волна, которая движется обратно в направлении к центру в газообразных продуктах взрыва. После отражения от центра вторичная ударная волна движется к границе газового пузыря. Достигнув границы раздела между газообразными продуктами взрыва и водой, эта ударная волна частично переходит в воду, а частично вновь отражается внутрь газового пузыря. Такой процесс будет повторяться многократно с постепенным затуханием. Характер этого процесса представлен на рис. 5 в виде  $R - t$ -диаграммы.

На рис. 5 отрезком  $O1$  показано положение фронта волны детонации до момента выхода ее на границу раздела взрывчатого вещества и воды. В точке 1 происходит переход волны детонации в ударную волну, распространяющуюся в жидкости. На  $R - t$ -диаграмме она показана кривой  $1A$ . В той же точке 1 происходит образование вторичной ударной волны, движущейся к центру в газообразных продуктах взрыва. Ее последовательные положения с течением времени показаны на рисунке кривой  $1O'$ . Отражаясь в центре, в точке  $O'$ , вторичная волна вновь движется в газообразных продуктах взрыва и достигает в точке 2 границы раздела с жидкостью. В этой точке происходит частичный выход

вторичной волны в жидкость в виде новой ударной волны (фронт ее представлен кривой  $2A'$ ) и отражение обратно к центру (кривая  $2O''$ ). Выход вторичной ударной волны на границу раздела происходит, когда радиус пузыря газообразных продуктов взрыва становится равным двум-трем линейным размерам заряда  $l_0$ .

Штриховая кривая  $I-2$  представляет последовательные положения во времени границы раздела между жидкостью и газообразными продуктами взрыва.

Детальное исследование вторичных волн выполнено в работах [19, 24]. Характер образующейся в воде ударной волны зависит

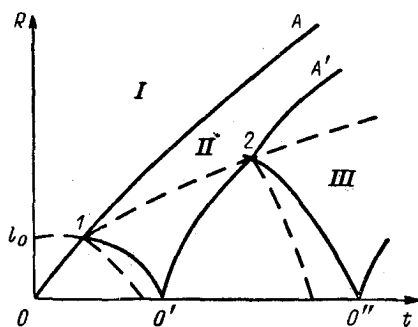


Рис. 5.  $R-t$ -диаграмма начальной стадии взрыва.

*I* — область невозмущенной жидкости;  
*II* — область возмущенной жидкости;  
*III* — область газообразных продуктов взрыва.

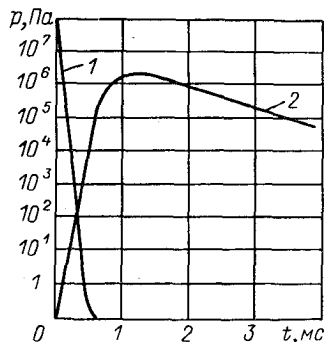


Рис. 6. Характер изменения давления со временем для различных взрывчатых веществ.

*1* — бризантные взрывчатые вещества; *2* — пороховые взрывчатые вещества.

от типа взрывчатого вещества. При подводном взрыве бризантного взрывчатого вещества давление в ударной волне нарастает практически мгновенно, достигая очень больших пиковых значений. Затем следует быстрый спад в течение времени, составляющего сотые доли миллисекунд. При подводном взрыве пороховых взрывчатых веществ давление нарастает в течение десятых долей миллисекунд и нет четко выраженного пикового давления. Ударная волна при этом имеет достаточно широкий фронт. Различие в характере изменения давления в ударной волне бризантных и пороховых взрывчатых веществ [92] хорошо видно из рис. 6, на котором кривые *1* и *2* зависимости давления от времени относятся к зарядам сферической формы массой 453 г, приведенным к расстоянию 1 м от источника взрыва.

Результаты измерения показывают, что энергия, уносимая ударной волной пороховых взрывчатых веществ, значительно меньше энергии, уносимой при взрыве бризантных взрывчатых веществ той же массы.

После выхода ударной волны в жидкость начинается расширение сжатых газообразных продуктов взрыва. В месте взрыва,



вытесняя воду во все стороны, образуется газовая полость (газовый пузырь). По мере расширения газового пузыря давление в нем падает и к тому времени, когда пузырь достигает максимального радиуса, становится отрицательным. В этот момент радиус газового пузыря, благодаря инерции расходящегося потока воды, намного превышает радиус равновесия. Под воздействием избытка атмосферного и гидростатического давлений газовый пузырь начинает сжиматься и вследствие инерции воды переходит в положение равновесия, вновь сжимая газ в полости. Возникают упру-

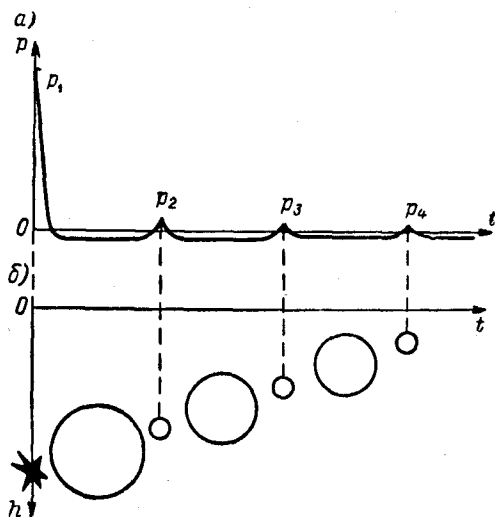


Рис. 7. Характер изменения давления со временем при излучении взрывной ударной волны (а) и последовательные стадии пульсаций газового пузыря (б).

$p_1$  — давление ударной волны;  $p_2$ ,  $p_3$ ,  $p_4$  — давление волн сжатия, обусловленных первой, второй и третьей пульсациями газового пузыря.

гие радиальные затухающие колебания газового пузыря, которые становятся источником акустических волн в морской среде.

До полного затухания колебаний пузыря он успевает совершить несколько таких колебаний. Их количество зависит от глубины подрыва заряда, так как пузырь, совершая радиальные колебания, всплывает. При взрывах на большой глубине было зарегистрировано до десяти колебаний [94]. Во время каждого последующего колебания пузыря излучаются волны с меньшей амплитудой.

На рис. 7, а показан характер изменения давления со временем при излучении ударной волны, образовавшейся при взрыве (взрывная ударная волна), и пульсациях газового пузыря. На рис. 7, б схематически представлены пульсации газового пузыря при всплытии. Форма газового пузыря при всплытии не остается постоянной. Деформируясь, пузырь постепенно теряет устойчивое равновесие и распадается на более мелкие газовые пузыри.

Если взрыв происходит на небольшой глубине, то возникающая ударная волна быстро достигает поверхности моря, что можно наблюдать в виде расходящегося на поверхности кольца. Кольцо представляет собой гладкий участок воды, который по сравнению

с окружающей взволнованной поверхностью моря кажется более темным. Поэтому оно получило название черного кольца. Сразу после перемещения черного кольца начинается интенсивный выброс воды высоко вверх в виде узкого фонтана вследствие отражения ударной волны от поверхности моря. Характер образования, высота и форма фонтана зависят от типа взрывчатого вещества, глубины подрыва заряда и состояния поверхности моря в момент взрыва. Образование последующих выбросов фонтанирующей воды обусловлено выходом газового пузыря на поверхность моря. Для глубоководных взрывов выброс воды не наблюдается. Газовый пузырь разрушается раньше, чем он достигает поверхности. Вместо фонтана в этом случае наблюдается кипящая пенная вода, бьющая ключом.

### § 7. Параметры ударной волны подводного взрыва

Как было отмечено ранее, одним из основных параметров ударной волны является давление. После произведенного взрыва давление в некоторой произвольной точке пространства практически мгновенно нарастает до некоторого максимального (пикового) значения  $p_m$  в момент прихода фронта ударной волны в эту точку.

По мере прохождения ударной волны давление в данной точке начинает спадать. Спад давления  $p$  за фронтом ударной волны происходит по экспоненциальному закону и определяется соотношением [23]

$$p = p_m \exp\left(-\frac{t}{\alpha_0}\right) \text{ при } t < \alpha_0, \quad (59)$$

где  $\alpha_0$  — постоянная времени спада давления во фронте ударной волны. За время, равное  $\alpha_0$ , давление уменьшается в  $e$  раз.

Характер спада давления в ударной волне, возникающей при взрыве бризантных зарядов на глубине 150—200 м, рассматривался в ряде работ [23, 61, 94]. Было отмечено, что, после того как давление упадет до  $1/10$  своего начального значения  $p_m$ , спад становится более медленным и происходит приблизительно по закону

$$p = 0,368 p_m \frac{\alpha_0}{t} \text{ при } \alpha_0 < t < 5 + 10\alpha_0. \quad (60)$$

Для зарядов, взорванных на больших глубинах (до 8000 м), характер изменения давления в ударной волне исследовался в работах [64, 72]. В отличие от случая взрывов на мелководье спад давления в «хвостовой» части ударной волны при взрывах на больших глубинах происходит более быстро. Это хорошо видно из рис. 8, где представлены результаты эксперимента по определению продолжительности воздействия ударной волны в зависимости

от глубины подрыва зарядов различных масс (на данном рисунке и последующих значком ● обозначены экспериментальные точки).

В работе [64] были найдены эмпирические зависимости максимального давления  $p_m$  и постоянной времени  $\alpha_0$  от массы заряда  $\omega$ , кг, и расстояния от места взрыва  $R$ , м, для тротилового заряда сферической формы:

$$p_m = 5,24 \cdot 10^7 \left( \frac{R}{\omega^{1/3}} \right)^{-1,13}; \quad (61)$$

$$\alpha_0 = 92,5 \omega^{1/3} \left( \frac{R}{\omega^{1/3}} \right)^{0,22}. \quad (62)$$

Приведенные зависимости (61) и (62) были получены при  $R > 12l_0$ . На более близких расстояниях спад давления идет более быстро в соответствии с законом  $(R/\omega^{1/3})^{-1,5}$ .

При цилиндрической форме тротилового заряда, по данным работы [52], максимальное давление во фронте ударной волны описывается функцией

$$p_m = 141,7 \cdot 10^7 \left( \frac{R}{l_0} \right)^{-0,72}. \quad (63)$$

Постоянная времени спада давления во фронте ударной волны определяется соотношением

$$\alpha_0 = 10^{-3} l_0 \left( \frac{R}{l_0} \right)^{0,45}. \quad (64)$$

Рис. 8. Зависимость продолжительности воздействия ударной волны от глубины подрыва заряда.

1 — при массе заряда 3,6 кг; 2 — при массе заряда 0,45 кг.

Методы теории подобия применяются при моделировании различных физических явлений, особенно в гидродинамике и термодинамике. Широкое развитие этих методов было дано в трудах М. В. Кирпичева, Л. И. Седова, Я. Б. Зельдовича и др. Согласно принятому в теории подобия определению [45], два явления считаются подобными, если по характеристикам одного можно получить характеристики другого. Последнее может быть достигнуто простым пересчетом путем перехода от одной системы единиц измерения к другой, что обычно осуществляется умножением физических величин на некоторый множитель, называемый коэффициентом подобия.

Закон подобия при подводных взрывах основан на том, что с течением времени общий характер ударной волны не меняется.

Рассмотрим это на следующем примере. Пусть в некоторой точке  $M_1$  на расстоянии  $R_1$  от места взрыва заряда массой  $\omega_1$  в момент времени  $t_1$  давление равно  $p_1$ , а в точке  $M_2$  на расстоянии  $R_2$  от места взрыва заряда массой  $\omega_2$  в момент времени  $t_2$  давление будет равно  $p_2$ . Рассматриваемые два физических явления — взрывы двух зарядов массой  $\omega_1$  и  $\omega_2$  — будут подобны, если характеризующие их величины  $p_1$  и  $p_2$ , определенные в точках  $M_1$  и  $M_2$ , могут быть получены одна из другой линейным преобразованием:

$$p_2 = a_1 p_1, \quad (65)$$

где  $a_1$  — коэффициент подобия для давления.

При этом расстояние и время соответственно преобразуются также по линейному закону с одним и тем же коэффициентом подобия  $a$ :

$$R_2 = aR_1; \quad t_2 = at_1. \quad (66)$$

Выбирая некоторую базовую величину, можно исключить коэффициенты подобия. Для рассмотренных выше подводных взрывов в качестве базовой величины примем линейный размер заряда  $l$ . Если размер первого заряда  $l_1$ , а второго  $l_2$ , то аналогично соотношению (66) имеем

$$l_2 = al_1. \quad (67)$$

Определяя  $a$  из выражения (67) и подставляя его в соотношение (66), получим

$$\frac{R_2}{l_2} = \frac{R_1}{l_1} \quad \text{и} \quad \frac{t_2}{l_2} = \frac{t_1}{l_1}.$$

Так как линейные размеры заряда пропорциональны кубическому корню из объема заряда, а объем пропорционален массе заряда  $\omega$ , то обычно в качестве базовой величины выбирают  $\omega^{1/3}$ . Таким образом, при рассмотрении явлений подводного взрыва зарядов различной массы в качестве приведенного расстояния и времени берут соответственно величины  $R/\omega^{1/3}$  и  $t/\omega^{1/3}$ .

На рис. 9 показана зависимость максимального давления в ударной волне от приведенного расстояния. Зависимость получена по результатам измерений давления при подрыве бризантных взрывчатых веществ различной массы. Экспериментальные данные хорошо аппроксимируются прямой линией, определяемой эмпирическим уравнением (61) вплоть до глубин подрыва заряда 7000—8000 м [64]. Как следует из рисунка, тангенс угла наклона прямой к оси абсцисс равен 1,13, что соответствует показателю степени приведенного расстояния в формуле (61). Таким образом, изменение давления в ударной волне с расстоянием происходит быстрее, чем в сферической акустической волне, в которой спад давления обратно пропорционален расстоянию. Это объясняется потерями энергии ударной волны на необратимые процессы.

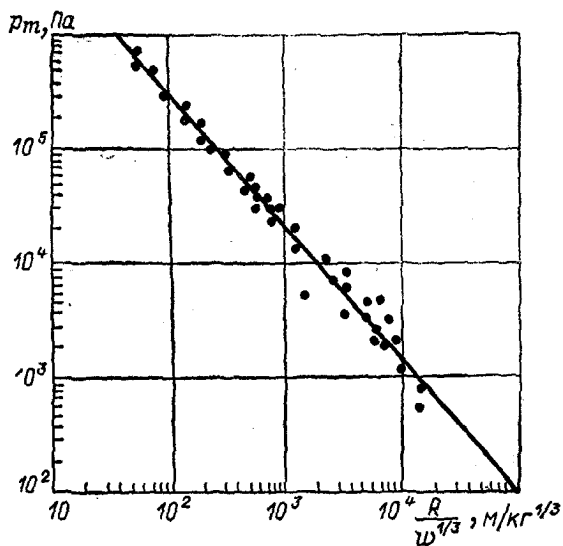


Рис. 9. Зависимость максимального давления в ударной волне от приведенного расстояния.

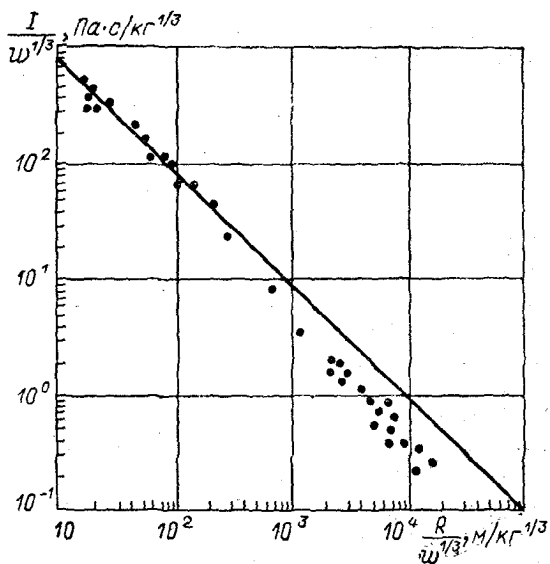


Рис. 10. Зависимость приведенного импульса силы давления от приведенного расстояния.

Следующим параметром, который используется в расчетах при воздействии ударных волн на различные преграды, является импульс силы давления

$$I(t) = \int_0^{t_m} p(t) dt. \quad (68)$$

Величина  $t_m$  в работе [64] определяется как время, по истечении которого давление в ударной волне достигает значения гидростатического давления. При расчетах, проводимых в работе [23], время  $t_m$  берется равным  $(5 \div 6)\alpha_0$ .

В работах [61, 64] приводится эмпирическая зависимость импульса силы давления от приведенного расстояния, полученная по результатам обработки измерений взрывов заряда на глубинах до 150—200 м:

$$I(t) = 6,65 \cdot 10^3 w^{1/3} \left( \frac{R}{w^{1/3}} \right)^{-0,94}, \quad (69)$$

где  $I(t)$  — импульс силы давления, Па·с.

Зависимость приведенного импульса силы давления от приведенного расстояния, определяемая формулой (69), представлена на рис. 10 в виде прямой линии. Построенные на этом рисунке экспериментальные точки получены различными авторами [22, 61, 64]. Как видно из рисунка, для больших приведенных расстояний наблюдается некоторое расхождение между экспериментальными данными и результатами вычисления по формуле (69). Такое расхождение обусловлено тем, что с увеличением глубины подрыва заряда до 8000 м [64] меняется как форма ударной волны, так и время затухания ее «хвостовой» части. В результате происходит уменьшение времени воздействия ударной волны, что и приводит к меньшим значениям импульса силы давления.

Следующим важным параметром ударной волны, образующейся при подводном взрыве, является плотность потока акустической энергии, которая определяется соотношением

$$E = \frac{1}{\rho c} \int_0^{\infty} p^2(t) dt. \quad (70)$$

Подставляя в (70) выражение (60) и интегрируя, получим

$$E = \frac{p_m^2 \alpha_0}{2\rho c}, \quad (71)$$

где  $E$  — плотность энергии, Дж/м<sup>2</sup>.

Представленное соотношение хорошо согласуется с эмпирической зависимостью, приведенной в работе [64] для тринитротолуола (TNT),

$$E = 9,3 \cdot 10^4 w^{1/3} \left( \frac{R}{w^{1/3}} \right)^{-2,08}. \quad (72)$$

На рис. 11 показана зависимость приведенной плотности потока энергии  $E/\omega^{1/3}$  от приведенного расстояния. Как следует из рисунка, на больших глубинах наблюдается отклонение экспериментальных точек от прямой, построенной согласно формуле [72]. Это отклонение значительно меньше отклонения, имеющего место для импульса силы давления, вследствие того что плотность

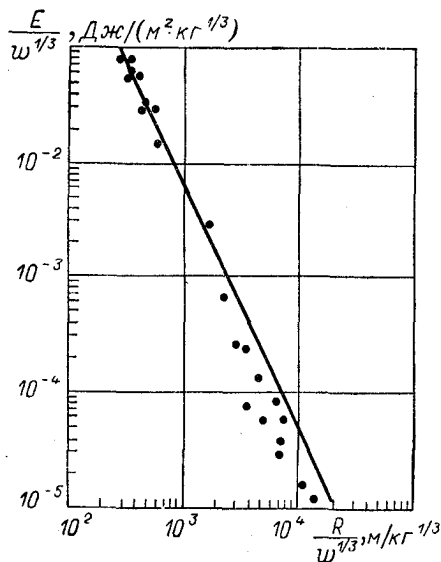


Рис. 11. Зависимость приведенной плотности энергии ударной волны от приведенного расстояния.

потока энергии ударной волны определяется в основном ее передним фронтом.

Таким образом, при измерении ударных волн, вызванных подводными взрывами, всегда желательно получить рассмотренные выше четыре основных параметра: максимальное (пиковое) давление в ударной волне

$$p_m = k_1 \left( \frac{R}{\omega^{1/3}} \right)^{n_1};$$

постоянную времени затухания

$$\alpha = k_2 \left( \frac{R}{\omega^{1/3}} \right)^{n_2};$$

импульс силы давления, проходящий на единицу площади,

$$I = k_3 \omega^{1/3} \left( \frac{R}{\omega^{1/3}} \right)^{n_3}$$

и плотность потока энергии

$$E = k_4 \omega^{1/3} \left( \frac{R}{\omega^{1/3}} \right)^{n_4}.$$

Коэффициенты  $k_1, \dots, k_4$ , а также показатели степени приведенного расстояния  $n_1, \dots, n_4$ , установленные эмпирически разными авторами, даны в табл. 1. Значения коэффициентов  $k_i$  получены при условии, что расстояние  $R$  измеряется в метрах, а масса  $\omega$  — в килограммах.

В случае других взрывчатых веществ численные значения коэффициентов и показателей степени будут другими. В работе [23] приведены значения коэффициентов и показателей степени, полученные при экспериментах с различными взрывчатыми веществами.

Ввиду сложности получения значений указанных коэффициентов на практике массу различных взрывчатых веществ предста-

влияют тротиловым эквивалентом  $w_{\text{экв}}$ . Тротильный эквивалент — это масса заряда TNT, энергия которого равна энергии взятого заряда:

$$w_{\text{экв}} = w \frac{\eta}{\eta_{\text{TNT}}}, \quad (73)$$

где  $\eta$  — удельная теплота взрывчатого вещества;  $\eta_{\text{TNT}}$  — удельная теплота TNT.

В общем случае действие взрыва распределяется в пространстве неравномерно, т. е. всякий взрыв является направленным. В силу этого параметры ударной волны в море будут зависеть от конфигурации взрывчатого вещества. Однако в большинстве практически важных случаев выбирают взрывчатый заряд сферической формы.

Вопросы направленного переноса энергии ударной волны при взрыве зарядов различной формы рассмотрены Г. И. Покровским [39].

### § 8. Газовый пузырь подводного взрыва

После взрыва заряда в воде вслед за ударной волной происходит образование газового пузыря, который, участвуя в сложных динамических процессах, совершает радиальные колебания и перемещается к поверхности. Скорость перемещения границы раздела газообразных продуктов взрыва и морской воды при этом гораздо меньше скорости звука. Вследствие этого движение воды можно с хорошим приближением рассматривать как

Таблица 1

Значения коэффициентов  $k_i$  и показателей степени  $n_i$  в формулах для определения параметров ударных волн, полученные разными авторами

Автор, фирма	Взрывчатое вещество	$P m, \text{ Па}$		$\alpha_0, \text{ мкс}$		$I, \text{ Па} \cdot \text{с}$		$E, \text{ Дж/м}^2$	
		$k_1$	$n_1$	$k_2$	$n_2$	$k_3$	$n_3$	$k_4$	$n_4$
Коул Слифко и Фарлей Аронс Христиан и Блейк БД «Брюль и Кьер»	TNT	$5,216 \cdot 10^5$	-1,13	96,5	0,18	5760	-0,89	$9,8 \cdot 10^4$	-2,10
		$4,941 \cdot 10^5$	-1,11	83,6	0,23	5320	-0,87	—	—
	$5,216 \cdot 10^5$	-1,13	92,5	0,22	—	—	—	—	—
	$5,24 \cdot 10^5$	-1,13	92,5	0,22	6650	-0,94	$9,3 \cdot 10^4$	-2,08	—
	$5,06 \cdot 10^5$	-1,10	87	0,23	5900	-0,87	$11 \cdot 10^4$	-2,12	—
	Тетрил	$5,08 \cdot 10^5$	-1,09	88	0,23	6200	-0,90	$10,8 \cdot 10^4$	-2,10



движение несжимаемой жидкости. Ускорение потока жидкости в радиальных направлениях оказывается значительно больше ускорения силы тяжести, что дает основание не принимать ее во внимание при рассмотрении задачи о колебаниях газового пузыря.

Приведем основные соотношения, относящиеся к радиальным колебаниям газового пузыря. При быстрых радиальных колебаниях пузыря изменение давления  $p$  в газе внутри пузыря можно считать происходящим по адиабатическому закону, согласно которому

$$\frac{p}{p_{\Pi}} = \left( \frac{r_{\Pi}}{r} \right)^{3\gamma}, \quad (74)$$

где  $p_{\Pi}$  — давление внутри пузыря в некоторый фиксированный момент времени  $t$ , когда радиус расширяющегося пузыря равен  $r(t) = r_{\Pi}$  (рис. 12);  $\gamma = c_p/c_v$  — отношение удельных теплоемкостей для газообразных продуктов взрыва.

Радиус пузыря  $r(t)$  при сделанных выше допущениях о несжимаемости жидкости должен описываться уравнением

$$r(t) \frac{d^2 r(t)}{dt^2} + \frac{3}{2} \left[ \frac{dr(t)}{dt} \right]^2 = (p - p_{h_0}) \frac{1}{\rho}, \quad (75)$$

Рис. 12. Пульсация газового пузыря.

где  $p$  — давление внутри пузыря, Па;  $p_{h_0}$  — гидростатическое давление, Па;  $\rho$  — плотность воды, кг/м<sup>3</sup>.

Подставив величину  $p$  из (74) в уравнение (75), перепишем его в виде

$$r(t) \frac{d^2 r(t)}{dt^2} + \frac{3}{2} \left[ \frac{dr(t)}{dt} \right]^2 = \left[ p_{\Pi} \left( \frac{r_{\Pi}}{r} \right)^{3\gamma} - p_{h_0} \right] \frac{1}{\rho}. \quad (76)$$

По мере того как газовый пузырь расширяется, давление газа внутри него уменьшается и наконец становится равным давлению  $p_{h_0}$  в окружающей жидкости. Решая уравнение (76), получаем выражение для скорости границы газового пузыря

$$v^2 = \left[ v_0^2 + \frac{2}{3(\gamma-1)} \frac{p_{\Pi}}{\rho} + \frac{2p_{h_0}}{3\rho} \right] \left( \frac{r_{\Pi}}{r} \right)^3 - \left[ \frac{2}{3(\gamma-1)} \frac{p_{\Pi}}{\rho} \left( \frac{r_{\Pi}}{r} \right)^{3\gamma} - \frac{2p_{h_0}}{3\rho} \right], \quad (77)$$

где  $v_0$  — начальное значение скорости границы.

Из уравнения (77) находим максимальный радиус, который может иметь газовый пузырь:

$$r_{\max} = \left( \frac{5p_{\Pi}}{2p_{h_0}} \right)^{1/3} r. \quad (78)$$

Время, в течение которого радиус газовой сферы достигает максимального значения, может быть определено из того же выражения (77):

$$t_{\max} = \left( \frac{3\rho}{2p_{h_0}} \right)^{1/2} \int_r^{r_{\max}} \frac{dr}{\left[ \left( \frac{r_{\max}}{r} \right)^3 - 1 \right]^{1/2}}. \quad (79)$$

Вычисляя в (79) интеграл с помощью Г-функции, имеем

$$t_{\max} = 0,915\rho^{1/2}r \left( \frac{5}{2} p_{\Pi} \right)^{1/3} p_{h_0}^{-5/6}. \quad (80)$$

Это соотношение хорошо согласуется с экспериментальными данными.

В работе [93] приведена эмпирическая формула для определения периода колебаний газового пузыря при подрыве заряда TNT в зависимости от глубины его размещения  $h$ , м:

$$T = 4,36\omega^{1/3} (h + 10,06)^{-5/6}. \quad (81)$$

В формуле (81) учтено атмосферное давление введением поправки к глубине подрыва заряда. Поправка равна высоте столба жидкости, соответствующей нормальному атмосферному давлению (10,06 м). Учет этой поправки необходим при проведении измерений в случае взрывов на небольших глубинах и ею можно пренебречь при больших глубинах подрыва заряда.

На рис. 13 приведены зависимости периода колебаний газового пузыря от глубины подрыва заряда. Экспериментальные данные хорошо согласуются с теоретическими, вычисленными по формуле (81). Отклонение экспериментальных данных от теоретически вычисленных значений  $T$  не превосходит  $\pm 3$  мс для зарядов, взорванных на глубинах до 30 м, и  $\pm 0,1$  мс для зарядов, взорванных на глубинах до 3000 м.

С каждой пульсацией газового пузыря в жидкость посылается ударная волна, которая может быть описана экспоненциальными выражениями вида

$$p(t) = \begin{cases} p_{1m} \exp(t/\alpha_1) & \text{при } t \leq 0; \\ p_{1m} \exp(-t/\alpha_1) & \text{при } t \geq 0, \end{cases} \quad (82)$$

где  $p_{1m}$  — максимальное давление в ударной волне, созданной первой пульсацией газового пузыря;  $\alpha_1$  — постоянная времени.

Согласно работе [94], постоянная времени  $\alpha_1$  определяется выражением  $\alpha_1 = I_1/(2p_{1m})$ , где  $I_1$  — импульс силы давления первой пульсации.

Для определения максимального давления  $p_{1m}$ , Па, в зависимости от расстояния  $R$ , м, и массы заряда  $\omega$ , кг, в работе [23] приводится формула

$$p_{1m} = 1,15 \cdot 10^7 \left( \frac{R}{\omega^{1/3}} \right)^{-1}. \quad (83)$$

На рис. 14 представлен график зависимости максимального давления  $p_{1m}$  при первой пульсации от приведенного расстояния  $R/\omega^{1/3}$ . Из рисунка видно, что экспериментальные данные не

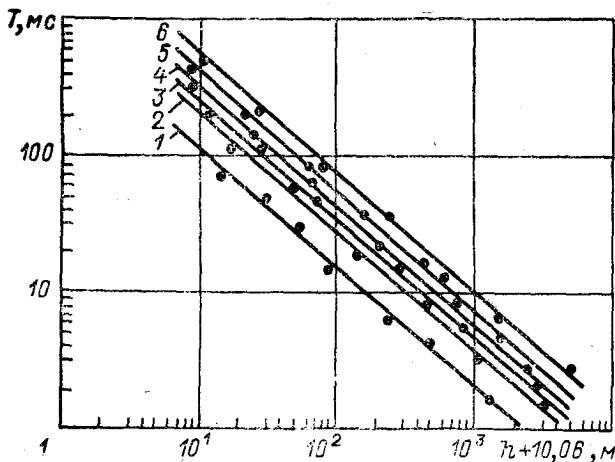


Рис. 13. Зависимость периода колебаний газового пузыря от глубины размещения заряда для зарядов различной массы.

1 — 45 г; 2 — 0,226 кг; 3 — 0,453 кг; 4 — 0,906 кг; 5 — 2,3 кг; 6 — 4,5 кг.

располагаются точно на прямой, соответствующей зависимости (83). Особенно большой разброс наблюдается для результатов, полученных при подрыве заряда на больших глубинах ( $\sim 9000$  м).

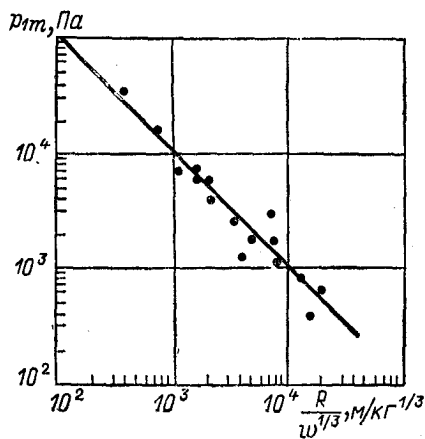


Рис. 14. Зависимость максимального давления ударной волны, создаваемой первой пульсацией газового пузыря, от приведенного расстояния.

Формула (82) описывает спад давления в жидкости после прохождения ударной волны, созданной пульсацией газового пузыря, вплоть до значений, соответствующих гидростатическому давлению невозмущенной жидкости. Однако вследствие инерции расходящихся масс воды наблюдается дальнейшее понижение давления в жидкости до отрицательных значений. При этом минимальное значение давления зависит от глубины подрыва заряда  $h$ . В работе [64] приводится формула для определения отрицательного давления

$$p_{1 \text{ min}} = -2,64 \cdot 10^4 \omega^{1/3} h^{-1/3}. \quad (84)$$

Из уравнений (83) и (84) следует, что соотношение между минимальным давлением  $p_{1\min}$  и максимальным  $p_{1m}$  для первой пульсации газового пузыря может быть выражено равенством

$$p_{1\min} = -2,3 \cdot 10^{-3} h^{2/3} p_{1m}. \quad (85)$$

Из данной формулы видно, что с увеличением глубины отношение отрицательного давления  $p_{1\min}$  к давлению  $p_{1m}$  будет возрастать. Это обстоятельство, как будет отмечено в дальнейшем, оказывает большое влияние на изменение спектрального состава взрывного сигнала с увеличением глубины подрыва заряда.

Импульс  $I_1$  силы давления при первой пульсации газового пузыря определяется аналогично импульсу силы давления взрывной ударной волны. Зависимость импульса  $I_1$  от приведенного расстояния  $R/w^{1/3}$  выражается эмпирической формулой

$$I_1 = 8,4 \cdot 10^4 w^{1/3} \left( \frac{R}{w^{1/3}} \right)^{-1,36}.$$

(86)

Зависимость приведенного импульса силы давления  $I_1/w^{1/3}$  от приведенного расстояния  $R/w^{1/3}$  показана на рис. 15. Из рисунка видно, что экспериментальные данные для широкого диапазона глубин хорошо согласуются со значениями, вычисленными по формуле (86).

Волна, излучаемая при второй пульсации газового пузыря, имеет тот же характер, что и волна, излучаемая при первой пульсации, и также может быть описана двумя экспоненциальными выражениями.

Параметры ударной волны при второй пульсации газового пузыря  $p_{2m}$ ,  $I_2$ ,  $\alpha_2$  могут быть вычислены через параметры волны, образовавшейся при первой пульсации. Согласно соотношению  $p_{2m} = 0,212 p_{1m}$ , приведенному в работе [94], максимальное давление в волне, излучаемой при второй пульсации газового пузыря, составляет 21,2% максимального давления в волне, возникающей при первой пульсации.

Импульс силы давления в ударной волне, излучаемой при второй пульсации, составляет 40,5% от импульса силы давления, соответствующего первой пульсации, т. е.  $I_2 = 0,405 I_1$ .

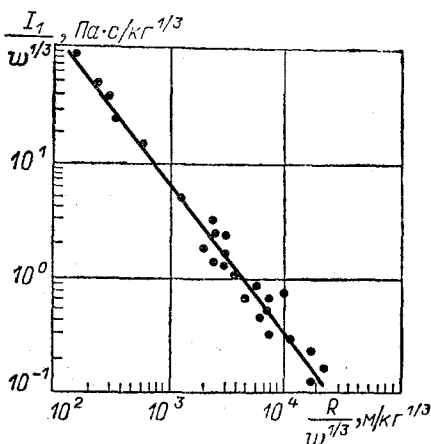


Рис. 15. Зависимость приведенного импульса силы давления ударной волны, излучаемой при первой пульсации газового пузыря, от приведенного расстояния.

Постоянная времени  $\alpha_2$  нарастания и спада давления в волне может быть определена из соотношения  $\alpha_2 = I_2/(2p_{2m})$ .

Результаты эксперимента, приведенные в работе [94], дают следующее соотношение между периодами первой и второй пульсаций:

$$T_2 = 0,72T_1. \quad (87)$$

Приведенная формула справедлива в случае взрыва зарядов сферической формы. В работе [93] рассмотрена зависимость периода пульсаций газового пузыря для зарядов различной конфигурации. В частности, для линейных зарядов цилиндрической формы период пульсаций газового пузыря зависит от массы заряда, приходящегося на единицу длины заряда, и выражается формулой

$$T = B \left( \frac{\omega}{l} \right)^{1/2} (h + 10,06) - \chi, \quad (88)$$

где  $B$  — числовой коэффициент, определяемый отношением длины заряда  $l$  к его диаметру  $D$ ;  $\chi$  — показатель степени, имеющий значение, лежащее в пределах  $5/6 \leq \chi \leq 1$ . Значение  $\chi = 5/6$  соответствует точечному (сферическому) заряду, значение  $\chi = 1$  — бесконечно длинному цилиндрическому заряду.

В табл. 2 приведены периоды пульсаций газового пузыря в зависимости от формы заряда и глубины подрыва, полученные

Таблица 2

Периоды пульсации газового пузыря  $T$ , мс,  
в функции формы заряда и глубины подрыва

Форма заряда	$\omega/l$ , г/см	$l/D$	Глубина подрыва заряда, м						
			30	40	58	79	649	1386	3498
Сферическая	—	—	86	72	57	45	7,5	4,6	2,2
Цилиндрическая при $D \times l$ , см:									
1,4×50	1,5	320	59	—	37	—	—	2,0	—
1,8×124	2,85	69	—	—	—	—	—	2,6	—
1,8×225	2,85	124	72	58	45	35	4,5	2,6	1,1
1,8×450	2,85	250	—	—	—	—	—	2,6	—
2,4×124	5,85	52	78	—	48	—	—	3,4	—

в экспериментах [93]. Из таблицы видно, что период пульсаций газового пузыря зарядов цилиндрической формы изменяется обратно пропорционально глубине подрыва. С уменьшением отношения  $l/D$  период колебаний газового пузыря возрастает.

До сих пор, говоря о пульсациях газового пузыря, мы не учитывали, что пузырь под действием выталкивающей силы движется в вертикальном направлении. Подъем газового пузыря

происходит неравномерно. Скорость подъема достигает наибольшего значения, когда газовый пузырь находится в стадии сжатия, и минимального значения при его расширении.

Быстрое всплытие пузыря в период сжатия объясняется следующим образом. Импульс пузыря, приобретенный за время  $t$  (если пренебречь массой газа внутри пузыря), выражается в виде

$$m\dot{u} = \frac{4}{3} \pi \rho g \int_0^t [R(\tau)]^3 d\tau,$$

где  $m$  — некоторая «эффективная масса», пропорциональная массе воды в объеме пузыря;  $u$  — средняя скорость подъема пузыря, м/с;  $g$  — ускорение силы тяжести, м/с.

Выталкивающая сила, действующая на пузырь, приводит к быстрому нарастанию импульса в момент, когда размеры пузыря становятся близкими к максимальным. В этот момент импульс, направленный вертикально, оказывается распределенным в относительно большом объеме воды, поскольку эффективная масса пузыря велика. Наоборот, в период сжатия при минимальных размерах пузыря импульс концентрируется в малой области, так как эффективная масса пузыря мала. Это и приводит к возрастанию скорости его движения в вертикальном направлении.

После взрыва заряда сферической формы образуется газовый пузырь, который можно принять за сферу. При всплытии пузыря под влиянием силы тяжести его сферическая форма нарушается и он приобретает дискообразную тороидальную форму. В этом случае газовый пузырь может потерять устойчивость и разрушиться на более мелкие пузырьки. Отклонение от сферической формы пузыря может быть обусловлено и другими причинами: например, цилиндрической формой заряда, близостью свободной поверхности моря, дна или других преград.

## § 9. Спектральный состав взрывного сигнала

Сигнал от подводного взрыва образуется сложением импульсов взрывной ударной волны и импульсов ударных волн, излучаемых при пульсациях газового пузыря. При рассмотрении сложных сигналов широко используется метод разложения их на простые гармонические колебания. Оказывается, что такого рода разложение всегда выполнимо, при этом для каждого сигнала существует только единственное разложение. Данный метод впервые был применен французским физиком Фурье.

В основе метода Фурье лежит теорема, согласно которой произвольная периодическая функция  $f(t)$  с периодом  $T$ , заданная в промежутке времени от  $t$  до  $t + T$ , может быть разложена в ряд, представляющий собой сумму гармонических функций с определенными амплитудами и фазами, частоты которых кратны основной частоте  $\omega = 2\pi/T$ .

Процесс разложения произвольной периодической функции на сумму гармонических функций называется *спектральным анализом*. Для каждой формы колебаний получается особый, лишь для этой формы характерный закон распределения амплитуд гармонических составляющих и их фаз. Соотношение между отдельными составляющими сложного периодического процесса, как правило, изображают с помощью особой диаграммы, называемой *спектром* данного процесса.

Непериодические процессы, такие, как затухающие колебания, синусоидальные колебания, ограниченные во времени, различного рода импульсные процессы, также могут быть представлены бесконечной суммой гармонических колебаний. Непериодическая функция  $f(t)$ , определенная на бесконечном интервале  $-\infty < t < +\infty$ , может быть на основании преобразования Фурье представлена в виде

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(\omega) e^{i\omega t} d\omega, \quad (89)$$

где  $f(\omega)$  — спектральная плотность амплитуд гармонических составляющих сигнала, называемая преобразованием Фурье.

При заданной функции  $f(t)$  ее спектральная плотность  $f(\omega)$  определяется по формуле

$$f(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt. \quad (90)$$

Формула (90) дает возможность вычислить спектр сложного непериодического сигнала. Согласно теореме Парсеваля, функция  $f(t)$  и ее спектральная функция  $f(\omega)$  связаны соотношением

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |f(t)|^2 dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} |f(\omega)|^2 d\omega. \quad (91)$$

Из теоремы Парсеваля следует физический смысл спектральной функции  $f(\omega)$ . Действительно, если  $f(t)$  есть, например, амплитуда электрического сигнала, то излученная мощность пропорциональна  $|f(t)|^2$ , а полная излученная энергия пропорциональна

$\int_{-\infty}^{+\infty} |f(t)|^2 dt$ . По теореме Парсеваля полная энергия равна

$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} |f(\omega)|^2 d\omega$ , откуда  $|f(\omega)|^2$  имеет смысл энергии, излученной в единичном интервале частоты.

Метод Фурье широко применяется при исследовании и анализе сигналов от подводных взрывов, являющихся примером непериодических гидроакустических сигналов.

Согласно теории о спектрах [53], усредненный полный спектр взрывного сигнала получается путем сложения спектральных составляющих импульса ударной волны и импульсов, излучаемых при пульсациях газового пузыря.

Импульс ударной волны, как уже указывалось в § 5, может быть аппроксимирован функцией

$$p(t) = \begin{cases} 0 & \text{при } t < 0; \\ p_m \exp(-t/\alpha_0) & \text{при } t \geq 0. \end{cases}$$

Спектральную плотность давления  $p(\omega)$  импульсов ударной волны определим по формуле (90). Подставляя в (90) значение  $p(t)$  и принимая во внимание, что при  $-\infty < t < 0$  функция  $p(t) = 0$ , получим

$$p(\omega) = \int_0^{\infty} p(t) e^{-i\omega t} dt = \int_0^{\infty} p_m e^{-\left(\frac{1}{\alpha_0} + i\omega\right)t} dt.$$

Интегрирование этого выражения дает

$$p(\omega) = \frac{p_m}{\frac{1}{\alpha_0} + i\omega}. \quad (92)$$

Преобразуя выражение (92), имеем

$$p(\omega) = \frac{\frac{1}{\alpha_0} p_m}{\frac{1}{\alpha_0^2} + \omega^2} - i \frac{p_m \omega}{\frac{1}{\alpha_0^2} + \omega^2}. \quad (93)$$

Отсюда для модуля спектральной плотности давления ударной волны  $|p(\omega)|$  получим

$$|p(\omega)| = \frac{p_m}{\sqrt{\frac{1}{\alpha_0^2} + \omega^2}}. \quad (94)$$

Зная спектральную плотность давления  $|p(\omega)|$ , можно определить спектральную плотность энергии  $E(\omega)$ . Энергия  $E$  импульса ударной волны, переносимая через единицу поверхности, определяется как

$$E = \frac{1}{\rho c} \int_{-\infty}^{+\infty} |p(t)|^2 dt, \quad (95)$$

где  $\rho c$  — акустическое сопротивление воды.

Используя теорему Парсеваля [соотношение (91)], формулу (95) можно представить в виде

$$E = \frac{1}{2\pi\rho c} \int_{-\infty}^{+\infty} |p(\omega)|^2 d\omega. \quad (96)$$



Величина  $|p(\omega)|^2/(\rho c)$  представляет собой спектральную плотность энергии, т. е. энергию, приходящуюся на единицу поверхности и единичный интервал частоты. Данную величину, используя формулу (94), запишем в виде

$$E(\omega) = \frac{p_m^2}{\rho c \left( \frac{1}{\alpha_0^2} + \omega^2 \right)}. \quad (97)$$

Полную энергию импульса ударной волны получим, умножая формулу (96) на  $4\pi$  и учитывая соотношение (97):

$$E_{\text{пол}} = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} E(\omega) d\omega = \frac{2p_m^2}{\rho c} \int_{-\infty}^{+\infty} \left( \frac{1}{\alpha_0^2} + \omega^2 \right)^{-1} d\omega. \quad (98)$$

Полная энергия в полосе частот от  $\omega_1$  до  $\omega_2$  определяется из выражения

$$\begin{aligned} E_{\text{пол}} &= \frac{2p_m^2}{\rho c} \left[ \int_{\omega_1}^{\omega_2} \left( \frac{1}{\alpha_0^2} + \omega^2 \right)^{-1} d\omega + \int_{-\omega_1}^{-\omega_2} \left( \frac{1}{\alpha_0^2} + \omega^2 \right)^{-1} d\omega \right] = \\ &= \frac{4p_m^2 \alpha_0}{\rho c} \operatorname{arctg} \frac{\alpha_0 (\omega_2 - \omega_1)}{1 + \alpha_0^2 \omega_2 \omega_1}, \end{aligned} \quad (99)$$

Таким образом, спектральная плотность энергии для принятой аппроксимации импульса давления, определяемая формулой (96),

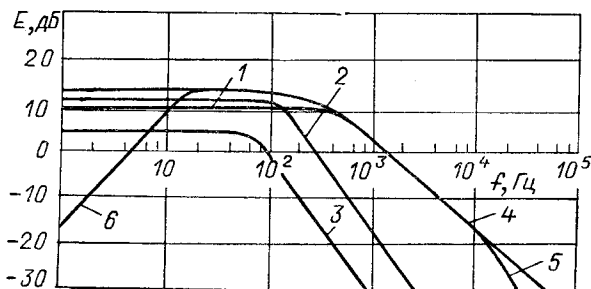


Рис. 16. Теоретические спектральные уровни энергии ударных волн.

имеет постоянный уровень в низкочастотной области (для  $\omega \ll \ll \frac{1}{\alpha_0}$ ), а начиная с частоты  $\omega_1 = \frac{1}{\alpha_0}$  уровень спектра энергии понижается. При дальнейшем увеличении частоты спектральный уровень энергии убывает по закону  $\omega^{-2}$ , что соответствует понижению уровня 6 дБ/окт.

На рис. 16 кривой 1 изображен спектральный уровень энергии взрывной ударной волны.

Как уже было выше отмечено, для получения полного спектра взрывного источника звука необходимо учесть спектральный состав импульсов, излучаемых при пульсациях газового пузыря. Для определения спектральной плотности давления  $p_{1m}(t)$  рассмотрим преобразование Фурье функции

$$p_{1m}(t) = \begin{cases} p_{1m} \exp(t/\alpha_1) & \text{при } t \leq 0; \\ p_{1m} \exp(-t/\alpha_1) & \text{при } t \geq 0, \end{cases}$$

откуда для спектральной плотности давления  $p_1(\omega)$  импульса при первой пульсации газового пузыря имеем

$$|p_1(\omega)| = \frac{\frac{1}{\alpha_1} \cdot 2p_{1m}}{\frac{1}{\alpha_1^2} + \omega^2}. \quad (100)$$

Аналогичное выражение можно получить для спектральной плотности давления импульса при второй пульсации газового пузыря

$$|p_2(\omega)| = \frac{\frac{1}{\alpha_2} \cdot 2p_{2m}}{\frac{1}{\alpha_2^2} + \omega^2}. \quad (101)$$

Спектральная плотность энергии при первой и второй пульсациях может быть получена аналогично вычислению энергии для импульсов ударной волны:

$$E = \frac{1}{2\pi\rho c} \int_{-\infty}^{+\infty} |p_1(\omega)|^2 d\omega. \quad (102)$$

Подставляя в формулу (102) значение  $p_1(\omega)$  из выражения (100) и умножая полученный результат на  $4\pi$ , найдем полную энергию импульса при первой пульсации

$$E_{1\text{полн}} = \frac{8p_{1m}^2}{\alpha_1^2\rho c} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{1}{\alpha_1^2} + \omega^2\right)^{-2} d\omega. \quad (103)$$

Соответственно для второй пульсации имеем

$$E_{2\text{полн}} = \frac{8p_{2m}^2}{\alpha_2^2\rho c} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{1}{\alpha_2^2} + \omega^2\right)^{-2} d\omega. \quad (104)$$

Спектральная плотность энергии  $E_1(\omega)$  будет равна для первой пульсации

$$E_1(\omega) = \frac{8}{\rho c} \left( \frac{p_{1m}/\alpha_1}{\frac{1}{\alpha_1^2} + \omega^2} \right)^2, \quad (105)$$

а для второй пульсации

$$E_2(\omega) = \frac{8}{\rho c} \left( \frac{\frac{p_{2m}/\alpha_2}{1/\alpha_2^2 + \omega^2}}{\alpha_2^2} \right)^2. \quad (106)$$

На рис. 16 кривыми 2 и 3 показаны спектральные уровни энергии ударных волн, образованных при первой и второй пульсациях газового пузыря, рассчитанные по формулам (105) и (106). Из рис. 16 видно, что в области низких частот спектр сигнала импульсов, излучаемых при пульсациях газового пузыря, плоский подобно спектру для взрывных ударных волн. В высокочастотной области спектра спад спектрального уровня более интенсивен, чем для взрывной ударной волны, и следует закону  $\omega^{-4}$ , что соответствует понижению уровня 12 дБ/окт.

Для получения спектра общей излучаемой энергии необходимо сложить спектральные уровни энергии, соответствующие взрывной ударной волне и ударным волнам, образующимся при пульсациях газового пузыря. Согласно работе [94], для определения энергии, излучаемой при подводном взрыве, достаточно ограничиться лишь первыми двумя пульсациями. Энергией, излучаемой при последующих пульсациях пузыря, можно пренебречь с небольшой погрешностью.

На рис. 16 спектр общей излучаемой энергии представлен кривой 4. Из рисунка видно, что в области 0,05—1 кГц спектральная плотность энергии практически не меняется, а начиная с частоты 1 кГц наблюдается спад уровня энергии, составляющий 3—6 дБ/окт. В области больших частот спад уровня энергии увеличивается до 6—12 дБ/окт.

В области частот до 50 Гц экспериментальные результаты дают подъем уровня энергии в 6 дБ/окт, в то время как теоретическая кривая имеет практически постоянный уровень. Это обусловлено тем, что принятая аппроксимация не учитывает нарастания давления во фронте ударной волны, а также влияния отрицательных давлений, возникающих между импульсами.

Рассмотрим степень влияния нарастания давления во фронте ударной волны на спектральную плотность энергии взрывного сигнала. Считая, что давление во фронте ударной волны нарастает по экспоненциальному закону, получим выражение

$$p(t) = p_m \exp(t/\alpha') \quad \text{при } t \leq 0,$$

где  $\alpha'$  — постоянная времени нарастания давления.

Спектральная плотность энергии для импульса такой формы равна

$$E'(\omega) = \frac{8\omega^2 \alpha_0^2 \alpha'^2 p_m^2}{\rho c (1 + \alpha_0^2 \omega^2) (1 + \alpha'^2 \omega^2)}. \quad (107)$$

Спектральный уровень энергии такого импульса изображен на рис. 16 кривой 5. В этом случае спад спектра в высокочастотной

области переменный и составляет 6 дБ/окт при  $1/\alpha_0 < \omega < 1/\alpha'$  и 12 дБ/окт при  $\omega > 1/\alpha'$ .

Для получения спектра энергии взрывного сигнала в области низких частот Вестоном [94] предложено выразить энергию через импульсы силы давления взрывной ударной волны и ударных волн, возникающих при пульсациях газового пузыря,  $I$ ,  $I_1$  и  $I_2$ . Эти импульсы следуют с временными интервалами  $T_1$  между ударной волной и первой пульсацией газового пузыря и  $T_2$  между первой и второй пульсациями газового пузыря.

Тот факт, что при пульсации газового пузыря давление между импульсами становится отрицательным, можно согласно работе [94] учесть путем введения постоянного отрицательного импульса силы давления, равного

$$I_3 = \frac{I + I_1 + I_2}{2\pi f T_3},$$

где  $T_3 = T_1 + T_2$  — время существования отрицательного импульса давления.

Спектр энергии может быть выражен через импульсы силы давления по формуле

$$E(\omega) = \frac{2}{\rho c} \{ [I + I_1 \cos \omega T_1 + I_2 \cos \omega T_3 - I_3 \sin \omega T_3]^2 + [I_1 \sin \omega T_1 + I_2 \sin \omega T_3 - I_3 (1 - \cos \omega T_3)]^2 \}. \quad (108)$$

Уровень спектра энергии на очень низких частотах должен быть пропорционален  $\omega^2$ . На рис. 16 подъем уровня энергии представлен кривой *b* и составляет 6 дБ/окт, что хорошо согласуется с экспериментальными результатами.

Таким образом, учет нарастания давления в ударном фронте и отрицательных давлений между импульсами дает спектр энергии, более близкий к спектру энергии взрывного сигнала, полученному на основе эксперимента [94].

## § 10. Влияние глубины подрыва заряда на спектр взрывного сигнала

Впервые экспериментальные исследования спектрального состава взрывного сигнала в море были рассмотрены Вестоном [95]. В его работе показано, что спектральные уровни энергии для сигналов от подводных взрывов зарядов различной массы при глубинах подрыва 9—75 м мало отличаются друг от друга и от спектральных уровней, полученных теоретическим путем.

Представленные на рис. 17 спектральные уровни энергии сигналов, получаемых при взрыве зарядов различной массы, имеют практически одинаковый спад, что обусловлено одинаковым распределением спектральной плотности энергии.

Отмеченные выше особенности позволили Вестону, а в последующем и авторам других работ [70, 89] использовать закон подобия для анализа спектров взрывных сигналов при взрывах на больших глубинах.

На рис. 18 представлены спектральные уровни сигналов, полученных при взрыве зарядов различной массы на глубинах 13,8 м, приведенные к заряду массой 0,5 кг.

Наличие максимума на частоте 20 Гц обусловлено основной частотой пульсаций пузыря. Из сравнения кривых, представлен-

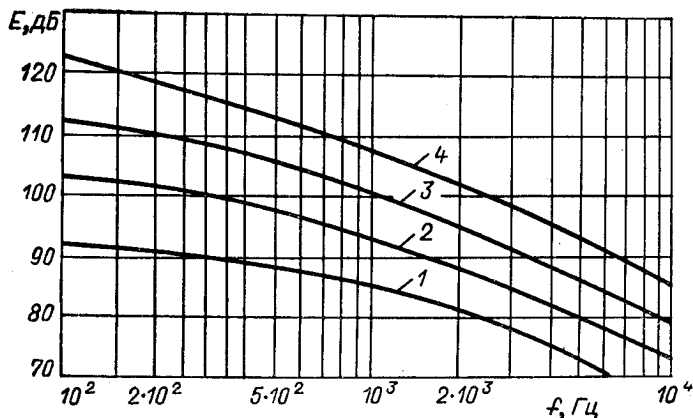


Рис. 17. Спектральные уровни энергии ударных волн, образовавшихся при взрыве зарядов различной массы на глубине 36 м, приведенные к заряду массой 90 м.

1 — для заряда массой 50 г; 2 — для заряда массой 500 г; 3 — для заряда массой 5 кг; 4 — для заряда массой 50 кг.

ных на рис. 16 и 18, видно, что имеется незначительное расхождение результатов эксперимента с теоретическими как в низкочастотной, так и в высокочастотной области спектра. Расхождение в области низких частот можно объяснить изменением импульса пузыря от взрыва к взрыву вследствие неидентичности взрывных зарядов и неравномерности процесса сгорания взрывчатого вещества, а также влиянием миграции пузыря, турбулентностью и т. д.

В области высоких частот расхождение результатов эксперимента с теоретическими объясняется прежде всего большими погрешностями при измерении и анализе взрывного сигнала. Необходимо отметить, что в случае проведения измерений узкополосными фильтрами экспериментальные спектральные уровни энергии будут иметь огибающую с частотой, кратной основной частоте пульсаций пузыря. В более общем случае огибающая спектральных уровней энергии взрывного сигнала подчиняется более сложному закону.

Как уже отмечалось, спектральные характеристики взрывных сигналов, рассмотренные в работах [89, 95], относятся лишь к измерениям, проводимым при подрыве зарядов на глубинах до 100 м. При увеличении глубины подрыва заряда до нескольких тысяч метров требуется внесение некоторых дополнительных коррективов в определяемый спектральный уровень взрывных сигналов [71, 72, 78, 90].

Основное различие между спектральными уровнями сигналов, возникающих при взрыве зарядов на небольших и на больших

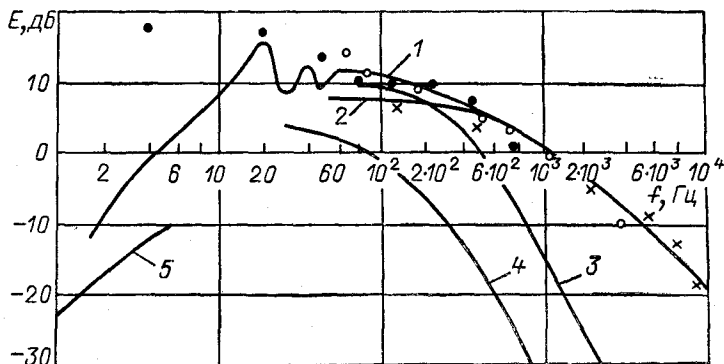


Рис. 18. Спектральные уровни энергии ударных волн, образовавшихся при взрыве зарядов различной массы на глубине 13,8 м.

1 — суммарный уровень энергии; 2 — уровень энергии взрывной ударной волны; 3, 4 — уровень ударных волн, излучаемых при первой и второй пульсации газового пузыря соответственно; 5 — уровень энергии, обусловленный отрицательными давлениями; ● — для заряда массой 1 г; ○ — для заряда массой 0,5 кг; × — для заряда массой 25 кг.

глубинах, состоит в том, что относительный вклад энергии, излучаемой при пульсации пузыря, с увеличением глубины взрыва становится все больше.

Изменение давления со временем для различных глубин показано на рис. 19, где кривые построены в относительных единицах. Из характера спада кривых видно, что для взрывов на небольших глубинах импульсы взрывной ударной волны и первой пульсации пузыря хорошо аппроксимируются спадающими экспонентами [61]. С увеличением глубины взрыва заряд характер изменения давления становится более сложным: возрастает продолжительность импульса, излучаемого при пульсации пузыря, и уменьшается скорость спада давления взрывной ударной волны. Таким образом, импульс взрывной ударной волны с увеличением глубины взрыва растягивается.

Спад огибающей спектрального уровня энергии по мере увеличения глубины взрыва приобретает характер синусоидального затухания [71]. На рис. 20 представлены спектральные плотности энергии для импульса взрывной ударной волны и импульса

первой пульсации газового пузыря для двух глубин: 2700 и 6600 м. Форма этих импульсов показана на рис. 19.

Для каждой из глубин штриховой линией показан средний спектральный уровень энергии взрывной ударной волны, пунктирной линией — средний спектральный уровень энергии ударной волны, излучаемой при первой пульсации пузыря. Сплошные

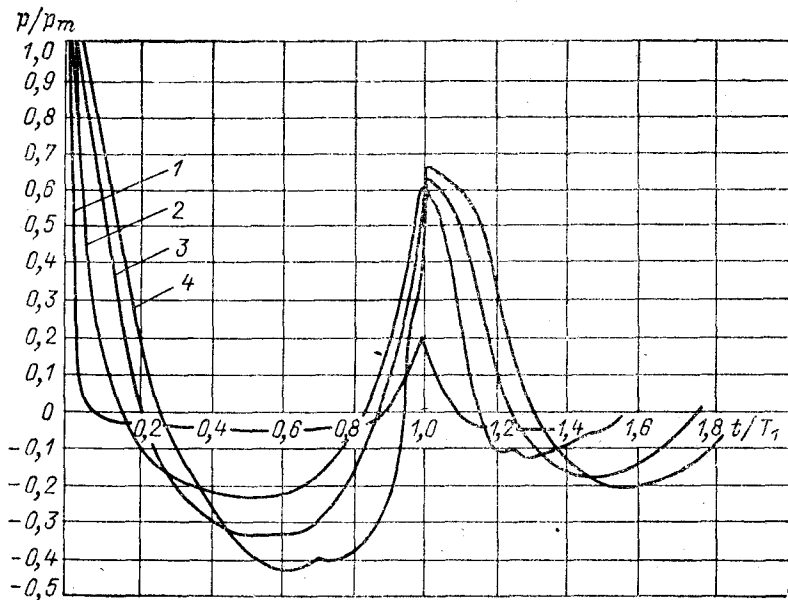


Рис. 19. Изменение давления со временем для взрывов на различных глубинах.

1 — 12 м; 2 — 160 м; 3 — 2700 м; 4 — 6600 м.

линии дают общий спектральный уровень энергии взрывного сигнала.

Из рис. 20 видно, что спектральные уровни приблизительно с частоты в 1 кГц начинают спадать, причем спад спектрального уровня энергии, излучаемой при первой пульсации пузыря, происходит значительно быстрее, чем спад спектрального уровня взрывной ударной волны. Различие между скоростями падения этих двух спектральных уровней уменьшается при возрастании глубины взрыва заряда.

Из рассмотрения приведенных на рис. 19 и 20 кривых следует, что спектры сигналов, полученных при взрыве зарядов на больших глубинах, не могут быть связаны соотношением принципа подобия со спектрами сигналов, возникающих при взрыве зарядов той же массы на небольших глубинах.

В каждом конкретном случае при определении спектра взрывного сигнала от глубоководных взрывов требуется проведение

специальных измерений с последующей обработкой полученных данных и вычислением спектрального уровня энергии. В работе [71] на базе многочисленных измерений взрывных сигналов в глубоком море получено следующее соотношение для определения максимального уровня спектра энергии:

$$E_{\max} = 3,7\omega^{4/3} (h + 10,06)^{-0,62}. \quad (109)$$

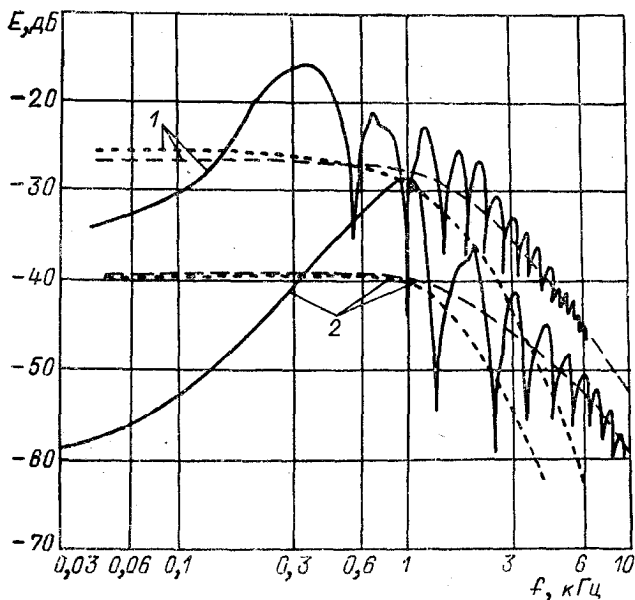


Рис. 20. Спектральные плотности энергии для импульса взрывной ударной волны и импульса первой пульсации газового пузыря для различных глубин.

1 — 2700 м; 2 — 6600 м.

Максимум спектрального уровня приходится на основную частоту пульсации пузыря  $f_{\Pi} = \frac{1}{T}$ . Для частот ниже частоты  $f_{\Pi}$  энергия может быть определена по формуле

$$E = E_{\max} \left( \frac{f_{\Pi}}{f} \right)^{-2,67}. \quad (110)$$

При частотах, превышающих  $f_{\Pi}$ , больший вклад в энергию дает взрывная ударная волна. Спад спектрального уровня энергии на высоких частотах составляет 6 дБ/окт. Энергия может быть подсчитана по следующей приближенной формуле:

$$E (f/f_{\Pi}) \approx h^{5/3}. \quad (111)$$

На рис. 21 графически представлена зависимость спектральной плотности энергии от нормированной частоты  $f/f_{\Pi}$ . Значения



энергии получены с учетом сферического закона распространения и приведены к расстоянию в 91 м. Из рисунка видно, что спад спектрального уровня энергии в области низких частот  $f < f_{\Pi}$  составляет +8 дБ/окт для всех глубин. Спад уровня спектра энергии для зарядов, взорванных на небольших глубинах (кривая 2), в диапазоне частот  $1 < f/f_{\Pi} < 4$  составляет -8 дБ/окт, в диапазоне  $4 < f/f_{\Pi} < 10$  равен -3 дБ/окт и для  $f/f_{\Pi} > 10$  составляет -6 дБ/окт. С ростом глубины подрыва заряда спад

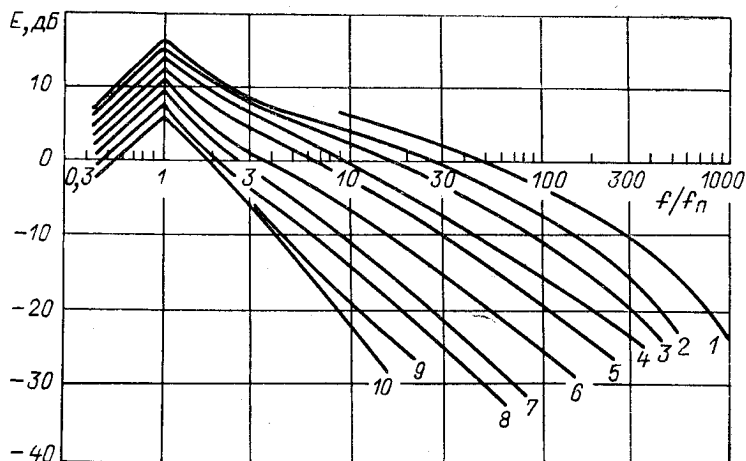


Рис. 21. Зависимость спектральной плотности энергии от  $f/f_{\Pi}$  для различных глубин.

1 — 40 м; 2 — 100 м; 3 — 165 м; 4 — 330 м; 5 — 660 м; 6 — 1320 м; 7 — 2300 м; 8 — 4600 м; 9 — 5300 м; 10 — 6600 м.

спектрального уровня энергии в высокочастотной части спектра становится более крутым и для кривой 10 при всех значениях  $f/f_{\Pi} > 1$  составляет -8 дБ/окт, т. е. уменьшение уровня спектральной энергии происходит уже не по закону  $f^{-2}$ , а по закону  $f^{-3}$ . Это обусловлено характером изменения давления с глубиной, показанным на рис. 19.

При взрывах на мелководье большой вклад в высокочастотную часть спектра дает взрывная ударная волна. С увеличением глубины взрыва относительная величина этого вклада уменьшается. Согласно работе [74], вклад в высокочастотную часть спектра, вносимый ударной волной, образованной первой пульсацией газового пузыря, составляет не более 20% общего уровня энергии.

На рис. 22 показано, что с увеличением глубины взрыва заряда происходит уменьшение максимума спектрального уровня энергии и его смещение в сторону высоких частот за счет уменьшения основной частоты пульсации пузыря. Этот факт отмечен в работах [27, 72, 78, 90].

Для заряда массой 0,5 кг максимум спектральной плотности энергии смещается приблизительно с 30 Гц при глубине 100 м до 1 кГц при глубинах свыше 6000 м.

Из рис. 21 и 22 видно, что с увеличением глубины подрыва заряда спектральный уровень энергии взрывного сигнала в рас-

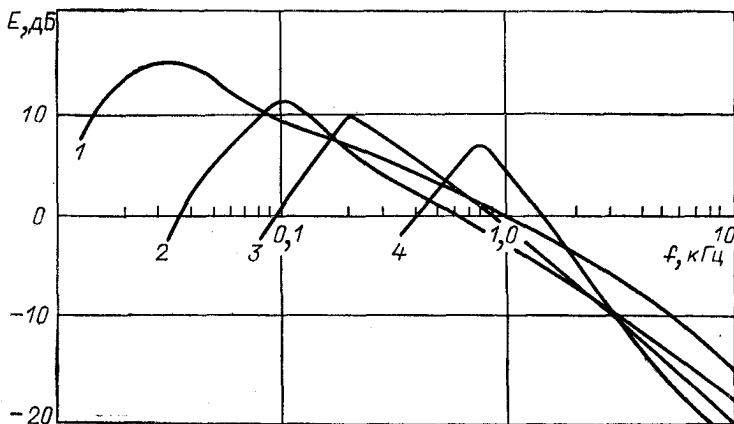


Рис. 22. Смещение спектрального уровня энергии с глубиной взрыва заряда массой 0,5 кг.

1 — при глубине 100 м; 2 — при глубине 580 м; 3 — при глубине 1200 м; 4 — при глубине 5300 м.

сматриваемом диапазоне снижается. Это обусловлено потерями при сферическом распространении, а также потерями на дополнительное затухание, вызванное нелинейными эффектами и другими процессами.

### § 11. Подводный взрыв вблизи морской поверхности

При взрыве зарядов у поверхности моря наблюдаются такие явления, как возмущение свободной поверхности моря, выброс воды в форме различных фонтанов, а также образование вблизи поверхности области кавитации. Возникновение этих явлений обусловлено наличием границы раздела между морской средой и атмосферой. Ударная волна, вызванная подводным взрывом, достигая границы раздела с менее плотной средой, частично переходит в эту среду, а частично отражается, образуя волну разрежения.

Возникновение волны разрежения обусловлено тем, что в воздухе при падении вызванной подводным взрывом ударной волны на границу раздела морской среды и воздуха не может образоваться сколько-нибудь значительного давления. Действительно, на границе раздела сред должно выполняться равенство нормаль-

ных составляющих скоростей частиц воды  $u_1$  и воздуха  $u_2$ , т. е.  $u_1 = u_2$ .

Используя соотношение (9), получим

$$u_1 = \frac{\Delta p_1}{\rho_0 v_1} \text{ и } u_2 = \frac{\Delta p_2}{\rho_1 v_2},$$

где  $\Delta p_1$ ,  $v_1$  и  $\Delta p_2$ ,  $v_2$  — скачок давления и скорости во фронте ударной волны соответственно в воде и в воздухе;  $\rho_0$  — плотность воды;  $\rho_1$  — плотность воздуха.

Из равенства скоростей следует, что

$$\frac{\Delta p_1}{\rho_0 v_1} = \frac{\Delta p_2}{\rho_1 v_2},$$

а так как  $\rho_0 \gg \rho_1$  и  $v_1 \gg v_2$ , то  $\Delta p_1 \gg \Delta p_2$ . Разница давлений на границе приводит к ее перемещению и образованию волны разрежения.

Возникшая волна разрежения, распространяясь в направлении, противоположном направлению падающей ударной волны, и складываясь с ней, образует область пониженного давления. Это приводит к возникновению в жидкости растягивающих усилий. Образующиеся в жидкости разрывы сплошности сопровождаются появлением малых пузырьков, пульсация которых вызывает химические реакции, свечение, излучение звука. Все эти явления называются *кавитацией*.

Жидкости, не содержащие каких-либо примесей, способны выдерживать без разрыва сплошности высокие растягивающие напряжения. Так, дистиллированная вода, не содержащая примесей, выдерживает растягивающие напряжения до  $25 \cdot 10^6$  Па. Однако в естественных водоемах вода не является однородной, а содержит большое количество взвешенных частиц и множество воздушных пузырьков — зародышей кавитации, образующихся вследствие волнения моря и под влиянием космического излучения, поэтому возникновение кавитации в естественных водоемах происходит при значительно меньших растягивающих напряжениях.

Экспериментальными работами [20, 94] показано, что значение кавитационной прочности поверхностного слоя в море лежит в пределах  $5 \cdot 10^4$ — $2 \cdot 10^5$  Па. Поэтому практически можно считать, что кавитация в море возникает при появлении даже небольших отрицательных давлений.

Вследствие быстрого уменьшения отрицательного давления с глубиной зона кавитации незначительно проникает в глубь моря по сравнению с распространением ее вдоль поверхности. В процессе распространения зона кавитации приобретает форму шарового сегмента.

Приведем, следуя работе [73], соображения по определению зоны кавитации. Предположим, что в некоторой точке  $O$  на глубине  $h$  от поверхности воды (рис. 23) произошел взрыв заряда

массой  $\omega$ . В момент времени  $t$  в произвольно выбранной точке  $M$  после прохождения ее фронтом ударной волны суммарное давление будет складываться из гидростатического давления в этой точке (с учетом атмосферного давления)  $p_{h_0}$ , положительного давления  $p(t)$  и отрицательного давления отраженной от поверхности моря волны разрежения  $p(t=0) = p(0)$ .

Если точка  $M(R_1, \theta)$  расположена внутри зоны кавитации, то результирующее давление не должно превосходить критическое, определяющее пороговый уровень кавитационной прочности жид-

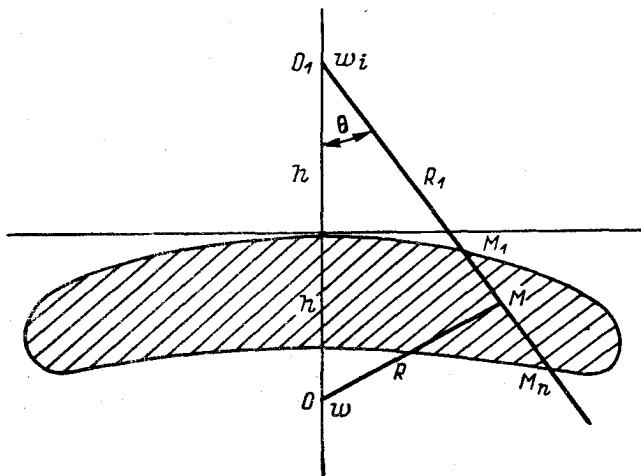


Рис. 23. Зона кавитации, образующаяся при отражении ударной волны от поверхности моря.

кости. В качестве отраженной ударной волны можно взять сферическую волну разрежения, исходящую из некоторого мнимого источника. Этим источником может служить взрыв фиктивного заряда массой  $\omega_i$ , условно расположенного в точке  $O_1$ , симметричной точке  $O$  относительно поверхности воды.

Условие, при котором наступает кавитация в точке  $M$ , записывается в виде

$$p(t) - p(0) + p_{h_0} = p_k, \quad (112)$$

где  $p_k$  — критическое отрицательное давление, при котором в воде возникает кавитация.

Масса фиктивного заряда  $\omega_i$  определяется из условия (112), которое устанавливает значение отрицательного давления отраженной волны во всех точках зоны кавитации. Отрицательное давление будет компенсироваться гидростатическим давлением  $p_{h_0}$  и положительным давлением, имеющимся в этих точках к моменту прихода в них отраженной волны разрежения. Для всех точек  $M$ , расположенных внутри зоны кавитации, результирующее давле-

ние должно быть равно пороговому уровню кавитационной прочности жидкости. Подставляя в соотношение (112) значения  $p(t)$  и  $p(0)$  из уравнения (60) и принимая во внимание, что давление в точке  $M$  складывается из атмосферного и гидростатического, т. е.

$$p_{h_0} = \rho g (R_1 \cos \theta - h) + p_{\text{ат}},$$

получим

$$5,24 \cdot 10^7 \left( \frac{R}{\omega^{1/3}} \right)^{-1,13} e^{-t/\alpha_0} - 5,24 \cdot 10^7 \left( \frac{R_1}{\omega_i^{1/3}} \right)^{-1,13} + \rho g (R_1 \cos \theta - h) + p_{\text{ат}} = p_{\text{к}}. \quad (113)$$

Время  $t$  в формуле (113), определяемое как промежуток между приходом в точку  $M$  ударной волны и последующим приходом в нее отраженной волны разрежения, находится из условия  $t = \frac{1}{u} (R_1 - R)$ , где  $u$  — скорость распространения ударной волны.

Для точек выбранного направления отраженной волны разрежения на поверхности моря имеем  $R_1 = R$ ,  $\omega_i = \omega$  и  $p_{\text{к}} < \rho g (R_1 \cos \theta - h) + p_{\text{ат}}$ . Этот факт определяет отсутствие кавитации в непосредственной близости к поверхности моря. При некотором значении  $R_1$  и  $\omega_i = \omega$  результирующее давление становится равным  $p_{\text{к}}$ , что соответствует верхней границе зоны кавитации (точка  $M_1$ ).

Для последующих точек выбранного направления с ростом  $R_1$  масса фиктивного заряда уменьшается, достигая минимального значения в некоторой точке  $M_n$ . В этой точке суммарное давление, складывающееся из давления  $p_{h_0}$  и уменьшающегося давления проходящей ударной волны компенсирует отрицательное давление отраженной волны разрежения. Таким образом, точка  $M_n$  оказывается лежащей на нижней границе зоны кавитации.

Изменение массы фиктивного заряда с расстоянием  $R_1$  до точки, в которой определяется давление, представлено на рис. 24. Зависимость дана для заряда TNT массой 5 кг, взорванного на глубине 1,5 м, для случая ударной волны, отраженной от поверхности моря под углом  $60^\circ$ , в предположении, что  $p_{\text{к}} = 0$ .

Геометрическое место точек  $M_1$  всех направлений отраженной волны, получаемых при различных значениях угла  $\theta$ , образует верхнюю границу зоны кавитации. Нижнюю границу зоны кавитации образует геометрическое место точек  $M_n$ . Таким образом, зона кавитации заключена между  $R_{1 \text{ мин}}$ , где  $\omega_i = \omega$ , и  $R_{1 \text{ макс}}$ , где  $\omega_i = \omega_{i \text{ мин}}$ .

Нижняя граница зоны кавитации определяется с невысокой точностью. Это обусловлено тем, что масса фиктивного заряда, определяемая из уравнения (113), зависит от характера экспоненциального спада «хвоста» ударной волны. Как известно, ха-

раक्टर этого спада от взрыва к взрыву изменяется довольно значительно. Кроме того, на вычисление зоны кавитации влияет пороговый уровень кавитационной прочности морской воды, который может быть различным.

В работе [73] были проведены вычисления зоны кавитации для зарядов TNT массой 0,05, 0,1 и 5 кг, взорванных на глубинах от 1 до 12 м. Вычисления были проведены в предположении, что пороговый уровень кавитационной прочности морской воды равен нулю.

Вычисления определяют зону кавитации в виде шарового сегмента, обращенного вогнутостью вниз, с вертикальной осью, проходящей через заряд. Своей вершиной шаровой сегмент практически касается свободной поверхности воды, а его края находятся на глубине от одного до нескольких метров в зависимости от массы заряда и глубины его подрыва. Эти же величины определяют расстояние от краев сегмента зоны кавитации до вертикальной оси, проходящей через заряд.

При изменении глубины подрыва заряда массой 0,05 кг от 1 до 12 м нижняя поверхность зоны кавитации находится практически на одной и той же глубине 1,3 м. Расстояние от краев сегмента зоны кавитации до вертикальной оси, проходящей через заряд, составляет 30 м при глубине подрыва заряда

1 м и возрастает до 70 м при глубине подрыва заряда 12 м.

При изменении глубины подрыва заряда массой 5 кг от 1 до 12 м нижняя поверхность зоны кавитации лежит на глубине 4 м. Расстояние от краев сегмента до вертикальной оси меняется от 55 м при глубине подрыва заряда 1 м до 190 м при глубине подрыва заряда 12 м.

Кавитация возникает при отражении ударной волны не только от свободной поверхности моря, но и от различных подводных конструкций и дна моря.

Задача об отражении ударной волны от недеформируемой стенки рассмотрена в широко известной монографии [52], где показано, что давление на жестко закрепленной стенке при отражении от нее ударной волны равно удвоенному значению давления пада-

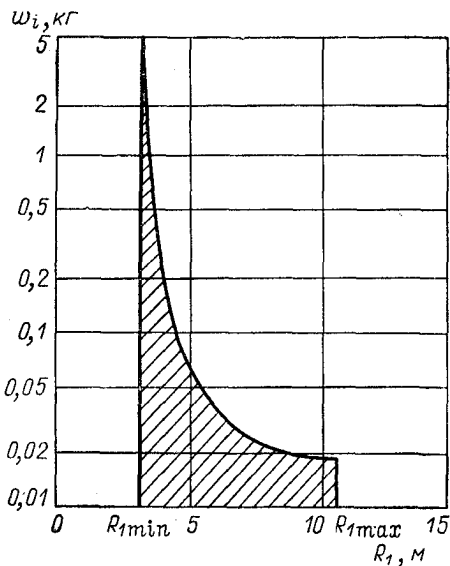


Рис. 24. Зависимость массы  $w_i$  мниного заряда от расстояния.

ющей волны. Однако любая реальная конструкция не представляет собой абсолютно жесткого сооружения, поэтому при решении задачи необходимо учитывать перемещение и деформацию стенок конструкции. В этом случае давление у преграды при отражении ударной волны будет несколько меньше удвоенного значения давления в падающей волне, а при больших деформациях суммарное давление вообще может быть отрицательным, что приводит к развитию кавитации вблизи таких поверхностей. Возникающая кавитация является одной из причин разрушений, к которым приводит подводный взрыв.

В случае подрыва большого количества взрывчатого вещества вблизи морской поверхности после образования зоны кавитации начинается интенсивный выброс воды вверх в виде узкого кратковременного фонтана или радиально разбрасываемых струй воды.

Скорость подъема воды в фонтане, его форма и продолжительность существования во многом зависят от типа и формы взрывчатого вещества, а также от глубины подрыва. Форма фонтана в виде узкой вертикальной струи свидетельствует о значительной концентрации энергии взрыва около вертикали, проходящей через центр заряда. Эта концентрация энергии может быть увеличена путем выбора соответствующей формы заряда. Как показывают расчеты [39], на расстоянии от оси фонтана, равном глубине расположения заряда под поверхностью воды, высота выброса воды в 8 раз меньше, чем в центре. Разрушаясь, фонтаны низвергают большие массы воды на поверхность моря, которые, падая, увлекают за собой воздушные потоки. Это приводит к появлению дополнительного гидроакустического шума. Анализ взрывных сигналов, полученных при взрыве заряда вблизи поверхности моря, показал, что шум, создаваемый брызгами, превышает собственные шумы моря в течение 2—3 с.

Следует отметить, что поверхность моря оказывает влияние на перемещение газового пузыря, образованного продуктами взрыва. В работе [52] отмечается отталкивание газового пузыря поверхностью моря. При этом наблюдается деформация пузыря. Поверхность пузыря, обращенная к границе вода—воздух, оказывается вдавленной внутрь. Это обусловлено тем, что движение воды от поверхности моря приводит к сжатию пузыря и его отталкиванию от поверхности. При большой деформации пузыря возможно его разрушение и образование многих мелких пузырьков.

Отмеченные выше явления существенно влияют на акустический сигнал, излучаемый при взрыве заряда. Эксперименты, проведенные разными авторами, показали значительное изменение структуры и спектрального состава сигналов, получаемых при взрыве заряда вблизи морской поверхности, по сравнению с результатами экспериментов для зарядов, взрывааемых на больших глубинах.

## § 12. Подводный взрыв вблизи жесткой границы

Ударная волна, возникающая при подводном взрыве заряда, достигая жесткой границы (или подводной преграды), отражается от нее. Процесс отражения ударной волны от поверхности жесткой границы зависит как от угла падения, так и от интенсивности падающей волны.

При малых углах падения между поверхностью границы и фронтом падающей ударной волны для волны любой амплитуды будет осуществляться регулярное отражение, при котором точка пересечения падающего и отраженного фронтов ударной волны находится на самой отражающей поверхности.

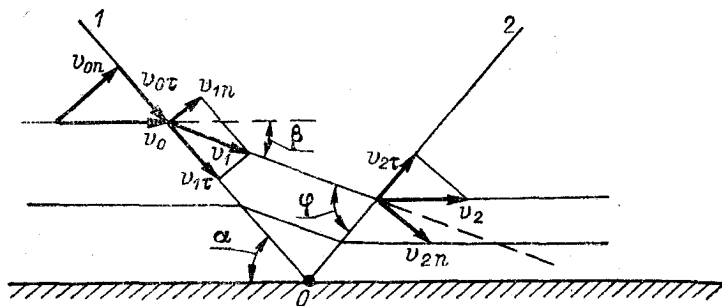


Рис. 25. Отражение ударной волны от жесткой границы.

волне скорость жидкости должна остаться параллельной поверхности тела.

Для заданного отношения  $p_2/p_1$  ( $p_1$ ,  $p_2$  — давление в падающей и отраженной волне соответственно) существует допустимый, или предельный, угол  $\alpha_{\text{пред}}$ , такой, что при  $\alpha < \alpha_{\text{пред}}$  отражение является регулярным, а при  $\alpha > \alpha_{\text{пред}}$  нерегулярным. Нерегулярное отражение определяется особенностью нелинейного взаимодействия ударной волны с поверхностью. В этом случае возникшая отраженная волна изменяет течение жидкости за падающей волной еще до того момента, когда фронт падающей волны достигнет отражающей поверхности. В результате отраженный фронт пересекается с падающим на некотором расстоянии от поверхности. Между точкой пересечения и поверхностью образуется фронт третьей ударной волны, распространяющейся вдоль стенки.

На рис. 25 показано регулярное отражение ударной волны от жесткой границы. Линия  $O1$  определяет фронт падающей ударной волны для некоторого момента времени, линия  $O2$  — фронт отраженной волны. Выбирая в качестве систем отсчета фронт падающей и отраженной волн, будем иметь поток жидкости, втекающей в разрыв  $O1$  с нормальной составляющей скорости  $v_{0n} = v_0 \sin \alpha$ , где  $v_0$  — скорость втекающего в разрыв падающей



волны потока жидкости, а  $\alpha$  — угол падения ударной волны. Так как при переходе потока жидкости через разрыв  $OI$  касательная составляющая скорости  $v_{0\tau}$  остается неизменной, а нормальная составляющая  $v_{1n}$  испытывает скачок, равный  $v_{0n} - v'_{1n}$ , где  $v'_{1n}$  — нормальная составляющая скорости потока после прохождения фронта падающей волны в системе отсчета, связанной с жесткой границей, то полная скорость потока за разрывом равна

$$v_1 = \sqrt{(v_{0n} - v'_{1n})^2 + v_{0\tau}^2 \operatorname{ctg}^2 \alpha}. \quad (114)$$

Угол отклонения вектора скорости  $v_1$  от первоначального направления  $v_0$  равен  $\beta$  и может быть найден из условия равенства касательных составляющих скоростей на фронте  $OI$ :

$$\cos(\alpha - \beta) = \frac{v_0}{v_1} \cos \alpha. \quad (115)$$

Так как граница жесткая, то нормальная составляющая скорости потока  $v_1$  в точке  $O$  должна равняться нулю, что приводит к появлению отраженной волны. Вектор скорости потока жидкости через разрыв отраженной волны  $O2$  должен отклониться от направления вектора скорости  $v_1$  на угол  $\beta$ , но только в обратном по отношению к повороту вектора  $v_1$  направлении, так как за фронтом отраженной волны вектор скорости должен быть параллелен границе раздела сред и совпадать по направлению с вектором скорости первоначального потока  $v_0$ .

На разрыве  $O2$  также должно выполняться равенство касательных скоростей и, следовательно,

$$v_{2\tau} = v_1 \cos \varphi,$$

где  $\varphi$  — угол между вектором скорости  $v_1$  и линией разрыва  $O2$ .

Нормальная составляющая скорости  $v_{2n}$  течения за фронтом отраженной волны равна  $v_{0\tau} - v'_{2n}$ , где  $v_{0\tau}$  — скорость перемещения отраженной волны;  $v'_{2n}$  — нормальная к фронту отраженной волны составляющая скорости потока жидкости в системе отсчета, связанной с жесткой границей. Тогда для полной скорости имеем

$$v_2 = \sqrt{(v_{0\tau} - v'_{2n})^2 + v_1^2 \cos^2 \varphi}. \quad (116)$$

На основании уравнений (38) и (39) можно записать

$$\rho_0 v_{0n} = \rho_1 (v_{0n} - v_{1n}); \quad p_1 - p_0 = \rho_0 v_{0n} v_{1n}; \quad (117)$$

$$\rho_1 v_1 \sin \varphi = \rho_2 v_2 \sin(\varphi - \beta); \quad (118)$$

$$\rho_1 + \rho_1 v_1^2 \sin^2 \varphi = \rho_2 + \rho_2 v_2^2 \sin^2(\varphi - \beta). \quad (119)$$

Для получения замкнутой системы эти уравнения нужно дополнить уравнением состояния. Поскольку, как уже отмечалось, процесс распространения ударных волн может рассматриваться

как изоэнтропийный, то, следуя работе [37] и пользуясь приведенной в ней зависимостью для адиабатического процесса, получим для падающей и отраженной волн соответственно

$$\frac{v_{0n}}{a_0} = b + d \frac{v_{1n}}{a_0}; \quad \frac{v_{0r}}{a_1} = b + d \frac{v_{2n}}{a_1}, \quad (120)$$

где  $b$  и  $d$  — опытные параметры, значения которых при  $p_1 < 4 \cdot 10^7$  Па можно принять равными  $b = 1$ ;  $d = 2,1$ ;  $a_0$  и  $a_1$  — постоянные, определяемые в работе [42].

Решая совместно уравнения (117) и (120), а затем (118) и (120), находим выражения для адиабат, описывающих соответственно падающую и отраженную волны:

$$\frac{p_1 - p_0}{\rho_0 a_0^2} = \frac{b^2 \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_1}\right)}{\left[1 - d \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_1}\right)\right]^2} \quad (121)$$

и

$$\frac{p_2 - p_1}{\rho_1 a_1^2} = \frac{b^2 \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2}\right)}{\left[1 - d \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2}\right)\right]^2}. \quad (122)$$

Из уравнений (115), (117) и (118) получим для отраженной волны

$$\frac{\rho_0}{\rho_1} = \frac{\operatorname{tg}(\alpha - \beta)}{\operatorname{tg} \alpha}; \quad \frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{\operatorname{tg}(\varphi - \beta)}{\operatorname{tg} \varphi}. \quad (123)$$

Решая совместно уравнения (117) и (123) с учетом соотношений (114) и (116), найдем скачок давления на фронте отраженной волны, коэффициент отражения, а также угол отражения. Для перепада давления имеем следующее соотношение:

$$\frac{p_2 - p_0}{\rho_0 a_0} = \eta_{00}^2 \left[ \left( \frac{d-1}{d} + \frac{b}{d\eta_{00}} \right)^2 + \operatorname{ctg}^2 \alpha \right] \frac{\operatorname{tg} \alpha \sin^2 \varphi}{\operatorname{tg}(\alpha - \beta)} \left[ 1 - \frac{\operatorname{tg}(\varphi - \beta)}{\operatorname{tg} \varphi} \right], \quad (124)$$

где

$$\eta_{00} = \frac{1}{2} (b + \sqrt{b^2 + 4d\eta_0}) \quad \text{и} \quad \eta_0 = \frac{p_1 - p_0}{\rho_0 a_0^2}.$$

Коэффициент отражения находим по формуле

$$n = \frac{p_2 - p_0}{p_1 - p_0} = 1 + \frac{d^2 \left[ \left( \frac{d-1}{d} + \frac{b}{d\eta_{00}} \right)^2 + \operatorname{ctg}^2 \alpha_0 \right] \sin \varphi \cos \varphi}{\left( 1 - \frac{b}{\eta_{00}} \right) \left( d - 1 + \frac{b}{\eta_{00}} \right)} [\operatorname{tg} \varphi - \operatorname{tg}(\varphi - \beta)] \quad (125)$$

и, наконец, угол отклонения  $\beta$  определяем из соотношения

$$\cos \beta = \frac{1 - \left( \frac{1}{d} - \frac{b}{d\eta_{00}} \right) \sin^2 \alpha}{\sqrt{\left( \frac{d-1}{d} + \frac{b}{d\eta_{00}} \right)^2 \sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha}}. \quad (126)$$

Случай нерегулярного отражения ударной волны от жесткой границы подробно рассмотрен в работе [37].

Жесткая граница оказывает влияние не только на распространяющуюся ударную волну, но и на перемещение и пульсацию газового пузыря, нарушая его радиальные колебания. Это обусловлено тем, что поток воды у сферической поверхности пузыря становится несимметричным. Действительно, после взрыва заряда, когда давление в газовом пузыре значительно превышает гидростатическое, радиальное движение воды в сторону от поверхности пузыря, обращенной к жесткой границе, замедленно по сравнению с движением воды в других направлениях. В этом случае пузырь удаляется от границы. Однако после того как давление внутри пузыря станет ниже гидростатического, поток жидкости к центру пузыря со стороны границы будет незначительным по сравнению с потоками, идущими по другим направлениям, и это приводит к тому, что результирующая сила, действующая на газовый пузырь, вызывает его смещение в сторону жесткой границы. Газовый пузырь в этом случае как бы притягивается к границе.

---

## Глава ГИДРОАКУСТИЧЕСКАЯ АППАРАТУРА III ДЛЯ СОЗДАНИЯ И РЕГИСТРАЦИИ ВЗРЫВНЫХ СИГНАЛОВ

---

### § 13. Способы и средства создания взрывных сигналов

Взрывчатые вещества, используемые в морских работах для создания подводных акустических сигналов, могут находиться в газообразном, жидком и твердом состоянии. Наиболее широко применяются в морской практике взрывчатые вещества в твердом состоянии. Они менее опасны в обращении, позволяют придавать зарядам любую форму и очень удобны при работе на больших глубинах.

Почти все современные взрывчатые вещества инициируются капсюлем-детонатором. Он представляет собой цилиндрическую гильзу, в которую запрессовано 1—2 г тетрила с инициирующим

веществом. Взрыв капсюля-детонатора может быть вызван горением воспламеняющего состава, взрывом детонирующего шнура, воздействием ударных нагрузок, горением огнепроводного шнура.

При использовании первого способа воспламеняющий состав поджигается за счет тепла, выделяющегося при прохождении электрического тока через тонкую проволоку.

На рис. 26, а представлена конструкция заряда, запрессованного в металлический цилиндрический корпус с электродетона-

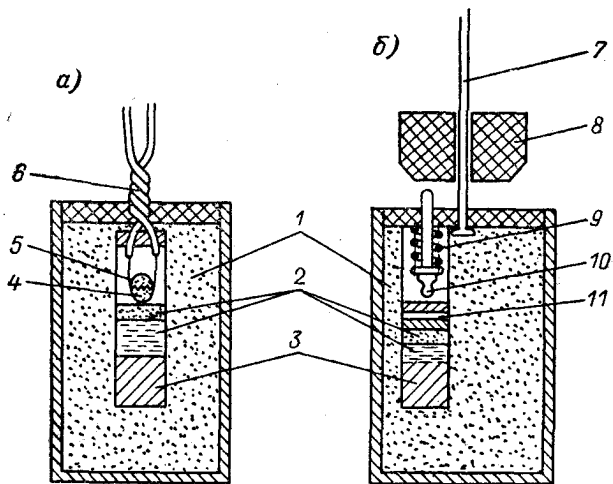


Рис. 26. Конструкция заряда: а — с электродетонатором; б — с ударным воспламенителем.

1 — взрывчатое вещество; 2 — замедлитель и гремучая ртуть; 3 — бризантное взрывчатое вещество повышенной мощности; 4 — воспламеняющий состав; 5 — платиниридиевый или нихромовый мостик; 6 — провода; 7 — трос; 8 — ударный груз; 9 — пружина; 10 — ударник; 11 — ударный капсюль-воспламенитель.

тором, на рис. 26, б — одна из возможных конструкций заряда, взрывающегося при ударе капсюля-детонатора. Груз под действием собственного веса скользит по тросу и воздействует на ударник, который вызывает в конечном итоге взрыв заряда.

Подрыв одиночных зарядов на небольших глубинах может быть осуществлен также с помощью огнепроводного шнура. Взрыв капсюля-детонатора происходит от пучка искр, даваемых огнепроводным шнуром, конец которого введен в гильзу капсюля-детонатора (рис. 27, а).

Возможны конструкции, в которых срабатывание капсюля-детонатора происходит при определенном значении гидростатического давления. В этом случае находят применение как электрические, так и ударные воспламенители. На рис. 27, б представлен заряд, снабженный гидростатом. Гидростат представляет собой мембрану, соединенную со штоком и удерживаемую пружиной. На заданной глубине под действием гидростатического

давления мембрана продавливается и приводит в движение шток, который замыкает контакты электрической цепи или освобождает ударник. Преимущество использования заряда, снабженного гидростатом, состоит в том, что подрыв заряда может быть осуществлен на строго заданной глубине.

Для океанографических исследований, проводимых на больших глубинах, удобен пиротехнический заряд с разрушающимся в воде взрывателем. В данной конструкции взрыватель помещен в капсулу из полимера, разрушающуюся под воздействием морской воды. Таким полимером может быть поливиниловый спирт в ком-

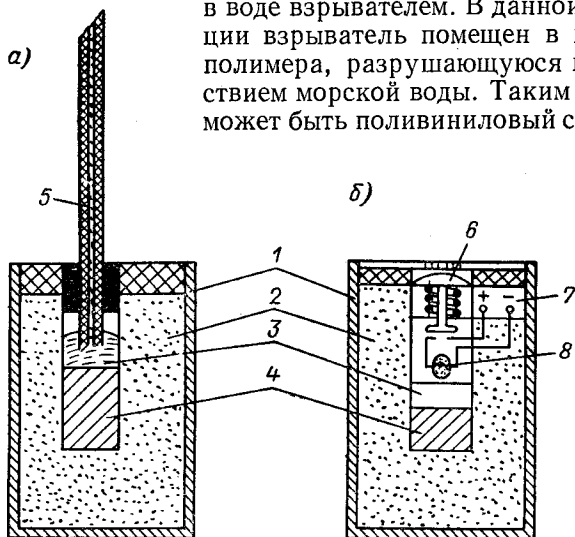


Рис. 27. Общий вид конструкции заряда: а — с огневым шнуром; б — с гидростатом.

1 — корпус; 2 — взрывчатое вещество; 3 — замедлитель и гремячая ртуть; 4 — бризантное взрывчатое вещество повышенной мощности; 5 — огнепроводный шнур; 6 — мембрана гидростата; 7 — батарея; 8 — воспламенитель.

бинации с гигроскопическим материалом и пластификатором. Капсула, изготовленная из указанного полимера, разрушается под воздействием морской воды через определенный промежуток времени, зависящий от толщины стенок капсулы, а также от размеров калибровочных отверстий, через которые в корпус поступает морская вода.

Одиночные взрывные заряды широко используются для создания мощных единичных взрывных импульсов. Однако применение таких зарядов в ряде случаев недостаточно эффективно. Например, в эхо-локации, где одиночный взрывной заряд может использоваться совместно с ненаправленным гидрофоном, дальность действия системы ограничивается явлением реверберации, так как импульс, образованный детонацией заряда, излучается во всех направлениях. Принятый гидрофоном полезный сигнал маскируется в этом случае сигналом, отраженным и рассеянным поверхностью и дном океана. Это приводит к необходимости

использования систем точечных зарядов, позволяющих осуществить концентрацию излученной акустической энергии в необходимом направлении.

Взрывные заряды в форме линий — так называемые линейные заряды — обеспечивают концентрацию энергии в необходимом направлении и тем самым частично решают проблему реверберации.

Линейные заряды представляют собой тонкостенные алюминиевые цилиндры, заполненные взрывчатым веществом. Длина одного цилиндра не превышает 50 см. Диаметр цилиндра за-

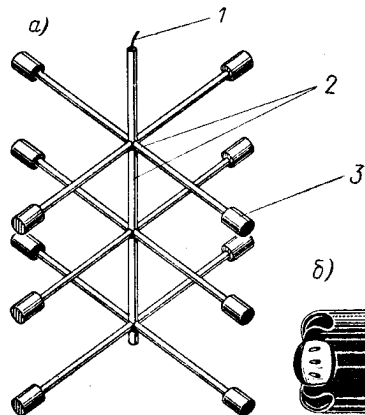
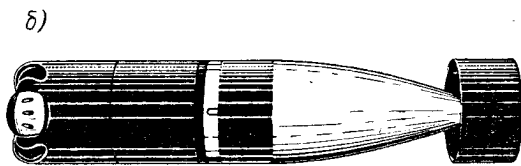


Рис. 28. Генераторы на взрывных зарядах: а — опускаемая неподвижная конструкция; б — самоходный прибор типа МК-61.

1 — провод; 2 — каркас; 3 — заряды.



висимости от назначения колеблется от 1 до 3 см. Цилиндры имеют резьбовые соединения, которые позволяют создавать более длинные линейные цепи зарядов. Линейные заряды снабжены специальными стабилизаторами, обеспечивающими их вертикальное положение в море при взрыве.

В некоторых случаях возникает необходимость создать серию взрывных сигналов от зарядов небольшой массы (10—20 г). Для этих целей требуется иметь специальное устройство, которое позволило бы разместить необходимое количество зарядов и обеспечить их подрыв с заданной частотой. Такого рода устройства могут быть неподвижными, буксируемыми и самоходными. Примером неподвижного устройства может служить конструкция, изображенная на рис. 28, а. В данной конструкции на жестком каркасе из легких труб закрепляются заряды, подрыв которых осуществляется через коммутационное устройство от внешнего источника питания в определенной последовательности. Аналогичная конструкция использовалась в работах океанографических экспедиций и описана в работе [2].

При исследовании условий распространения взрывных сигналов на большие расстояния может быть применен самоходный прибор с генератором на взрывных зарядах. Такой прибор можно использовать на различных глубинах и удалениях от приемного

гидрофона. В океанографических исследованиях, проводимых в США, широко применяется самоходный прибор с генератором на взрывных зарядах типа МК-61. Общий вид этого прибора представлен на рис. 28, б.

В подобного рода генераторах могут быть размещены заряды с различными способами инициирования взрыва. Частота подрыва зарядов регулируется по программам, заложенным в генераторе. Запуск генератора может быть осуществлен по команде с корабля специальными акустическими сигналами. В этом случае в приборе типа МК-61 находится приемное устройство, описанное в работах [52, 91].

#### § 14. Гидроакустический тракт для приема взрывных сигналов

Сигнал, возникающий при подводном взрыве, представляет собой быстро протекающий процесс. Это накладывает определенные требования на измерительную аппаратуру, выбираемую для регистрации взрывных сигналов. В настоящее

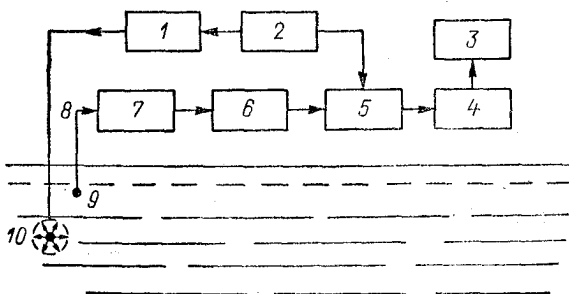


Рис. 29. Структурная схема измерительного тракта для исследования параметров подводного взрыва.

1 — блок детонации; 2 — синхронизирующее устройство; 3 — анализирующая аппаратура; 4 — записывающее устройство; 5 — регистрирующая аппаратура; 6 — усилитель; 7 — согласующее устройство; 8 — кабель; 9 — преобразователь; 10 — заряд.

время для этой цели используются широкополосные акустические приемные тракты. В общем случае измерительный тракт для регистрации сигналов подводного взрыва состоит из приемной антенны, согласующего устройства, линии передачи, усилителей, регистрирующей и анализирующей аппаратуры и устройства синхронизации. Один из вариантов такого акустического измерительного тракта представлен на рис. 29. Приемная антенна измерительного тракта, преобразующая воздействие ударных волн в электрический сигнал, представляет собой один или несколько гидроакустических преобразователей. Конструкция приемной антенны зависит от решаемых задач.

В практике использования измерительных трактов с взрывными источниками сигналов наиболее часто применяются следующие типы антенн: опускаемые с радиогидроакустических буй одиночные акустические приемники; буксируемые многоэлементные антенны в обтекателе; гибкие буксируемые многоэлементные антенны, используемые одиночно или в паре для создания характеристики направленности при излучении и приеме; заякоренные приемники буйковых станций.

В качестве элементов приемных антенн используются электроакустические преобразователи различной формы, выполненные из разных материалов. Одно из основных требований к выбору преобразователей — стабильность их характеристик.

Электрические сигналы, полученные от приемной антенны, усиливаются и регистрируются. Применяемые в измерительном тракте усилители должны обладать большим динамическим диапазоном и линейной частотной характеристикой в широком рабочем диапазоне частот, поскольку взрывной сигнал является широкополосным. Переходные процессы в усилителях должны протекать значительно быстрее, чем процесс нарастания давления в ударной волне.

Выбор вида регистрирующей аппаратуры, применяемой в приемном тракте, определяется задачами проводимых измерений. При измерении взрывных сигналов используется регистрирующая аппаратура, указывающая текущее значение измеряемой величины или ее максимальное значение. Основные требования к такой аппаратуре: постоянство чувствительности, линейность шкалы, широкий динамический диапазон и достаточно большое быстродействие.

Регистрирующая аппаратура должна быть синхронизирована с момента начала взрыва. Это особенно необходимо, если взрывной источник и регистрирующая аппаратура разнесены на большое расстояние. Синхронизирующим сигналом в этом случае может быть радиосигнал, позволяющий запустить регистрирующую аппаратуру. Спектральный состав взрывного сигнала определяют с помощью спектроанализатора, используемого в измерительном гидроакустическом тракте. Так как взрывной сигнал — процесс быстротекущий, то для получения спектра этого сигнала может быть выполнена предварительная запись его на магнитной ленте с последующим анализом, осуществляемым с помощью спектральной аппаратуры.

Для регистрации физических явлений, имеющих место при подводном взрыве, могут быть использованы скоростные кинокамеры и сверхскоростные фоторегистраторы. При исследовании действия взрыва в зоне границы раздела взрывчатое вещество — среда оптические методы неприемлемы; в этом случае применяют рентгеноимпульсные установки. Рассмотрим более подробно аппаратуру измерительного тракта, предназначенную для регистрации взрывных сигналов.



## § 15. Электроакустические преобразователи для приема взрывных сигналов

Электроакустические преобразователи в настоящее время широко используются для регистрации параметров ударной волны. Измерение неэлектрических величин путем преобразования их в электрические всегда сопряжено с погрешностями. Особенно сложным является измерение параметров ударных волн ввиду больших динамических напряжений, возникающих в преобразователе, и кратковременности протекания взрывного процесса. Вследствие этого к выбору преобразователя, предназначенного для исследования ударных волн, предъявляются особые требования.

Погрешности при измерении возникают в силу того, что ударная волна, распространяясь с конечной скоростью, воздействует на поверхность преобразователя по мере своего прохождения. В результате такого интегрирования вносится ошибка в запись высокочастотных компонентов сигнала и, таким образом, искажается передний фронт ударной волны. Погрешность, обусловленная прежде всего эффектом обтекания, зависит как от величины воспринимающего элемента преобразователя, так и от параметров ударной волны. Она может быть сделана меньше заданного значения путем выбора преобразователя с как можно меньшими размерами. Во-вторых, погрешность обусловлена тем, что преобразователь имеет малую чувствительность на низких частотах и вносит ошибки в определение низкочастотных компонентов спектра ударной волны, а следовательно, искажает запись «хвостовой» части ударной волны. В-третьих, преобразователь, обладая механическими свойствами, отличными от свойств воды, и конечными размерами, вызывает искажение поля давления ударной волны. В-четвертых, причиной погрешности является несовершенство процесса преобразования механических величин в электрические.

Одно из требований, предъявляемых к преобразователям, — стабильность их характеристик, т. е. все тарировочные параметры с течением времени не должны меняться, оставаясь в заданных пределах.

В настоящее время для регистрации давлений в жидкости используются различные преобразователи, описанные в литературе, посвященной электрическим измерениям неэлектрических величин [31, 35, 50]. Поскольку в данной книге рассматриваются подводные взрывы химических взрывчатых веществ небольшой массы, остановимся более подробно на пьезоэлектрических преобразователях, обладающих рядом преимуществ перед другими типами преобразователей, используемых для тех же целей.

В основе принципа действия подобного рода преобразователей лежит пьезоэлектрический эффект [26], который состоит в том, что при механическом воздействии на кристаллы некоторых

веществ они электрически поляризуются, т. е. на их поверхностях появляются электрические заряды. Получаемые при этом напряжения зависят от емкости преобразователя и измерительной цепи.

В настоящее время в различного рода преобразователях широко используется титанат бария  $\text{BaTiO}_3$ . Это объясняется тем, что по сравнению с другими пьезоэлектриками он обладает намного большим коэффициентом электромеханической связи, который показывает долю механической энергии, преобразованной в электрическую. Для титаната бария он составляет 0,4. Титанат бария имеет довольно широкий интервал рабочих температур:  $20-100^\circ\text{C}$ . Его можно получить в виде керамики, и это позволяет изготавливать преобразователи любой конфигурации.

Другим пьезоэлектрическим материалом, который используется для изготовления преобразователей, является цирконат-титанат свинца  $\text{Pb}(\text{Ti}, \text{Zr})\text{O}_3$ . По сравнению с титанатом бария он обладает более широким диапазоном рабочих температур ( $20-250^\circ\text{C}$ ) и лучшими пьезоэлектрическими свойствами: коэффициент электромеханической связи достигает значения 0,5—0,7. Рабочий диапазон частот преобразователя из цирконата-титаната свинца — от 20 Гц до 100 кГц.

Так как генерируемый на поверхности пьезоэлектрической керамики заряд постоянно стекает с поверхности, пьезоэлектрики невозможно применять для исследования статических нагрузок. Недостаточно эффективны они на частотах 50 Гц и меньше.

Динамические свойства пьезоэлектрического преобразователя могут быть определены по эквивалентной электрической схеме, представленной на рис. 30, где  $C_0$  — электрическая емкость пьезоэлектрической керамики,  $C$ ,  $L$ ,  $R$  — емкость, индуктивность и сопротивление, являющиеся электрическими аналогами механических параметров: податливости, массы и механического сопротивления. Эквивалентная схема преобразователя позволяет получить хорошее описание режима на выходе преобразователя в области частот, близких к резонансной. Коэффициент электромеханической связи может быть определен [35] из следующего соотношения:

$$k^2 = \frac{C}{C_0 + C}.$$

Чувствительность является одним из основных параметров, характеризующих преобразователь. Она определяется отношением э. д. с.  $\mathcal{E}$ , развиваемой на входе преобразователя, к давлению на входе  $p$ :

$$\gamma = \frac{\mathcal{E}}{p}.$$

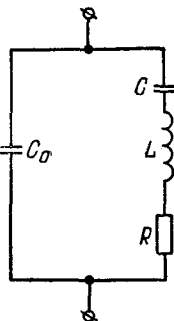


Рис. 30. Эквивалентная электрическая схема пьезоэлектрического преобразователя.

На разных частотах чувствительность преобразователя различна. Графическая зависимость чувствительности от частоты принимаемого акустического сигнала представляет собой *частотную характеристику* преобразователя. Основное требование к частотной характеристике — постоянство чувствительности в широком диапазоне частот.

Зависимость чувствительности преобразователя от направления принимаемого акустического излучения определяет *характеристику направленности*. На частотную характеристику и характеристику направленности преобразователя в горизонтальной и вертикальной плоскостях оказывают существенное влияние

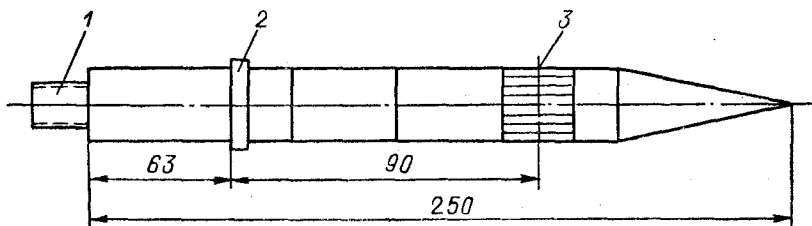


Рис. 31. Пьезоэлектрический преобразователь для измерения давления взрыва.  
1 — разъем; 2 — охрannое кольцо; 3 — чувствительный элемент.

конструкция преобразователя, его размеры и форма, а также место ввода кабеля. Применяемые кабели имеют собственную емкость, индуктивность и сопротивление, что влияет на частотную характеристику преобразователя.

На рис. 31 показан один из используемых в США преобразователей — гидрофон, предназначенный для приема взрывных сигналов. В гидрофонах типа ВС-33 в качестве чувствительного элемента используется пьезокерамика из титаната бария, в гидрофонах типа С-33 — из цирконата-титаната свинца. Чувствительный элемент этих преобразователей представляет собой набор скрепленных цилиндрических колец из пьезокерамики. Внешняя и внутренняя поверхности колец металлизированы и поляризованы в радиальном направлении. Измеряемое давление прикладывается к внешней поверхности колец, при этом должно отсутствовать воздействие на их внутреннюю полость и торцевые части. Электрическая емкость элемента такого преобразователя при  $R > r_0$  определяется выражением [35]

$$C = \frac{2\pi\epsilon l}{\ln \frac{R}{r_0}}$$

и для тонкостенного цилиндра (при  $r_0 \approx R$ ) выражением

$$C = \frac{\pi\epsilon l}{R - r_0} (R + r_0),$$

где  $\epsilon$  — абсолютная диэлектрическая проницаемость материала;  $l$  — длина цилиндра;  $R$  — наружный радиус кольца;  $r_0$  — внутренний радиус кольца.

Чувствительный элемент преобразователя охватывает неопределенная втулка, обеспечивающая соединение с корпусом и электрическую изоляцию. Рассмотренные гидрофоны типов ВС-33 и С-33

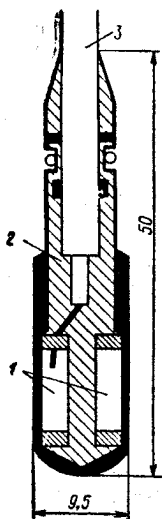


Рис. 32. Гидрофон типа 8103.

1 — пьезокерамика; 2 — экранная база; 3 — антивибрационный кабель.

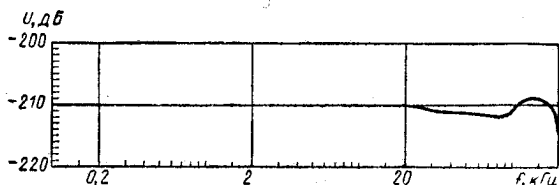


Рис. 33. Частотная характеристика гидрофона типа 8103.

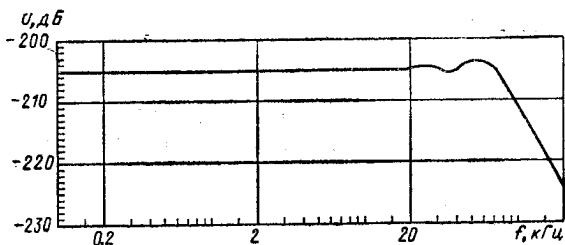


Рис. 34. Частотная характеристика гидрофона типа 8100.

обладают высокой чувствительностью, равномерной частотной характеристикой в диапазоне 1—80 000 Гц и большим динамическим диапазоном.

Высокая чувствительность и способность выдерживать сравнительно высокие давления характеризуют гидрофоны типов 8100 и 8103 фирмы «Брюль и Кьер» (рис. 32). Они могут быть использованы на расстоянии до 50—100 радиусов заряда от места взрыва.

На рис. 33 дана частотная характеристика гидрофона типа 8103, обладающего постоянной чувствительностью —200 дБ на 1 В/мкПа в широком диапазоне частот. Собственная резонансная частота гидрофона типа 8103 110 кГц.

На рис. 34 дана частотная характеристика гидрофона типа 8100.

Ударная волна подводного взрыва оказывает сильное воздействие не только на чувствительные элементы приемных антенн, но и на подводные части кабелей. Использование антивибрационных кабелей позволяет исключить или хотя бы уменьшить величину ложных сигналов, возникающих в кабеле под действием

ударных волн. Природа этих дополнительных шумов рассмотрена в работе [85]. Антивибрационные кабели имеют жесткое соединение внутреннего проводника со специальным изолирующим слоем, которое не нарушается даже при очень значительных вибрационных нагрузках. Во избежание утечек в местах соединения кабеля с разъемами необходимо, чтобы внешняя проводящая оболочка изолирующего слоя была удалена от внутренней жилы кабеля на достаточно большое расстояние.

## § 16. Усилители приемных гидроакустических трактов

Как правило, электрические сигналы, полученные от преобразователя, недостаточны для записи их регистрирующей аппаратурой. Поэтому в измерительных трактах применяют широкополосные импульсные усилители. Поскольку взрывные процессы кратковременны, особую важность приобретает знание переходных процессов в используемой аппаратуре. Переходные процессы в усилителе определяются его реакцией на мгновенный скачок тока и напряжения. Они должны протекать значительно быстрее нарастания давления во фронте ударной волны при подводном взрыве. В этом случае искажение формы усиливаемого импульса на выходе усилителя будет минимальным.

Знание переходных процессов позволяет оценить линейные искажения, вносимые усилителем [11]. Например, при усилении импульсов экспоненциальной формы, имеющих время нарастания фронта на входе  $t_{ф. вх}$ , длительность нарастания фронта импульса на выходе оценивается по приближенной формуле

$$t_{ф. вых} \approx \sqrt{t_{п}^2 + t_{ф. вх}^2},$$

где  $t_{п}$  — время протекания переходных процессов в усилителе.

При условии  $t_{ф. вх} > (3 \div 5)t_{п}$  имеем  $t_{ф. вых} \approx t_{ф. вх}$ , т. е. время нарастания фронта импульса на выходе будет равно времени нарастания фронта усиливаемого сигнала на входе. В этом случае усилитель не искажает существенно форму импульса.

Для точного воспроизведения формы входного сигнала усилители должны обладать частотной характеристикой, линейной в широкой полосе частот, что обеспечивает наименьшие искажения в период нарастания импульса. У большинства современных импульсных усилителей верхняя граничная частота  $f_{верхн}$  составляет несколько мегагерц; этому соответствует время протекания переходных процессов в усилителе  $t_{п} < 0,35$  мкс.

Поскольку спад давления в ударной волне происходит по экспоненциальному закону достаточно медленно, для точного воспроизведения входного импульса усилитель должен иметь расширенную полосу пропускания в области низких звуковых частот. Таким образом, для усиления сигнала от подводного взрыва необходимы импульсные широкополосные усилители.

Так как спектр взрывного сигнала сплошной и основная излучаемая акустическая энергия приходится на диапазон, лежащий приблизительно в пределах от 1 Гц до 20 кГц, усилитель следует выбирать со значительно большей шириной полосы. Динамический диапазон усилителя должен обеспечивать прохождение максимально допустимого сигнала без заметного искажения. Сигнал должен находиться в пределах до 110 дБ.

Ступенчатый переключатель делителя напряжения усилителя должен обеспечивать регулирование выходного сигнала. В этом случае значение выходного сигнала может быть уменьшено или увеличено степенями с заданным шагом.

Для согласования усилителя с последующими цепями применяют катодные повторители с низкоомным выходным сопротивлением или согласующие выходные трансформаторы. Импульсные усилители, используемые в измерительных трактах, обычно специально изготавливаются с учетом характера проводимых исследований. Из числа выпускаемых промышленностью могут быть использованы для целей приема взрывного сигнала низкочастотные усилители типов У4-2, У4-12, У4-28.

Усилитель типа У4-12 предназначен для усиления электрических сигналов в диапазоне частот 10 Гц — 30 кГц. Он имеет неравномерность частотной характеристики  $\pm 1$  дБ в диапазоне 10—20 Гц;  $\pm 0,3$  дБ в диапазоне 20 Гц — 20 кГц;  $\pm 0,5$  дБ в диапазоне 20—30 кГц. Коэффициент усиления  $100 \pm 0,5$  дБ. В усилителе предусмотрена возможность включения внешнего фильтра с любой частотной характеристикой. Ступенчатая регулировка позволяет менять коэффициент усиления от 10 до 100 дБ.

Измерительный низкочастотный усилитель типа У4-28 является более совершенным по сравнению с усилителями типов У4-2, У4-12. Он имеет больший диапазон частот (от 2 Гц до 200 кГц) и коэффициент усиления  $100 \pm 0,3$  дБ.

## § 17. Осциллографы и электронные вольтметры

Осциллографы широко применяются для регистрации формы, амплитуды, длительности и других параметров сигнала подводного взрыва. Большим преимуществом осциллографов перед другими регистрирующими приборами является их безынерционность, а также способность сохранять сигнал на основе явления послесвечения электронно-лучевой трубки или при помощи запоминающего устройства. Это позволяет наблюдать форму взрывного сигнала спустя длительное время после проведения эксперимента.

В настоящее время для регистрации широко используются электронные осциллографы типов ОК-17М, С1-29, С1-37, С8-11 и др. Рассмотрим основные характеристики некоторых из них. В осциллографе типа ОК-17М используется двухлучевая осциллографическая трубка. Длительность развертки по оси времени

распределяется плавно в пределах четырех диапазонов от 3 до 2000 мкс. Чувствительность осциллографа при максимальном усилении составляет не менее 1 мВ/мм по первому каналу и не менее 3 мВ/мм по второму каналу. Запуск осциллографа может быть осуществлен от исследуемого сигнала. Регистрация процесса производится фотоаппаратом «Зоркий» с объективом «Юпитер-3».

Однолучевой осциллограф типа С1-29 позволяет регистрировать однократные быстротекущие процессы путем запоминания с последующим визуальным наблюдением и фотографированием. Он имеет 18 фиксированных значений длительностей разверток в интервале от 1 до 500 мкс. Погрешность измерения временных интервалов в диапазоне 4 мкс — 4 мс не превышает  $\pm 10\%$ . Запуск развертки луча осуществляется в осциллографе импульсами любой полярности с временем нарастания от 0,2 до 100 мкс и длительностью не менее 1 мкс, с частотой следования от однократных посылок до 1 кГц. В режиме однократного запуска с ручным стиранием обеспечивается блокировка от повторного запуска. Осциллограф позволяет сохранить записанный сигнал при обесточенном состоянии прибора в течение 16 ч.

Однолучевой осциллограф типа С1-37 является более совершенным по сравнению с осциллографом типа С1-29. Он обладает большей скоростью записи при регистрации однократных процессов в режиме запоминания, составляющей 4 км/с. В осциллографе предусмотрен форсированный режим, увеличивающий скорость записи. Большая точность воспроизведения сигнала и изменения временных интервалов в диапазоне 2 мкс — 250 с и амплитуд в диапазоне 0,03—300 В делает этот тип осциллографа удобным для исследования взрывных сигналов.

Максимальная чувствительность осциллографа по вертикали не менее 1 мм/мВ. Погрешность измерения амплитуд импульсных процессов и временных интервалов в диапазоне 2 мкс — 250 с не превышает  $\pm 10\%$  при отклонении сигнала по вертикали на 30 мм и более.

Осциллограф может работать совместно со стробоскопической приставкой типа С1-21, расширяющей полосу пропускания вертикального отклонения до 200 МГц. Конструкция приборов предусматривает присоединение фототубуса с фотоаппаратом «Зенит-3М» и объективом «Гелиос-44» для фотографирования быстротекущих процессов. Осциллограф позволяет хранить записанный сигнал при обесточенном состоянии в течение 7 сут.

Помимо электронных осциллографов широкое применение находят светолучевые осциллографы, позволяющие регистрировать быстротекущие процессы на фотопленку. Число регистрирующих каналов в таких осциллографах — 8 и более. Из выпускаемых промышленностью светолучевых осциллографов для регистрации быстротекущих процессов может быть использован осциллограф типа Н-700. Он имеет 12 каналов записи. Диапазон регистрирующих частот 0—1700 Гц.

Для записи кратковременных процессов используются барабанные кассеты типа Д-001, в которых запись производится на осциллографной бумаге с чувствительностью не менее 100 ед. ГОИ. Максимальная скорость светового луча 75 м/с. Скорость движения фотоленты меняется ступенями от 2,5 до 2500 мм/с.

Кроме рассмотренных типов осциллографов следует особенно отметить многоканальный осциллограф типа Н-023, предназначенный для регистрации световым лучом на фотоленте электрических электропротекающих процессов. В осциллографе используются 9 электронно-лучевых трубок с электростатическим и электромагнитным отклонением. Диапазон регистрируемых частот 0—50 кГц. Максимальная скорость светового луча 3 км/с. В осциллографе применяется фотолента с чувствительностью 600—1000 ед. ГОИ.

Для оценки амплитуды взрывного сигнала могут быть использованы также специальные импульсные цифровые вольтметры, например типов В4-17, В4-17А. Они позволяют измерять амплитуды импульсов от 0,1 до 1000 В с длительностями от 0,2, до 1000 мкс — как одиночных, так и повторяющихся с частотой до 100 Гц. Обладая большим входным сопротивлением порядка 500 кОм, импульсные вольтметры довольно просто включаются в схему измерительного тракта.

## § 18. Аппаратура магнитной записи

В настоящее время точная магнитная запись широко применяется в гидроакустике для регистрации различного рода сигналов. В частности, на магнитную пленку может быть записан взрывной сигнал, преобразованный в электрическую форму и усиленный до необходимого уровня. Магнитная запись сигналов позволяет многократно воспроизводить их, не повторяя эксперимент. Тем самым создается возможность последующего анализа сигнала.

При использовании магнитной записи необходимо, чтобы искажения, вносимые в процессе записи и воспроизведения сигнала, были минимальными. Это обуславливает высокие требования к выбору аппаратуры магнитной записи. На практике сложность процессов магнитной записи и воспроизведения сигнала, необходимость учета большого числа параметров записываемых сигналов и магнитной ленты часто приводят к тому, что выбор аппаратуры осуществляется экспериментально.

Основными параметрами процесса записи и воспроизведения импульсного сигнала являются сквозная частотная характеристика аппаратуры магнитной записи, динамический диапазон, величина нелинейных искажений и др. Параметры аппаратуры магнитной записи, применяемые для регистрации акустических сигналов, должны удовлетворять следующим требованиям [48]:

а) сквозная частотная характеристика должна находиться в рабочей полосе частот с неравномерностью не более  $\pm 3$  дБ;



- б) динамический диапазон должен быть не менее 60 дБ;  
в) коэффициент детонации не должен превышать десятых долей процента.

Сквозная частотная характеристика определяется отношением напряжения на входе усилителя записи к напряжению на выходе усилителя воспроизведения. Она должна быть такой, чтобы искажения формы записываемого импульса были минимальными. При использовании магнитной записи для регистрации взрывных сигналов необходимо иметь в виду, что записываемые сигналы содержат широкий спектр частот и поэтому целесообразно выбирать магнитофоны с большим частотным диапазоном всех каналов.

В используемой аппаратуре магнитной записи сквозная частотная характеристика для различных стандартных скоростей движения магнитной ленты имеет неравномерность не более  $\pm 3$  дБ и частотный диапазон до 16 кГц.

Динамический диапазон определяется отношением максимального и минимального уровней сигнала на выходе аппаратуры магнитной записи и снизу ограничивается уровнем шумов записи. Шумы включают в себя собственный шум магнитной ленты, шумы усилителя записи и наводки одних каналов записи на другие. Сверху динамический диапазон ограничивается максимальным уровнем сигнала, при котором нелинейные искажения несущественны.

В связи с тем, что динамический диапазон в 60 дБ может оказаться недостаточным для записи уровня взрывного сигнала, приходится весь исследуемый процесс разбивать на несколько динамических уровней. В этом случае каждый из уровней регистрируется отдельным каналом многоканального магнитофона или используются несколько одноканальных магнитофонов. Такой способ записи сигналов подводного взрыва позволяет в последующем проанализировать их.

Детонация магнитофона определяется отношением

$$D = \frac{f_c - f_b}{f_c} \cdot 100\%,$$

где  $f_c$  — частота записываемого сигнала;  $f_b$  — частота воспроизводимого сигнала. Детонация зависит от электромеханических свойств лентопротяжного механизма, а также от качества магнитной ленты. Для высококачественных магнитофонов детонация составляет не более  $\pm 0,1\%$ .

Остановимся подробнее на физических процессах, лежащих в основе магнитной записи. Сигнал в процессе этой записи преобразуется в соответствующие изменения остаточной намагниченности магнитной ленты при перемещении ее относительно головки аппарата магнитной записи с определенной скоростью. Процесс воспроизведения является обратным преобразованием остаточной намагниченности ленты в соответствующий электрический сигнал при перемещении ленты с той же скоростью.

При записи взрывных сигналов необходимо учитывать характер распределения магнитного поля вблизи границ рабочих зазоров магнитных головок записи и воспроизведения, так как это приводит к дополнительному нарастанию переднего фронта взрывного сигнала и оказывает влияние на его спадающую часть. Например, при записи импульса длительностью  $\tau \leq 5$  мкс и незначительной скорости протяжки магнитной ленты  $v = 19,05$  см/с след сигнала на ленте должен быть не более 1 мкм. Эта величина, равная смещению ленты за время продолжительности импульса, мала по сравнению с шириной рабочего зазора головки записи современных магнитофонов (для магнитофонов типов «Комета», МГ-201 он равен 5 мкм). Магнитный отпечаток рабочего зазора головки записи определяет наименьший по продолжительности сигнал, который может быть записан при использовании данного типа головки.

В процессе воспроизведения сигнал, возникающий в обмотке головки воспроизведения, определяется магнитным потоком сцепления между головкой воспроизведения и магнитной лентой. Поскольку этот поток замыкается по сердечнику головки воспроизведения не только при прохождении магнитного отпечатка мимо зазора головки, но и при приближении к последнему, а также при некотором удалении от него, то в результате продолжительности воспроизведенного импульса будет больше, чем записанного.

При записи на магнитную ленту взрывных сигналов с длительностями порядка десятых и тысячных долей секунды отмеченное выше влияние магнитного поля, распределенного вблизи зазора головки, будет незначительным. Однако оно должно быть учтено при проведении измерений вблизи от источника взрыва и во всех тех случаях, когда исследуется характер нарастания фронта ударных волн, так как в этих случаях длительность процессов очень мала (2—3 мкс).

В процессе воспроизведения сигнала с магнитной ленты возникает шум, порождаемый самим ленточным носителем записи и обусловленный различными причинами: дискретной магнитной структурой ленточного носителя, неоднородностью магнитного слоя ленты, непостоянством контактов между записывающей и воспроизводящей головками и лентой, шероховатостью рабочего слоя носителя и поверхности головки, а также вибрацией ленты во время ее движения. Продольные и поперечные вибрации ленточного носителя возникают из-за колебаний скорости его движения и неравномерности трения о направляющие ролики.

Магнитные ленты высокого качества при отсутствии влияния посторонних магнитных полей характеризуются относительным уровнем шума — 65 дБ при скорости движения ленты 38,1 см/с и — 55 дБ при скорости движения носителя 9,5 см/с.

Отечественная промышленность выпускает аппараты магнитной записи разных типов. Для записи и воспроизведения взрывных сигналов могут быть использованы как специализированные

аппараты магнитной записи, так и некоторые типы бытовых магнитофонов.

Аппарат магнитной записи типа М-168 (рис. 35) представляет собой пятиканальное записывающее устройство, выполняющее запись и воспроизведение электрических сигналов в двух поддиапазонах частот: от 1 до 1000 Гц и от 100 Гц до 20 кГц. Аппарат дает возможность сохранить при воспроизведении временной масштаб ранее записанных сигналов с точностью  $10^{-4}$ —

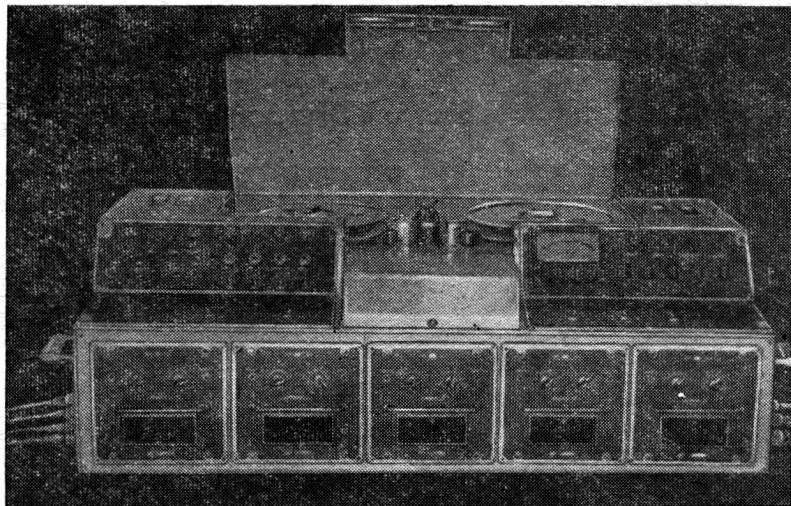


Рис. 35. Внешний вид аппарата магнитной записи типа М-168.

$10^{-5}$  с. В настоящее время наиболее совершенным способом магнитной записи с точки зрения уровня нелинейных искажений и передаваемого динамического диапазона является способ с использованием высокочастотного подмагничивания. В аппарате типа М-168 для этой цели используется генератор подмагничивания на 120 кГц. Аппарат построен по принципу пространственного разделения каналов на магнитной ленте, т. е. является аппаратом многодорожечной записи.

Запись и воспроизведение ведутся индукционными магнитными головками на магнитной ленте типа 6-Д шириной 19,05 мм. Лента перемещается мимо магнитных головок с помощью лентопротяжного механизма со стандартной скоростью 38,1 см/с.

Суммарное значение детонации, измеренной в режиме воспроизведения ранее сделанной записи, не более 0,25%. Длительность записи на одной катушке магнитной ленты длиной 750 м — не менее 30 мин. На аппарате может использоваться кассета с «бесконечной» лентой и временем записи полного кольца не более

30 с. Мгновенные изменения, вносимые в процессе воспроизведения во временной масштаб ранее записанных сигналов, при работе системы автоматического регулирования не превышают  $\pm 100$  мкс. Выходное напряжение канала, обеспечивающее нормальный уровень записи, — от 0,4 до 5 В. Входное активное сопротивление аппарата типа М-168 — не менее 100 кОм.

Сквозная частотная характеристика аппарата для первого поддиапазона частот имеет неравномерность не более 3 дБ, для

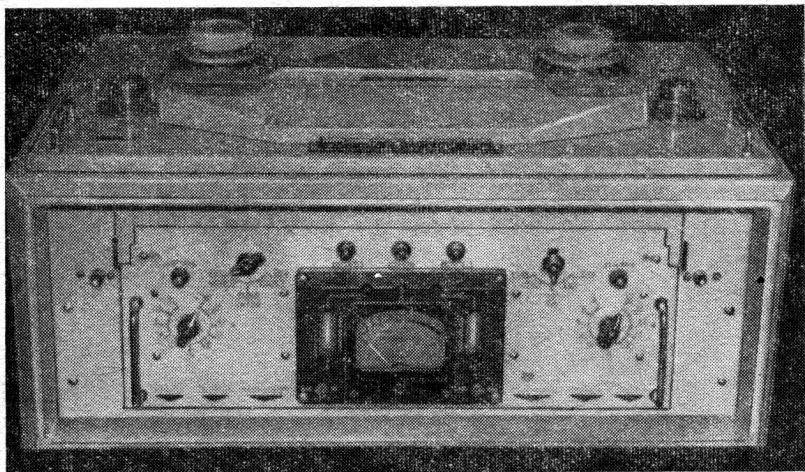


Рис. 36. Внешний вид аппарата магнитной записи типа МП-1.

второго поддиапазона — не более 7 дБ. Сквозная частотная характеристика существенно не меняется при работе с «бесконечной» лентой.

Динамический диапазон аппарата типа М-168 составляет не менее 40 дБ в первом поддиапазоне и не менее 46 дБ<sup>в</sup> во втором. Коэффициент нелинейных искажений равен 1,5—3%. Уровень записи регулируется двумя ступенчатыми регуляторами затухания, установленными на входе усилителя канала записи. Для осуществления высококачественной записи аппарат оборудован системами контроля: акустической, оптической и стрелочной. Для устранения медленных искажений временного масштаба в аппарате применена специальная система автоматического регулирования движения ленты.

Аппарат магнитной записи типа МП-1 (рис. 36) представляет собой двухканальное устройство, выполняющее запись, воспроизведение и транспонирование звуковых сигналов. Для улучшения качества записи в этих каналах применены способы прямой и продольной частотных модуляций. Запись способом частотной

модуляции можно проводить в диапазоне от 1 Гц до 2,5 кГц. В диапазоне от 50 Гц до 20 кГц производится запись с высокочастотным подмагничиванием. Аппарат обеспечивает перемещение магнитной ленты с двумя стандартными скоростями 38,1 и 19,05 см/с. Отклонение в скорости протяжки магнитной ленты в начале и конце кассеты — не более  $\pm 0,25\%$ . Коэффициент колебания скорости магнитной ленты не превышает  $\pm 0,15\%$  при скорости 38,1 см/с и  $\pm 0,3\%$  при скорости 19,05 см/с. В качестве носителя записи применяется магнитная лента типа 6 шириной 6,25 мм, длиной 500 м.

Неравномерность сквозной частотной характеристики аппарата типа МП-1 не превышает 3 дБ при записи с применением частотной

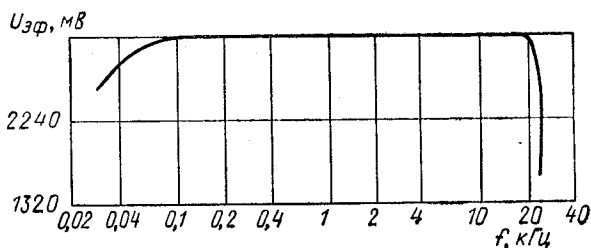


Рис. 37. Частотная характеристика аппарата магнитной записи типа МП-1.

$$U_{эф} = U_m / \sqrt{2} \text{ — эффективное напряжение.}$$

модуляции и 5 дБ при обычной записи. Сквозная частотная характеристика каналов записи и воспроизведения приведена на рис. 37.

Динамический диапазон аппарата не менее 46 дБ при скорости протяжки ленты 38,1 см/с и не менее 40 дБ при скорости 19,05 см/с.

Для контроля за уровнем записываемых и воспроизводимых сигналов аппарат оборудован двумя оптическими и одним стрелочным индикаторами. Уровень записи в каждом из каналов регулируется аттенюаторами, которые установлены на входах канала записи и имеют 10 ступеней затухания с уровнем 3 дБ на каждую ступень. При этом погрешность деления в любом положении аттенюатора не превышает  $\pm 0,5$  дБ. Аттенюатор устанавливается в такое положение, при котором на входе усилителя записи уровень сигнала не превышает 100 мВ.

Для многократного воспроизведения сигналов в целях их последующего анализа предусмотрена работа прибора на замкнутом кольце.

В отличие от аппарата магнитной записи типа М-168 данный аппарат может быть использован при проведении измерений не только в лабораторных, но и в натуральных условиях.

В настоящее время стали применять аппараты цифровой магнитной записи, более совершенные по своим частотным характе-

ристикам, динамическому диапазону и коэффициенту детонации. Аппараты такого типа основаны на преобразовании сигнала во временной (цифровой) код с последующей его дешифровкой при воспроизведении. Они могут быть использованы для непосредственного ввода мгновенных значений исследуемого сигнала в ЭВМ.

Цифровая магнитная запись используется в сейсмических станциях, предназначенных для работ методами отраженных и преломленных волн, а также при исследовании дна океана методом сейсмического профилирования.

Сейсмическая станция типа ССЦ имеет 12 каналов записи с частотным диапазоном 7—240 Гц и динамическим диапазоном не менее 90 дБ. Нелинейные искажения тракта записи станции составляют не более 1%. Запись ведется на 35-миллиметровую магнитную ленту, имеющую скорость протяжки 1000 мм/с.

## § 19. Самописцы уровня

Для регистрации акустических сигналов в настоящее время широко используются самописцы уровня электрических сигналов. Самописцы представляют собой электромеханическую систему и в силу своей инерционности применяются для регистрации взрывных сигналов лишь в некоторых случаях. Они могут быть использованы для оперативного контроля качества записи при регистрации сигнала взрыва, проведенного на большом расстоянии от точки приема, для записи сигналов при проведении сейсмического зондирования дна океана, при исследованиях явления реверберации. В некоторых случаях самописцы уровня используются для записи сигналов с выхода спектроанализирующих приборов.

В гидроакустике применяют самописцы отечественного производства и самописцы фирмы «Брюль и Кьер». Самописец типа Н-110 предназначен для непрерывной записи в логарифмическом и линейном масштабах уровня напряжения. Запись сигнала в логарифмическом масштабе может производиться в трех динамических диапазонах: 20—50—75 дБ. Рабочие диапазоны частот 0—5 Гц и 20 Гц — 200 кГц с неравномерностью частотной характеристики  $\pm 3$  дБ. Скорость записи напряжения регулируется в пределах от 50 до 1000 мм/с.

Самописец типа 2305 фирмы «Брюль и Кьер» предназначен для работы в диапазоне частот 0—200 кГц. Динамический диапазон его составляет не менее 75 дБ. Скорость записи можно менять в пределах от 2 до 2000 мм/с, а скорость движения бумаги — в пределах от 0,0003 до 100 мм/с. Запись производится с погрешностью  $\pm 0,5$  дБ.

В последнее время все большее применение находят быстродействующие самописцы, занимающие промежуточное положение между обычными самописцами и осциллографами. Отечественная

промышленность выпускает несколько типов таких самописцев: Н-320, Н-326, Н-327 [55]. Быстродействующие самописцы имеют большой частотный диапазон, несколько независимых каналов записи, регулируемую скорость движения бумаги — от 1 до 250 мм/с. Они обладают высокой чувствительностью, составляющей 20 мВ/см. Быстродействие самописцев обеспечивается наличием в них специальных механизмов с большим вращающим моментом, отсутствием шкал для визуального подсчета показаний, возможностью регистрации при высоких скоростях движения ленты. Особенностью быстродействующих самописцев является малая инерционность подвижной части измерительной системы. Эти самописцы применяются для регистрации случайных процессов, вибрации, взрывных процессов.

## **§ 20. Скоростная киносъемка и рентгеноимпульсные установки для регистрации явлений при подводном взрыве**

Применение скоростной киносъемки [42, 45] для изучения явлений при подводном взрыве дает возможность исследовать особенности развития процесса в целом: выявить динамику протекания подводного взрыва и разрушения жестких конструкций, изучить картину распространения ударных волн, законы их преломления и отражения и т. д.

Подводная съемка быстропротекающих процессов сопряжена с целым рядом трудностей: во-первых, из-за поглощения и рассеивания света в водной среде; во-вторых, из-за необходимости герметизации электроэлементов и других узлов аппаратуры.

Морская вода как акустическая среда имеет много общего с воздухом. Это прозрачная среда со взвешенными в ней частицами, поглощающими и рассеивающими свет. В очень прозрачной воде свет рассеивается главным образом самими молекулами воды. Наибольшую прозрачность морская вода имеет в зеленой и желтой областях спектра. Это необходимо учитывать при выборе источника искусственного света, используемого для съемок под водой. Источник света должен обладать высокой яркостью при относительно малом размере светящегося тела, иметь спектральный состав, наиболее пригодный для подводных съемок, быть стабильным в работе. Выбор источника света определяется характером исследуемого процесса, его продолжительностью и аппаратурой, применяемой для съемок. При киносъемке с частотой до нескольких тысяч кадров в секунду обычно используют источник света непрерывного действия.

В последние годы широкое распространение получили газоразрядные лампы, обладающие большой яркостью, например ртутные кварцевые лампы сверхвысокого давления. Применение их при подводной съемке более эффективно, чем применение ламп накаливания с вольфрамовой нитью, поскольку основная часть

излучаемой энергии ртутных ламп находится в зеленой и желтой областях спектра.

Дальность видимости при подводной съемке зависит от количества света, рассеянного в воде. Рассеянный свет создает световой фон позади фотографируемого объекта и образует вуализирующую дымку между объектом и фотокамерой. Оба эти эффекта уменьшают контраст объекта с его фоном, а следовательно, и его видимость. Лучшим способом исключения такого «тумана» является использование искусственного освещения. Объект необходимо освещать так, чтобы меньше всего освещалась вода между камерой и объектом, поэтому источник света желательно располагать как можно ближе к объекту. К сожалению, это неприемлемо при фотографировании подводных взрывов.

Естественное и искусственное непрерывное освещение становится недостаточным, когда время экспозиции уменьшается до долей микросекунды. В этом случае приходится использовать импульсные разрядные лампы, позволяющие получить необходимую освещенность для съемки быстротекущих процессов.

Одним из наиболее распространенных методов наблюдения ударных волн и других процессов является теневой метод [42], основанный на том, что свет от источника проходит через исследуемую область и при наличии в ней оптической неоднородности отклоняется от первоначального направления, образуя на экране теневую картину. При распространении ударной волны на границе ее фронта скачком изменяется плотность, а следовательно, и показатель преломления. Лучи света, проходя через ударную волну, отклоняются в направлении уменьшения плотности. Изображение ударной волны на экране наблюдается в виде совокупности зон большей или меньшей освещенности.

На рис. 38 представлена принципиальная схема теневого прибора с параллельным пучком лучей. Свет от источника 7 при помощи объектива собирается в плоскости точечной диафрагмы 6, которая находится в фокальной плоскости сферического зеркала 5, образующего параллельный пучок отраженных лучей. Этот пучок пронизывает исследуемую область 4. Второе зеркало 1 и оптическая система 2 строят теневое изображение оптической неоднородности среды в плоскости экрана 3.

Для регистрации фронта ударной волны в лабораторных условиях теневые установки соединяют с высокоскоростными фоторегистраторами. Скоростной фоторегистратор типа СФР можно использовать как высокоскоростную камеру, дающую ряд последовательных фотографий изучаемого процесса с частотой съемки до  $2,5 \cdot 10^6$  кадр/с, или как фоторегистратор, дающий непрерывную развертку исследуемого процесса с разрешением во времени до  $2 \cdot 10^{-8}$  с. В скоростном фоторегистраторе изображение с большой скоростью перемещается по неподвижной пленке. С помощью вращающегося зеркала обеспечивается наблюдение изучаемого процесса. Установка снабжена системой автоматического элек-



тронного управления, позволяющей синхронизировать начало изучаемого процесса с моментом регистрации, устанавливать и изменять с точностью до 0,1% частоту вращения зеркала. После того как вращающееся зеркало наберет рабочую скорость, пусковой сигнал с фоторегистратора инициирует взрывчатое вещество. Скоростной фоторегистратор успешно применяют при исследовании быстропротекающих процессов в лабораторных условиях.

При исследованиях, проводимых в натуральных условиях, применяют скоростные кинокамеры типа СКС. На рис. 39 представлена

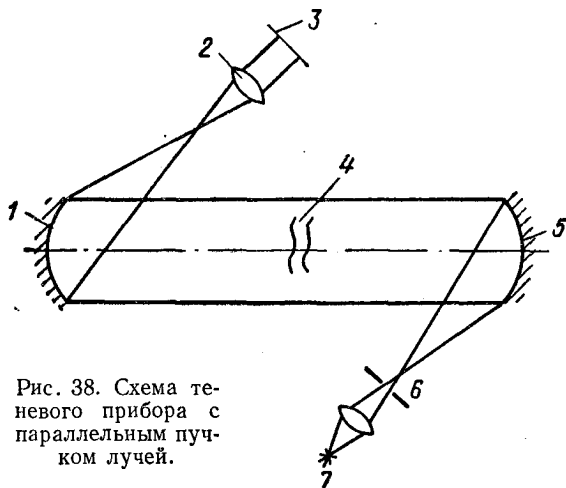


Рис. 38. Схема теневого прибора с параллельным пучком лучей.

оптическая схема скоростной кинокамеры типа СКС-1М. С помощью этой камеры можно производить фотографирование на 16-миллиметровой пленке с частотой до 4000 кадр/с при фотографическом разрешении 25 лин/мм. Число получаемых кадров составляет 3900.

В кинокамерах типа СКС применяется непрерывная протяжка фотопленки. Для получения покадрового изображения исследуемого процесса используется четырехгранная призма, вращающаяся с частотой 35 000 об/мин при перемещении пленки со скоростью 30 м/с. Замена четырехгранной призмы восьмигранной позволяет удвоить частоту съемки.

В настоящее время в нашей стране и за рубежом выпускается несколько десятков моделей аппаратуры для высокоскоростной регистрации быстропротекающих процессов. Они отличаются принципом действия, своими характеристиками и предназначены для различных условий съемки [13, 42].

Выбор метода фоторегистрации и типа аппаратуры зависит от стоящих перед экспериментатором задач. При необходимости исследовать формирование ударных волн, возникающих при взрывах, используют фотографическую регистрацию с щелевой раз-

верткой. Если необходимы сведения о структуре всего взрывного процесса, используют покадровую съемку.

Наряду с киносъемкой в последнее время для исследования взрывов стали успешно применять рентгеноимпульсные установки. Они позволяют исследовать действие взрыва в плотных средах, определить скорость перемещения границы раздела взрывчатое вещество — среда, найти среднюю плотность в зоне интенсивного сжатия, изучить характер распространения ударных волн в зоне, близкой к источнику взрыва, и провести другие исследования, которые невозможно выполнить остальными методами. Напри-

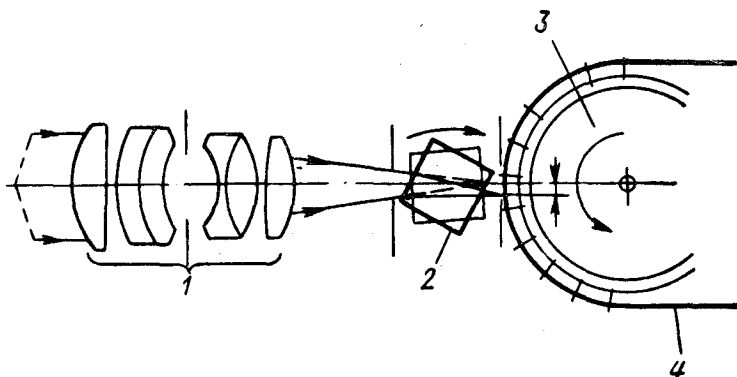


Рис. 39. Оптическая схема скоростной кинокамеры СКС-1М.

1 — объектив; 2 — четырехгранная призма; 3 — вращающийся барабан; 4 — 16-миллиметровая киноплёнка.

мер, экспериментальное исследование сжимаемости жидкости вблизи поверхности заряда при его взрыве стало возможным благодаря применению рентгеноимпульсной установки [32].

Сущность метода исследования ударных волн с помощью импульса рентгеновского излучения состоит в том, что среда, в которой распространяется ударная волна, просвечивается мощным рентгеновским импульсом в 5 Р. Прошедшие через среду рентгеновские лучи регистрируются рентгеновской пленкой, на которой получается изображение просвечиваемого объекта.

На рис. 40 представлена структурная схема рентгеноимпульсной установки. Установка состоит из рентгеновской трубки 3, генератора импульсного напряжения 2, высоковольтного выпрямителя 1, блока синхронизации 7, блока детонации 6, системы приемной аппаратуры, состоящей из камеры 4 с фоторегистрирующей пластинкой 5.

В качестве мощного импульсного источника рентгеновских лучей используется острофокусная рентгеновская трубка. Она представляет собой стеклянно-металлический баллон, внутри которого проходит алюминиевый стержень, оканчивающийся острием. Этот стержень является анодом трубки; катодом служит

стальной цилиндр, соединенный с землей. Система анод—катод находится в вакууме. На стеклянный корпус трубки, выполняющий роль изолятора, намотан индукционный делитель напряжения и предотвращает пробой при больших импульсных напряжениях.

Генераторы импульсного напряжения заряжаются от высоковольтного выпрямителя с напряжением 50—100 кВ. В установке предусмотрен блок синхронизации, позволяющий автоматически

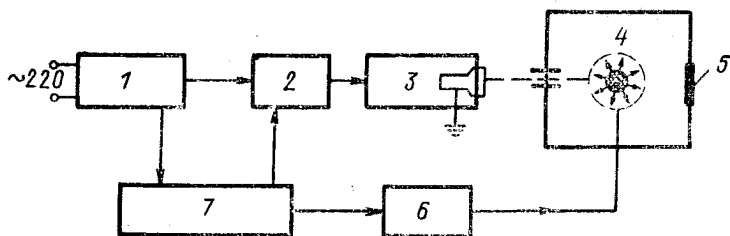


Рис. 40. Структурная схема рентгеноимпульсной установки.

совмещать начало исследуемого процесса с моментом излучения рентгеновского импульса.

Рентгеноимпульсная установка работает следующим образом. Заряженный до рабочего потенциала генератор замыкается ключом на катод. При этом эмиттированные с катода электроны ускоряются высоким напряжением и, ударяясь о вольфрамовое острие анода, теряют свою энергию в виде теплового и рентгеновского излучений. В результате испарения металла с анода в зазоре между катодом и анодом образуется плазменное облако, которое обрывает импульс рентгеновских лучей. Эта установка дает рентгенограмму с разрешением  $\pm 0,1$  мкс.

Считая, что рентгеновские лучи распространяются прямолинейно, и пренебрегая плотностью среды между рентгеновской трубкой и исследуемым объектом, можно принять, что в пространстве устанавливается поле рентгеновских лучей, интенсивность которых убывает по закону

$$J = \frac{Ne}{4\pi r^2} e^{-\mu d}, \quad (127)$$

где  $N$  — количество  $\gamma$ -квантов с энергией  $\epsilon$ ;  $r$  — расстояние до исследуемого объекта;  $\mu$  — линейный коэффициент ослабления рентгеновских лучей;  $d$  — толщина преграды.

Рентгеновская пленка располагается на расстоянии  $L$  от объекта, определяемом, согласно работе [25], соотношением

$$L = \frac{NB^l}{a},$$

где  $N_B$  — постоянная, зависящая от эмульсионного покрытия рентгеновской пленки;  $l$  — расстояние между анодом и пленкой;  $a$  — размер источника излучения.

Одна из главных трудностей эксперимента с применением фоторегистрации — необходимость предохранять измерительную аппаратуру от повреждений при взрывах.

## § 21. Аппаратура спектрального анализа

Принятый взрывной сигнал может быть подвергнут спектральному анализу непосредственно в момент регистрации или после предварительной записи его на магнитной ленте или осциллографической пленке.

Как известно, аппаратурный спектральный анализ может быть выполнен при помощи набора фильтров, охватывающих заданный интервал частот (одновременный анализ), или путем перестройки избирательной системы в заданном интервале частот (последовательный анализ).

В настоящее время промышленностью выпускаются различные типы спектроанализаторов: с ручным набором фильтров и ступенчатым переключением, с автоматическим переключением фильтров и гетеродинные анализаторы.

Технические характеристики перечисленных типов анализаторов приведены в литературе [22, 46, 48].

Специфические особенности взрывных сигналов обуславливают повышенные требования к разрешающей способности спектральной аппаратуры, динамическому диапазону и времени анализа. Разрешающая способность анализатора определяется его возможностью разделять смежные частотные составляющие исследуемого сигнала. Две составляющие анализируемого сигнала с частотами  $f_1$  и  $f_2$  считаются разрешенными, если провал частотной характеристики между ними достигает 0,5 максимального значения (рис. 41). Разрешающая способность анализатора зависит от параметров фильтров и условий анализа. Она связана с анализируемыми свойствами фильтров: шириной полосы пропускания и крутизной спада частотной характеристики фильтра.

Ширина полосы пропускания фильтра анализатора определяется полосой частот, в пределах которой изменение сигнала, проходящего через фильтр, не превышает  $\pm 3$  дБ.

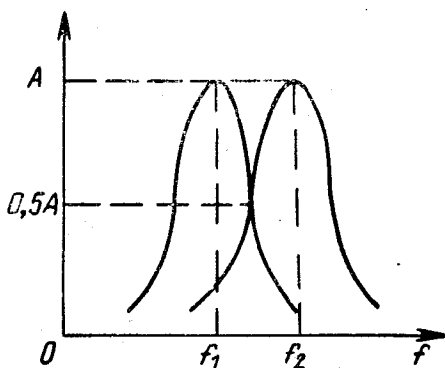


Рис. 41. Спектральное решение волн с частотами  $f_1$  и  $f_2$ .

Крутизна спада частотной характеристики фильтра определяет степень воздействия на выходной сигнал частотных составляющих анализируемого сигнала, находящихся вне полосы пропускания систем. Для любого реального фильтра крутизна спада частотной характеристики иная, чем для идеального фильтра. Область пропускания реального фильтра  $f_2 - f_1$  значительно шире области пропускания идеального фильтра и захватывает частоты, лежащие вне этой области. Крутизна спада частотной характеристики оказывает существенное влияние на степень точности спектрального анализа. Э. д. с., возникающая в колебательном контуре при анализе взрывных сигналов, не нарастает мгновенно из-за неустановившихся процессов, поэтому для получения достоверных результатов необходимо учитывать время затухания переходных процессов. Время, в течение которого переходные процессы затухают и система переходит в установившийся режим, определяет время анализа.

Практически можно считать процесс в контуре установившимся, когда амплитуда возбуждающего колебания достигает 0,95 своего максимального значения. Принимая за ширину полосы пропускания анализирующего фильтра разность частот  $\Delta f = f_2 - f_1$  на уровне 0,7 от максимального значения, время анализа можно определить из соотношения

$$\Delta t = \frac{1}{\Delta f}. \quad (128)$$

При одновременном анализе общее время, затрачиваемое на получение спектра сигнала, определяется временем анализа, осуществляемого фильтром с наименьшей абсолютной шириной полосы пропускания. При последовательном анализе со ступенчатым переключением фильтров время анализа, осуществляемого каждым фильтром, определяется по формуле (128), а общее время определяется суммированием значений времени, полученных для каждого фильтра.

При использовании анализаторов с плавным изменением частоты (гетеродинные анализаторы) скорость проведения анализа определяется из условия  $v \ll \Delta f^2$ . Отсюда время анализа должно удовлетворять соотношению

$$\Delta t = \frac{f_2 - f_1}{v} \gg \frac{f_2 - f_1}{\Delta f}, \quad (129)$$

где  $f_1$  и  $f_2$  — граничные частоты исследуемого диапазона.

Спектральный анализ, осуществляемый с помощью приборов, производится за определенный промежуток времени, на который эти приборы могут быть включены. Если  $t_1$  — момент начала отсчета, а  $t_2$  — момент конца отсчета, то прибор дает спектр сигнала в пределах  $t_1 < t < t_2$ , т. е.

$$S(f) = \int_{t_2}^{t_1} f(t) e^{-2\pi i f t} dt. \quad (130)$$

Спектр исследуемого сигнала оказывается тем точнее, чем больше разрешающая способность используемых приборов и чем больше время, в течение которого производится анализ.

Существенным фактором при выборе анализирующего прибора является его динамический диапазон. Он определяется отношением максимального и минимального амплитудных значений отдельных гармонических составляющих в рабочем диапазоне частот. Если отношение максимально допустимой для данного типа прибора амплитуды к амплитуде анализируемого сигнала не превышает динамического диапазона прибора, то ошибка анализа будет пренебрежимо мала.

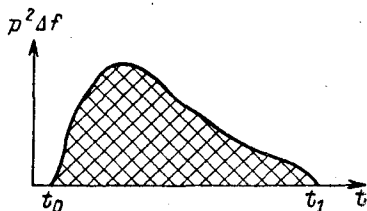
В результате аппаратурного спектрального анализа получают спектрограммы, определяющие частотный состав сигнала. При одновременном анализе вследствие конечного числа используемых фильтров, имеющих довольно широкие полосы пропускания, спектрограммы получаются с большой погрешностью.

При последовательном анализе с помощью гетеродинных спектроанализаторов, несмотря на их высокую разрешающую способность, простоту изменения полосы пропускания анализирующих фильтров, надежность в эксплуатации, весьма велико время анализа, что препятствует применению таких спектроанализаторов для непосредственного анализа одиночных кратковременных сигналов. Для того чтобы использовать гетеродинные спектроанализаторы, необходима предварительная запись взрывных сигналов. Взрывной сигнал записывается на отрезке магнитной ленты, а затем лента, склеенная в кольцо, многократно протягивается перед головкой воспроизведения магнитофона. При этом создается квазистационарный процесс. Известно [22], что огибающие спектра одиночного сигнала и периодически повторяющихся сигналов той же формы одинаковы. Огибающие спектра сигнала, воспроизведенного с кольца, будут соответствовать спектру исследуемого одиночного сигнала с учетом тех погрешностей, которые дает сама магнитная запись. Необходимо также отметить, что использование магнитного кольца приводит к появлению дополнительных спектральных составляющих, обусловленных частотой повторения исследуемого сигнала.

Кроме использования магнитного кольца для создания квазипоследовательности импульсов взрывного сигнала можно применять устройство динамического запоминания, выполненное на базе замедляющих систем. Преобразование одиночного импульса в серию может быть осуществлено в этом случае последовательным или параллельным отбором энергии сигнала при прохождении его по коаксиальному кабелю либо разветвлением сигнала в параллельные цепи с различной временной задержкой. Это приводит к тому, что на спектроанализатор подается серия идентичных импульсов. Однако применение замедляющих систем для создания большой серии квазипоследовательных импульсов ограничено

затуханием сигнала в линиях задержки, а также недостаточной широкополосностью всего устройства.

В работе [48] предлагается последовательный энергетический метод исследования сигнала взрывного источника звука. Сигнал с магнитофона подается на вход анализатора, а затем с выхода записывается самописцем уровня, снабженным квадратирующим функциональным потенциометром, или подается через квадратирующее устройство на осциллограф с памятью. В этом случае на ленте самописца или на фотографии с трубки осциллографа имеем график зависимости величины  $p^2(t)\Delta f$  от времени  $t$ , вид которого представлен на рис. 42. Измерив площадь заштрихованной на рисунке фигуры, с учетом масштаба находим энергию исследуемого процесса, заключенную в полосе  $\Delta f$  при средней частоте  $f_i$ :



$$E_i = k \int_0^t p^2(t) dt, \quad (131)$$

где  $k$  — коэффициент пропорциональности.

Рис. 42. График зависимости величины  $p^2\Delta f$  от времени.

Энергию взрыва, приходящуюся на элементарную полосу в 1 Гц при средней частоте  $f_i$ , находим по формуле

$$E_{(1) i} = \frac{E_i}{\Delta f}. \quad (132)$$

Перестраивая анализатор на другие значения частоты  $f_{i+1}$ , находим

$$E_{(1) i+1} = \frac{E_{i+1}}{\Delta f}. \quad (133)$$

Так как спектр взрывного сигнала сплошной, то с помощью выбранной аппаратуры можно исследовать диапазон частот, лежащий от  $f_1$  до  $f_2$ , где  $f_1$  — минимальная нижняя частота анализируемого взрывного сигнала,  $f_2$  — максимальная частота, которая может быть проанализирована выбранным типом аппаратуры.

Для получения спектрального распределения энергии в указанном диапазоне частот необходимо выполнить большое количество измерений, которые позволяют построить график спектрального распределения энергии взрывного сигнала.

В настоящее время при спектральном анализе широко применяют цифровые вычислительные машины. Использование ЭВМ для оперативной обработки сигналов подводного взрыва при сейсмическом профилировании дна океана было впервые применено во время морских экспедиционных работ на судне «Академик Курчатов» [18].

При машинной обработке [22] сигнал с ленты магнитофона поступает на устройство, преобразующее его в дискретную последовательность чисел, которая затем вводится в ЭВМ. Преобразование непрерывного сигнала в цифровую форму производится путем выполнения операций дискретизации и квантования.

Операция дискретизации заключается в определении моментов времени, в которые должны быть произведены отсчеты значений сигнала. Процесс квантования состоит в преобразовании отсчетов, сделанных в выбранные моменты времени, в цифровую форму. При этом интервал дискретности выбирается через равные промежутки времени. Следует иметь в виду, что при малых интервалах возрастает число произведенных отсчетов, а значит, увеличивается объем работы. С другой стороны, при больших интервалах дискретности возможно перепутывание низкочастотных и высокочастотных составляющих исходного процесса, что приводит к так называемому явлению маскирования. Исключить явление маскирования можно, выбрав интервал дискретности  $\Delta t$  таким, чтобы наиболее высокая частота, которую содержит исследуемый сигнал, была меньше значения, определяемого по формуле

$$f_n = \frac{1}{2\Delta t} \quad (134)$$

( $f_n$  — частота Найквиста [22]).

Например, для получения спектрального состава взрывного сигнала в диапазоне частот до 10 кГц интервал дискретности должен быть не более 0,05 мс. Для уменьшения числа возможных ошибок в анализе обычно выбирают  $f_n$  в 1,5—2 раза больше ожидаемых значений частот в спектре исследуемого сигнала.

Применение ЭВМ позволяет полностью автоматизировать весь процесс проводимых измерений и обеспечивает быструю обработку исследуемых сигналов, что крайне необходимо при проведении морских экспедиционных работ. Помимо этого представляется возможным по полученным окончательным результатам менять методику проведения эксперимента, а также параметры приемных антенн.

## § 22. Методика измерений взрывного сигнала в морских условиях

Параметры сигнала взрывного источника звука определяются главным образом по результатам морских экспериментальных работ [2, 33, 75]. Это обусловлено тем, что в ограниченном объеме жидкости (бассейне) при взрыве зарядов даже небольшой массы возможны значительные повреждения стен испытательных бассейнов и измерительной аппаратуры. Кроме того, проведение измерений в ограниченном объеме приводит к появлению погрешностей, и потому все точные измерения, как



правило, проводятся в глубоких морях и океанах. Использование больших глубин прежде всего позволяет исключить влияние поверхности и дна, а также ряда других помех, характерных для мелкого моря.

Для получения надежных результатов очень важна методика постановки и проведения экспериментов. Остановимся более подробно на некоторых из методик экспериментов, проводимых в океане.

Так, для получения основных параметров ударной волны и пульсаций газового пузыря может применяться методика с использованием одного или нескольких судов.

В случае использования одного судна на нем размещают аппаратуру подрыва заряда и приема взрывного сигнала. При этом взрывной источник звука и гидрофон располагаются по одной вертикальной линии, как показано на рис. 43.

Глубина погружения гидрофона  $h$  определяется из условия одновременности прихода к нему отраженных от поверхности и дна взрывных импульсных сигналов, что позволяет избежать наложения отраженных сигналов на прямой. При указанном расположении гидрофона и взрывного источника глубина погружения гидрофона должна удовлетворять соотношению

$$h \gg ct,$$

где  $c$  — скорость распространения ударных волн;  $t$  — время, в течение которого происходит прием взрывной ударной волны и двух-трех ударных волн, создаваемых пульсацией газового пузыря.

В случае измерения параметров взрывной ударной волны глубина погружения гидрофона может быть выбрана из условия  $h \gg 6l_0$ , т. е. может быть значительно уменьшена.

Расстояние между зарядом и гидрофоном выбирается с учетом брызганности заряда, его массы и рабочих характеристик гидрофона. Схема расположения аппаратуры при такой методике замеров представлена на рис. 43.

Рассмотренная выше методика может быть использована при исследовании затухания ударной волны с расстоянием, изучения изменения спектральных характеристик взрывного сигнала с глубиной, для получения разрезов зоны кавитации, образующейся при отражении ударных волн от поверхности моря, а также при изучении других явлений. В этих случаях используется приемная

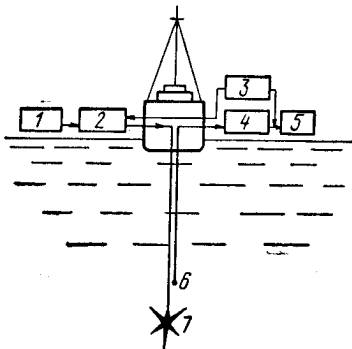


Рис. 43. Схема морских измерений с использованием взрывных сигналов.

1 — блок питания; 2 — блок детонации; 3 — блок синхронизации; 4 — усилитель; 5 — аппаратура записи; 6 — гидрофон; 7 — заряд.

система из нескольких гидрофонов, расположенных на различных глубинах. Глубина погружения гидрофонов определяется исходя из конкретных условий решаемой задачи.

В случае выхода в море на двух судах на одном из них может быть размещена аппаратура подрыва заряда и приема сигнала, а на другом — только приемная аппаратура. Круг задач, решаемых при использовании двух судов, значительно расширяется. Меняя дистанцию между судами, можно определить зависимость параметров взрывного сигнала от расстояния и от различных гидроакустических характеристик морской среды.

При подрыве сферического заряда давление в ударной волне распределено в толще среды неравномерно. В этом случае для получения полной характеристики акустического поля целесообразно снятие круговых диаграмм направленности, для чего необходимо проводить измерения во многих точках и по различным направлениям от места взрыва. Такой метод измерений может быть осуществлен использованием нескольких судов или системы радиобуев с приемной аппаратурой. Запуск и срабатывание всех гидрофонов осуществляются по команде с головного судна. Расстояние между судами и синхронизация связи осуществляются с помощью радиотехнических средств.

---

## Глава **IV** РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВЗРЫВНЫХ СИГНАЛОВ В МОРЕ

---

### § 23. Особенности распространения акустических волн в океане

Распространение акустических волн в океане определяется свойствами как морской среды, так и граничных областей атмосферы и дна океана. Океан представляет собой сложную неоднородную среду, меняющуюся в пространстве и во времени. Его физические характеристики определяют поле скоростей акустических волн. Распределение скорости звука по глубине (его профиль) может, как отмечалось выше, иметь различный характер.

Выделим основные, наиболее часто встречающиеся профили скорости звука:

- 1) скорость звука уменьшается с увеличением глубины;
- 2) скорость звука возрастает с увеличением глубины;
- 3) скорость звука имеет минимум на некоторой глубине;
- 4) скорость звука имеет два минимума на различных глубинах.

В реальных условиях встречаются профили скорости звука, представляющие собой комбинацию этих основных типов профилей. Турбулентные потоки, внутренние волны, температурные флюктуации усложняют поле скоростей звука в океане. Поэтому распространение акустических волн сопровождается большими рефракционными искажениями.

Значительная часть энергии акустических волн рассеивается на неоднородностях морской среды, а также на неровностях поверхности и дна океана. Акустический сигнал, отражаясь от дна и поверхности океана, изменяет свою форму, а следовательно, и спектральный состав; при этом энергия акустических волн рассеивается во всех направлениях.

Рассеяние акустических волн на неровностях и неоднородностях дна океана является одной из причин возникновения донной реверберации. Потери энергии низкочастотных акустических волн (для которых поглощение в морской среде ничтожно мало) при отражении их дном и поверхностью ограничивают распространение волн на большие расстояния.

Искажение акустического сигнала под влиянием свойств среды затрудняет передачу информации с помощью акустических волн. Существенное влияние на передачу сигналов оказывает и шумовой фон океана, который ограничивает дальность подводной связи и приводит к искажению передаваемой информации.

Природа шумов океана весьма разнообразна. Шумы обусловлены волнением моря, движением ледяного покрова, турбулентными потоками, влиянием дождя, падающего на поверхность, кавитацией, деятельностью живых организмов, тектонической и вулканической деятельностью и т. д.

В зависимости от соотношения между глубиной моря и длиной акустической волны  $\lambda$  различают глубокое и мелкое море. Море считается глубоким, если его глубина  $h$  велика по сравнению с длиной волны; при этом должно выполняться соотношение  $h \geq 10\lambda$ . Море считается мелким, если  $h < 10\lambda$ . Такое деление на мелкое и глубокое море является условным. Действительно, если для низкочастотных волн море является мелким, то для высокочастотных колебаний это же море будет глубоким. Тем не менее деление на глубокое и мелкое море оказывается удобным при рассмотрении задач, связанных с распространением акустических волн в океане.

Вопросы теории распространения импульсных и, в частности, взрывных сигналов в море рассмотрены в работах Л. М. Бреховских, И. Толстого и К. С. Клея [7, 49]. Большое количество работ посвящено экспериментальным исследованиям распространения взрывных сигналов в море [76, 77, 83, 84, 87].

Следует отметить, что ввиду большого количества факторов, влияющих на распространение взрывных сигналов в океане, результаты эксперимента не всегда совпадают с результатами теоретических вычислений. Теоретически бывает невозможно

учесть все механизмы, действующие в каждом конкретном реальном эксперименте.

Далее рассмотрим основные положения теории распространения взрывных сигналов в мелком и глубоком море и причины, обуславливающие затухание взрывного сигнала.

## § 24. Затухание взрывного сигнала

При распространении сферической взрывной волны в море ее интенсивность убывает обратно пропорционально квадрату расстояния от источника взрыва. Кроме того, уменьшение интенсивности будет происходить за счет поглощения акустической энергии и рассеяния ее на неоднородностях. Влияние этих процессов приводит к затуханию звука.

Пусть при прохождении плоской акустической волной расстояния  $dr$  ее интенсивность уменьшается на  $dJ$ . Величина  $dJ$ , очевидно, будет тем больше, чем больше пройденное акустической волной расстояние и чем больше первоначальный уровень интенсивности, т. е.

$$dJ = -2\beta J dr, \quad (135)$$

где  $2\beta$  — коэффициент затухания.

Минус в формуле указывает на ослабление интенсивности акустической волны. Если первоначальное значение интенсивности  $J_0$ , то на некотором расстоянии  $r$  интенсивность  $J$  будет найдена интегрированием соотношения (135):

$$\int_{J_0}^J \frac{dJ}{J} = -2\beta \int_0^r dr,$$

откуда

$$\ln \frac{J}{J_0} = -2\beta r$$

и окончательно

$$J = J_0 e^{-2\beta r}.$$

Для сферических акустических волн интенсивность с учетом затухания будет изменяться по закону

$$J = \frac{J_0}{r^2} e^{-2\beta r}. \quad (136)$$

Затухание звука определяется многими процессами, основные из которых связаны с вязкостью, релаксационными колебаниями и теплопроводностью.

Затухания, связанные с вязкостью, обусловлены потерями энергии в ударной волне на работу по преодолении сил внутрен-

него трения, возникающих при скольжении слоев жидкости относительно друг друга.

Затухания, вызванные релаксационными колебаниями, обусловлены потерями энергии ударной волны на необратимые молекулярные процессы, связанные с возбуждением молекул, химическими реакциями, перестройкой молекул в жидкости и др.

Затухания, связанные с теплопроводностью, обусловлены потерями на выравнивание температуры между более нагретыми и менее нагретыми участками среды.

Отмеченные потери характеризуются коэффициентом затухания

$$\beta = \beta_{\eta} + \beta_{\varepsilon} + \beta_{\kappa},$$

где  $\beta_{\eta}$  — коэффициент затухания, определяемый вязкостью;  $\beta_{\varepsilon}$  — коэффициент затухания, определяемый релаксационными колебаниями;  $\beta_{\kappa}$  — коэффициент затухания, обусловленный теплопроводностью. В жидкости  $\beta_{\kappa} \ll \beta_{\eta}$ ,  $\beta_{\kappa} \ll \beta_{\varepsilon}$ , и коэффициентом  $\beta_{\kappa}$  обычно пренебрегают.

Значение коэффициента затухания  $\beta$  определяется, как правило, из эксперимента. Шихи и Хелли была предложена наиболее простая эмпирическая формула для вычисления коэффициента затухания  $\beta$ , дБ/км [3]:

$$\beta = 0,036f^{3/2}, \quad (137)$$

где  $f$  — частота, кГц.

Формулу (137) можно использовать в интервале частот 5—60 кГц.

Наиболее точное значение коэффициента затухания для акустических волн с частотами до сотен килогерц может быть найдено по формуле, предложенной Маршем и Шулькиным [54]:

$$\beta = 8,68 \cdot 10^3 \left[ A \frac{s f_T f^2}{f_T^2 + f^2} + B \frac{f^2}{f_T} \right] (1 - 6,54 \cdot 10^{-3} p), \quad (138)$$

где  $A = 2,34 \cdot 10^{-6}$  — постоянная ионной релаксации;  $s$  — солёность, ‰;  $f_T$  — частота релаксации, равная  $f_T = 21,9 \cdot 10^{(6 - \frac{1520}{T})}$ ;  $T$  — температура, К;  $f$  — исследуемая частота, кГц;  $B = 3,38 \times 10^{-6}$ ;  $p$  — гидростатическое давление, Па.

Значение коэффициента затухания акустических волн низких частот получено при исследовании распространения взрывных сигналов в ряде работ. В работе [91] приводятся данные по затуханию взрывного сигнала в диапазоне от 50 до 1500 Гц, распространяющегося в подводном звуковом канале при взрыве заряда TNT массой 1,8 кг. На рис. 44 показано затухание сигнала для подводных звуковых каналов, лежащих на глубине 500 м (кривая 1) и 1200 м (кривая 2). Из данного эксперимента было найдено значение коэффициента затухания и его зависимость от частоты

(рис. 45). Эта зависимость была аппроксимирована линейным уравнением

$$\beta = (1,65 + 9,02f) \cdot 10^{-3}, \quad (139)$$

где  $\beta$  — коэффициент затухания, дБ/км;  $f$  — частота, кГц.

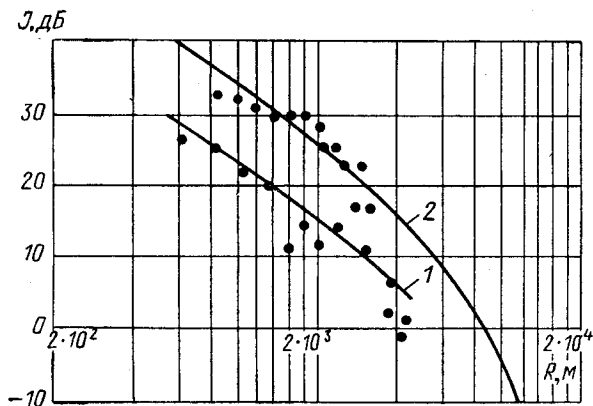


Рис. 44. Спад с расстоянием уровня интенсивности взрывного сигнала, распространяющегося в подводном звуковом канале при взрыве заряда массой 1,8 кг.

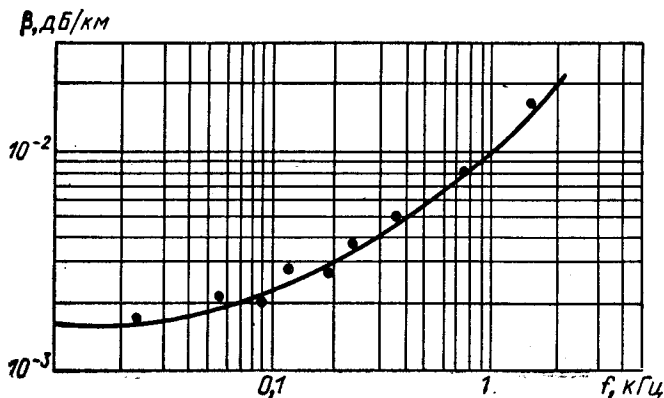


Рис. 45. Зависимость коэффициента затухания от частоты в низкочастотном диапазоне.

Эмпирическая зависимость (139) была предложена Уриком для интервала частот 20—1600 Гц [91]. Позже Торп [3] предложил для интервала частот 0,3—2 кГц другую зависимость

$$\beta = 0,0595f^{3/2}. \quad (140)$$

Однако формулы (139) и (140) дают значения величины  $\beta$ , плохо совпадающие с экспериментальными.

Для низкочастотного диапазона зависимость коэффициента затухания от частоты, согласно работе [92], выражается уравнением

$$\beta = 0,11 \frac{f^2}{1 + f^2} + 44 \frac{f^2}{4100 + f^2}. \quad (141)$$

В процессе работ, проведенных в Тихом, Атлантическом и Индийском океанах, было установлено anomальное затухание низкочастотной составляющей взрывного сигнала [84, 85]. На рис. 46

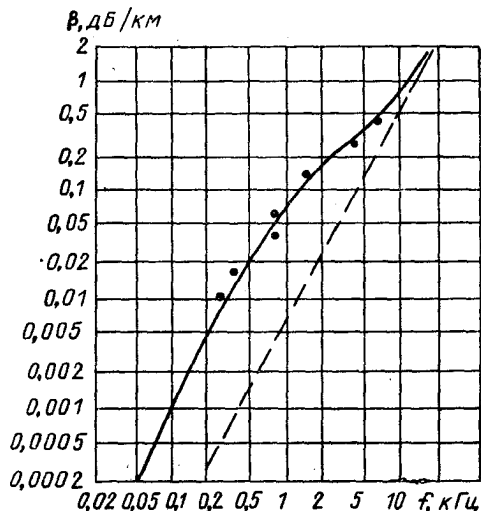


Рис. 46. Зависимость коэффициента затухания от частоты.

сплошной кривой представлена частотная зависимость коэффициента затухания по результатам вышеуказанных работ. Штриховой кривой показана зависимость  $\beta$  от частоты, рассчитанная по формуле (141) для низких частот и экстраполированная для высокочастотного диапазона. Из сравнения графиков видно, что затухание на низких частотах примерно в 10 раз больше, чем это следует из релаксационной теории.

В настоящее время нет единого мнения по поводу наблюдаемого расхождения между теорией и экспериментом. Anomально

большое затухание, полученное в опытах на низких частотах, объясняется вихревой вязкостью, наличием турбулентных потоков в жидкости, утечкой энергии из подводного звукового канала, а также рассеянием звука на неоднородностях морской среды.

На близких расстояниях ударная волна представляет собой волну конечной амплитуды. Поэтому при рассмотрении затухания ударных волн необходимо учитывать нелинейные эффекты. Они определяют различное значение коэффициента затухания для составляющих взрывного сигнала и для волн конечной амплитуды.

Как было показано в § 3, ударные волны, возникающие при взрыве тротила, на большом удалении от точки взрыва описываются соотношением (6). Используя соотношения (53) и (56), можно показать, что для заряда массой  $\omega$  справедлива зависимость

$$\frac{r_1}{r_1'} \approx 10^2 (\omega^{1/3})^{0,3}, \quad (142)$$

где  $r'_1$  — расстояние, на котором растущая ширина фронта ударной волны становится сравнимой с шириной диссипативного размытия.

При  $r'_1 > r_1$  ширина скачка уплотнения становится меньше ширины ударной волны вследствие медленного протекания процессов диссипативного размытия. При этом слабая ударная волна переходит в акустическую на расстоянии, определяемом по формуле

$$r'_1 = 2 \cdot 10^3 (\omega^{1/3})^{1.8}. \quad (143)$$

Амплитуда ударной волны на этом расстоянии приблизительно равна  $10^3 \omega^{-0.3}$ . Переход ударной волны в акустическую происходит асимптотически. Формула (56) указывает фактически лишь то расстояние, на котором нелинейные эффекты становятся сравнимыми с диссипативными. Так, для заряда TNT массой 8 г расстояние, на котором ударную волну можно считать акустической, составляет 6—7 км.

Влияние нелинейных эффектов приводит к перераспределению энергии внутри спектра взрывного сигнала, при этом энергия непрерывно переходит от более высоких частот к более низким. Механизм перераспределения энергии может частично объяснить аномальное затухание ударных волн при подводном взрыве, что отмечается в работе [81] и в более поздних работах [3, 82]. Однако полностью объяснить это явление исходя из нелинейных эффектов невозможно. В некоторой части диапазона частот затухание происходит сильнее, чем должно было бы при учете нелинейных эффектов, поэтому можно предположить, что существует еще один источник потерь.

Рассмотренные явления затухания взрывных сигналов в море показывают, что проведенных исследований еще недостаточно для объяснения механизма затухания взрывных сигналов.

## § 25. Реверберация взрывного сигнала в точке приема

Подобно обычному тональному сигналу, взрывной сигнал при своем распространении претерпевает частичное рассеяние на неоднородностях среды, неровностях ее границ. В результате этого в точке приема после прохождения сигнала наблюдается явление реверберации, проявляющееся в виде флюктуирующего и постепенно убывающего во времени акустического процесса. В общем случае в точке приема приходится иметь дело с сигналом, сопровождающимся объемной, поверхностной и донной реверберацией.

В настоящее время в ряде работ [36, 47] довольно полно изучены вопросы реверберации при совмещенном положении излучателя и приемника. В то же время реверберационные характеристики сигнала при разнесенном приеме и особенно ревербера-



ционные характеристики взрывного сигнала изучены сравнительно мало [41], хотя последние представляют практический интерес при использовании взрывов как для целей подводной связи, так и для целей судовождения.

Объемная реверберация возникает в результате рассеяния звука от различных неоднородностей, содержащихся в морской воде. Интенсивность реверберации от взрывного сигнала в произвольный момент времени может быть подсчитана в точке приема на основании следующих физических соображений [41, 47].

Предполагаем, что морская среда содержит множество мелких неоднородностей, расположенных случайным образом с постоян-

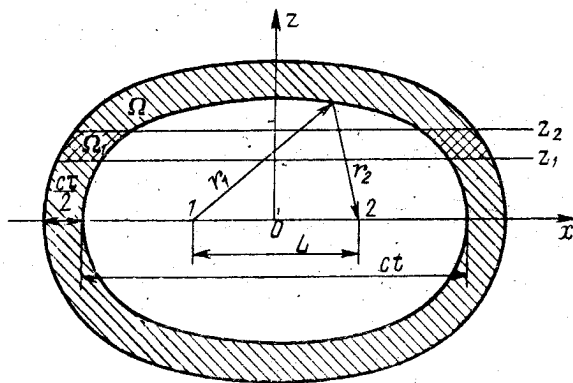


Рис. 47. К расчету реверберации при разнесенных источнике и приемнике.

ной средней плотностью, и принимаем, что распределение рассеянной энергии в пространстве изотропно, т. е. в любом направлении рассеивается одинаковая доля энергии. В случае крупномасштабных неоднородностей теоретические расчеты усложняются вследствие необходимости учитывать угловую характеристику рассеивателей.

Пусть взрывной источник расположен в точке 1 на большом расстоянии от поверхности и дна моря, как показано на рис. 47. В точке 2 на расстоянии  $L$  от взрывного источника расположен приемник. Источник и приемник не являются направленными. В этом случае интенсивность объемной реверберации в произвольный момент времени  $t$  в точке приема может быть подсчитана суммированием сигналов, отраженных от рассеивателей, сосредоточенных в области  $\Omega$ , которая заключена между двумя замкнутыми поверхностями. Поверхности, ограничивающие область  $\Omega$ , представляют собой эллипсоиды вращения. Считаем длительность взрывного импульса равной  $\tau$ . Очевидно, что обратный импульс от внешнего эллипсоида, полученного вращением эллипса с осями  $c(t + \tau)$  и  $\sqrt{c^2(t + \tau)^2 - L^2}$ , дойдет в момент  $t$  в точку приема

и его начало совпадает с концом импульса, пришедшим в эту же точку от внутреннего эллипсоида, который образован вращением эллипса с осями  $ct$  и  $\sqrt{(ct)^2 - L^2}$ .

Таким образом, в момент времени  $t$  в точке приема складываются все колебания, пришедшие от рассеивающих эллипсоидов, расположенных в области  $\Omega$ . Следовательно, интенсивность объемной реверберации определяется воздействием слоя толщиной  $ct/2$ , расположенного между двумя эллипсоидами.

Интенсивность объемной реверберации может быть найдена путем суммирования рассеянных сигналов по указанной области  $\Omega$ :

$$J = \frac{N_a K_V}{4\pi^2} \int_{\Omega} \frac{e^{-2\beta(r_1+r_2)}}{r_1^2 r_2^2} dv, \quad (144)$$

где  $N_a$  — излучаемая акустическая мощность;  $K_V$  — коэффициент объемного рассеяния;  $r_1$  и  $r_2$  — фокальные радиусы элемента  $dv$  из области  $\Omega$ .

В работе [41] показано, что при условии  $t \gg \tau$  формула (144) преобразуется к виду

$$J = \left[ 1 + \frac{1}{3} \left( \frac{L}{ct} \right)^2 \right] J_0, \quad (145)$$

где  $J_0$  — интенсивность объемной реверберации при совмещенном положении излучателя и приемника.

Интенсивность объемной реверберации при ненаправленном приемнике определяется при условии  $t \gg \tau$  по известной формуле [47]

$$J_0 = \frac{N_a K_V \tau}{2\pi c t^2} e^{-2\beta c t}, \quad (146)$$

где  $\tau$  — длительность импульса;  $t$  — время от момента излучения звука до момента приема;  $K_V$  — коэффициент объемного рассеяния, равный  $10^{-7}$ — $10^{-11}$   $\text{см}^{-1}$ .

Произведенные по формулам (145) и (146) расчеты спада интенсивности объемной реверберации для бризантных зарядов массой 8 г, подрываемых на расстоянии 270 м от приемника, показывают, что наличие объемной реверберации приводит к затяжке импульса. Например, рассчитанный для указанных выше зарядов спад интенсивности объемной реверберации до уровня собственных шумов моря, составляющего  $10^{-13}$  Вт/см<sup>2</sup> при волнении моря 3—4 балла, происходит в течение 0,5—0,6 с (рис. 48, кривая 3). Вычисленная по формулам (144)—(146) интенсивность объемной реверберации согласуется с экспериментальными данными, приведенными в работах [54, 63, 67].

Поверхностная реверберация возникает в результате рассеяния звука взволнованной морской поверхностью и воздушными пузырьками, сосредоточенными в относительно тонком припо-

верхностном слое. Концентрация воздушных пузырьков и степень волнения зависят от скорости ветра.

Оба механизма рассеяния, как правило, действуют одновременно, и оценить относительный вклад каждого из них в образование полного рассеянного поля в общем случае затруднительно. Очевидно, что слой воздушных пузырьков существенно влияет на рассеяние звука взволнованной морской поверхностью. С дру-

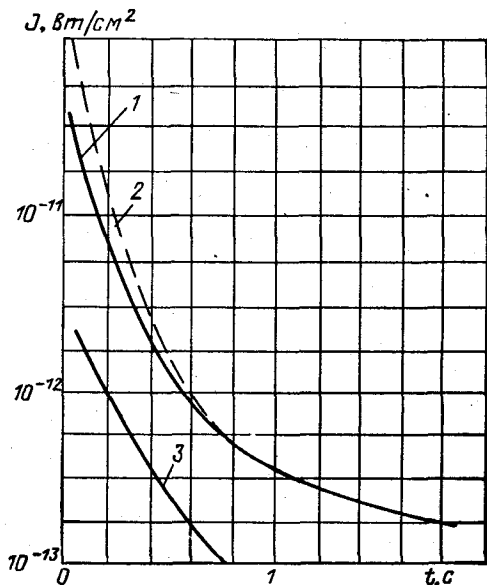


Рис. 48. Спад интенсивности реверберации взрывного источника со временем.

гой стороны, и воздушные пузырьки рассеивают звук иначе, чем в свободном пространстве. Мы ограничимся рассмотрением случая, когда неразделимость двух типов рассеяния практически несущественна.

Поверхностную реверберацию от взрывного сигнала для ненаправленного приемника можно было рассчитать следующим образом. Предполагаем, что сигнал рассеивается поверхностным слоем, который заключен между двумя параллельными плоскостями  $z_1$  и  $z_2$ , изображенными на рис. 47. Мгновенное значение интенсивности поверхностной реверберации в точке приема определяется суммированием сигналов, отраженных

от рассеивателей, сосредоточенных в области  $\Omega_1$ :

$$J_{z_1 z_2} = \frac{N_a K_{\Pi}}{(4\pi)^2} \int_{\Omega_1} \frac{e^{-2\beta(r_1+r_2)}}{r_1^2 r_2^2} dv, \quad (147)$$

где  $K_{\Pi}$  — коэффициент поверхностного рассеяния (лежит в диапазоне  $10^{-2}$ — $10^{-3}$  см $^{-1}$ ).

При  $t \gg \tau$ , если взрывной источник звука и приемник находятся вблизи поверхности и выполняется условие

$$z_1 \gg \frac{1}{2}(r_1 + r_2) \text{ и } z_2 \gg \frac{1}{2}(r_1 + r_2),$$

то выражение для интенсивности поверхностной реверберации при разнесенных излучателе и приемнике может быть приведено к виду [41]

$$J_{z_1 z_2} = \left[ 1 + \frac{1}{3} \left( \frac{L}{ct} \right)^2 \right] J_S, \quad (148)$$

где  $J_S$  — интенсивность поверхностной реверберации при совмещенном положении излучателя и приемника.

При ненаправленном приемнике интенсивность поверхностной реверберации определяется по формуле

$$J_S = \frac{N_a K_{\text{п}\tau}}{2\pi c^2 t^3} e^{-2\beta c t}, \quad (149)$$

где  $t$  — время от момента излучения звука до момента приема реверберационного сигнала.

Теоретические расчеты спада интенсивности поверхностной реверберации, выполненные по формулам (148), (149), дали хорошее совпадение с экспериментом при подрыве бризантного заряда массой 8 г на расстоянии 270 м от приемника.

Изменение уровня поверхностной реверберации со временем показано на рис. 48 (кривая 1). Из сравнения кривых 1 и 3 видно, что интенсивность объемной реверберации на один порядок ниже интенсивности поверхностной реверберации. Общий уровень интенсивности показан на рис. 48 кривой 2.

Донная реверберация возникает в результате рассеяния звука шероховатой поверхностью морского дна. Рассеивающие свойства шероховатой поверхности дна принято характеризовать коэффициентом рассеяния  $M$ , который определяется как отношение акустической мощности, рассеянной единичной площадкой поверхности дна в единицу телесного угла в данном направлении, к интенсивности  $J_i$  звуковой волны, падающей на рассеивающую поверхность:

$$M = \frac{N_{a\sigma}}{J_i \sigma}, \quad (150)$$

где  $N_{a\sigma}$  — мощность, рассеиваемая в единицу телесного угла участком поверхности площадью  $\sigma$ , отраженные от различных точек которого сигналы одновременно приходят в точку приема.

При незначительном расстоянии между точкой взрыва и приемным гидрофоном их можно считать практически совмещенными. Тогда, если обозначить через  $N_a(\tau)$  мощность, излучаемую источником в единицу телесного угла в момент времени  $\tau$ , то интенсивность падающей на дно волны можно записать в виде

$$J_i = \frac{N_a \left( t - \frac{R}{c} \right)}{R^2}, \quad (151)$$

где  $R$  — расстояние от точки излучения и приема до рассеивающего участка на дне (рис. 49).

В точке приема интенсивность звука, рассеянного элементом поверхности  $d\sigma$ , может быть выражена следующим образом:

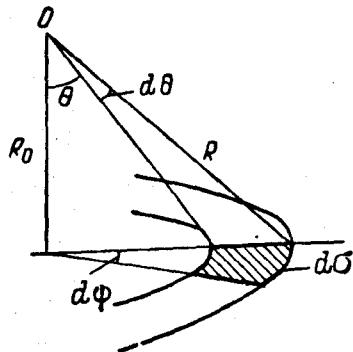
$$dJ(t) = \frac{M_1 N_a \left( t - \frac{2R}{c} \right)}{R^4} d\sigma, \quad (152)$$

где  $M_1$  — коэффициент рассеяния от дна.

Величина  $d\sigma$  определяется из рис. 49 как

$$d\sigma = R^2 \operatorname{tg} \theta \, d\theta \, d\varphi. \quad (153)$$

Полную интенсивность рассеянного сигнала в точке приема при условии, что участок дна имеет много рассеивателей и сигналы от каждого из них в точке приема складываются некогерентно, получим путем интегрирования выражения (152) по всей поверхности дна:



$$J(t) = 2\pi \int_0^{\infty} \frac{M_1}{R^3} N_a \left( t - \frac{2R}{c} \right) dR. \quad (154)$$

Для случая взрывных импульсов, обозначая через  $E$  полную энергию, излученную при взрыве по всем направлениям, формулу (154) преобразуем к виду

$$J(t) = \frac{2M_1 E}{c^2 t^3}. \quad (155)$$

Из соотношения (155) находим коэффициент рассеяния

$$M_1 = \frac{J(t) c^2 t^3}{2E}. \quad (156)$$

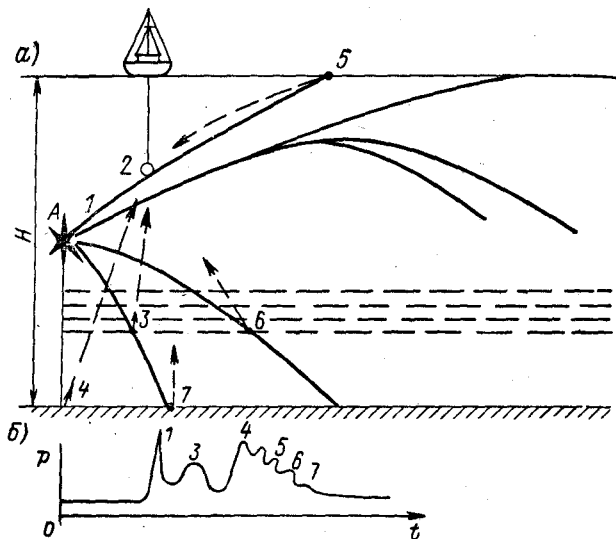


Рис. 50. Схема формирования взрывного сигнала в море (а) и форма принятого взрывного сигнала (б).

$A$  — взрывной источник; 1 — прямая ударная волна; 2 — гидрофон; 3, 6 — сигналы от звукорассеивающего слоя; 4, 7 — сигналы, рассеянные дном моря; 5 — сигнал, отраженный от поверхности моря.

Полную энергию определяем из соотношения

$$E = 4\pi R^2 \int_0^{\infty} \frac{p^2}{\rho c} dt = \frac{2\pi R^2 p_m^2 \alpha_0}{\rho c}, \quad (157)$$

тогда

$$M_1 = \frac{J(t) \rho c^2 t^2}{4\pi R^2 p_m^2 \alpha_0}. \quad (158)$$

На рис. 50, а показана схема формирования взрывного сигнала. Ненаправленный взрыв заряда, произведенный в точке А, создает ударную волну, распространяющуюся во всех направлениях. К приемному гидрофону (точка 2) приходят прямая ударная волна и волны, отраженные от поверхности, дна и звукорассеивающего слоя. На рис. 50, б схематически показана форма зарегистрированного взрывного сигнала.

## § 26. Распространение взрывных сигналов в глубоком море

Взрывные сигналы в океане распространяются на большие расстояния в подводном звуковом канале (ПЗК). Типичный профиль скорости звука для глубокого океана показан на рис. 4. При таком профиле скорости звука лучи, вышедшие из источника, расположенного на оси ПЗК, под некоторыми предельными углами к оси, будут вновь возвращаться к ней, оставаясь в ПЗК. В связи с тем, что взрыв не является направленным источником звука, ПЗК будет захвачена лишь часть акустической энергии, излученной при подводном взрыве. Лучи, захваченные ПЗК и распространяющиеся в океане без отражений от дна и поверхности, называются *канальными*.

Подводный звуковой канал был открыт советскими учеными Л. М. Бреховских и Л. Д. Розенбергом в 1946 г.

Особенности распространения в ПЗК взрывных сигналов были рассмотрены Л. М. Бреховских [7].

Воспользуемся простой моделью ПЗК, приведенной в работе [2]. Предположим, что глубина океана велика по сравнению с длинами волн, излучаемых при взрыве, а скорость звука растет с глубиной по линейному закону, т. е. минимальное значение она имеет на поверхности океана (рис. 51, а). Такая простая модель ПЗК позволяет объяснить основные результаты эксперимента.

Пусть глубина океана равна  $H$  и скорость звука возрастает с глубиной по закону

$$c = c_0 (1 + az), \quad 0 < z < H, \quad (159)$$

где  $c_0$  — минимальное значение скорости звука на оси ПЗК.

Если источник звука расположен на поверхности моря, то все лучи, заключенные между горизонтальным лучом, касательным

к поверхности, и лучом, выходящим под углом  $\chi_0$  к поверхности и касающимся дна, захватываются волноводом (рис. 51, б).

Из закона Снеллиуса

$$\frac{\cos \chi_0}{c_0} = \frac{1}{c_0 (1 + aH)} \quad (160)$$

находим

$$aH = \frac{2 \sin^2 \frac{\chi_0}{2}}{\cos \chi_0}.$$

Так как угол  $\chi_0$  мал, то  $\cos \chi_0 \approx 1$  и  $\sin \frac{\chi_0}{2} \approx \frac{\chi_0}{2}$ . Тогда  $aH = \chi_0^2/2$ , откуда окончательно имеем

$$\chi_0 = \sqrt{2aH}. \quad (161)$$

Лучи, заключенные между указанными предельными, испытывают при распространении последовательные отражения от морской

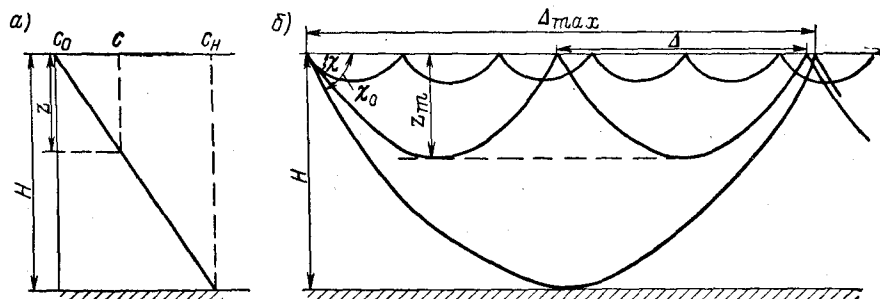


Рис. 51. Схема хода лучей при линейном профиле скорости звука.

поверхности. Расстояние между двумя последовательными отражениями  $\Delta$  может быть определено по формуле [2]

$$\Delta = 2z_m \operatorname{ctg} \frac{\chi}{2}, \quad (162)$$

где  $z_m$  — максимальная глубина, на которую проникает луч, выходящий под углом  $\chi$ .

Для максимального угла  $\chi_0$

$$\Delta_{max} = 2H \operatorname{ctg} \frac{\chi_0}{2} \approx 2 \sqrt{\frac{2H}{a}}. \quad (163)$$

Для луча, выходящего под произвольным углом  $\chi$  к поверхности, на основании закона Снеллиуса получаем

$$az_m = \frac{2 \sin^2 \frac{\chi}{2}}{\cos \chi}.$$

Тогда формула (162) преобразуется к виду

$$\Delta = \frac{2}{a} \operatorname{tg} \chi.$$

Если приемник акустических волн находится вблизи поверхности океана на расстоянии  $r$  от источника, то в него попадут все лучи, для которых это расстояние будет кратным  $\Delta$ , т. е.

$$r = \frac{2N}{a} \operatorname{tg} \chi_N, \quad N = 1, 2, 3, \dots \quad (164)$$

Предельный луч ( $N \rightarrow \infty$ ) будет распространяться вдоль поверхности. При излучении одиночного импульса сигнал, пришедший к приемнику, представляет собой ряд отдельных импульсов, распространяющихся по разным лучам. Время прихода этих импульсов в точку приема определяет форму сигнала, которая зависит как от времени прихода отдельных импульсов, так и от длительности излученного сигнала.

Полная длительность сигнала в ПЗК определяется как разность прихода к приемнику первого и последнего импульсов. Время пробега звуковой волны элемента длины  $ds$  луча найдем из выражения  $ds = c dt$ . Так как  $ds = dz/\sin \chi$ , то

$$dt = \frac{dz}{c \sin \chi}.$$

Интегрируя полученное выражение, найдем полное время пробега акустической волны вдоль всего луча

$$t = \int \frac{dz}{c \sin \chi}. \quad (165)$$

Вычисляя интеграл в выражении (165) и ограничиваясь членами второго порядка при разложении результатов в ряд Тейлора, получим полное время пробега от излучателя к приемнику для луча, имеющего  $N$  циклов:

$$t_N = \frac{2N\chi_N}{c_0 a} \left( 1 + \frac{1}{3} \chi_N^2 \right). \quad (166)$$

Из выражения (164) находим

$$\chi_N = \operatorname{arctg} \frac{ar}{2N}. \quad (167)$$

Разложим выражение (167) в ряд Тейлора по степеням  $ar/(2N)$  и, отбрасывая ввиду малости члены выше четвертой степени, подставим полученный результат в формулу (166). Тогда для времени пробега будем иметь соотношение

$$t_N = \frac{r}{c_0} \left( 1 - \frac{a^2 r^2}{24 N^2} \right). \quad (168)$$



Из полученной формулы видно, что наименьшее время пробега будет иметь сигнал, распространяющийся по лучу с минимальным количеством циклов. Таким образом, чем больше отражений от поверхности испытывает луч, тем позднее придет по нему сигнал. Последним придет к приемнику сигнал, распространяющийся от источника по прямой линии. Первые приходящие к приемнику сигналы разделены значительными промежутками времени. С увеличением  $N$  приходящие сигналы будут сливаться, вызывая увеличение интенсивности к концу времени приема сигнала.

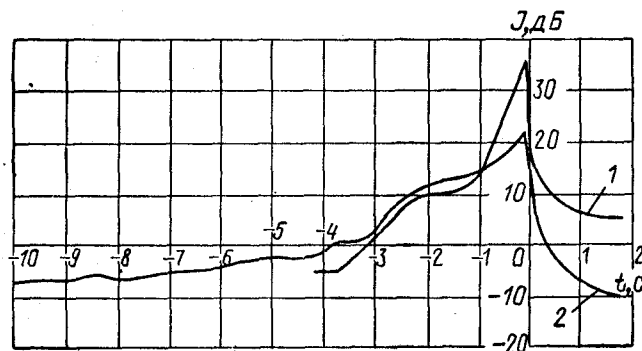


Рис. 52. Изменение интенсивности взрывного сигнала со временем для двух дистанций.  
1 — 500 км; 2 — 3000 км.

Экспериментальные данные, приведенные в работах [14, 60 69], хорошо подтверждают рассмотренные выше явления. На рис. 52 показан характер изменения формы сигнала со временем на больших расстояниях от точки подрыва заряда. Для случая, когда приемник и источник взрыва находятся на оси звукового канала, запись взрывного сигнала имеет форму импульса с постепенным нарастанием интенсивности от начала к концу записи с резким обрывом в конце.

Полную длительность сигнала можно определить исходя из формулы (168):

$$T = \frac{a^2 r^3}{24c_0} \left[ \frac{1}{N_{\min}^2} - \frac{1}{N_{\max}^2} \right], \quad (169)$$

где  $N_{\min}$  и  $N_{\max}$  — минимальное и максимальное количество циклов для лучей, приходящих в точку приема.

На больших расстояниях  $N_{\max} \gg N_{\min}$ , поэтому

$$\frac{1}{N_{\max}^2} = 0, \quad N_{\min} = \frac{ar}{2 \operatorname{tg} \chi_0} \approx \frac{ar}{2\sqrt{2aH}},$$

и окончательно для времени затягивания сигнала подводного взрыва получаем формулу

$$T = \frac{aHr}{3c_0}. \quad (170)$$

## § 27. Распространение взрывных сигналов в мелком море

Если глубина моря незначительна в сравнении с длиной акустической волны, то к приемнику от точки взрыва приходят не только прямые лучи, но и лучи, имеющие одно или несколько отражений от дна моря. При значительном расстоянии между источником и приемником лучи с большим числом отражений от дна будут играть решающую роль. Таким образом, свойства дна моря в этом случае оказывают существенное влияние на распространение звука взрыва.

Мелкое море можно рассматривать как звуковой канал с отражением у поверхности и дна. При рассмотрении распространения звука в мелком море можно воспользоваться энергетическим подходом для расчета звукового поля [7]. В этом случае звуковое давление, интенсивность и другие величины могут быть определены методом нормальных волн.

Волновое уравнение (1) в цилиндрических координатах имеет вид

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial p}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + k^2 p = 0. \quad (171)$$

Оно может быть решено методом разделения переменных при следующих граничных условиях: на поверхности  $z = h$ ,  $p = 0$ ; на дне  $z = 0$ ,  $v_z = 0$ ,  $\frac{\partial p}{\partial z} = 0$ .

Полагая

$$p = R(r) Z(z) \quad (172)$$

и подставляя это выражение в уравнение (171), получаем

$$\frac{1}{Z} (Z'' + k^2 Z) = -\frac{1}{rR} (rR')', \quad (173)$$

где

$$Z'' = \frac{d^2 Z}{dz^2}; \quad R' = \frac{dR}{dr}.$$

Левая часть соотношения (173) зависит только от величины  $z$ , а правая от  $r$ . Это равенство будет выполняться, если левая и правая части его равны порознь некоторой постоянной величине  $b^2$ , называемой параметром разделения. В результате имеем два уравнения:

$$R'' + \frac{1}{r} R' + b^2 R = 0; \quad (174)$$

$$Z'' + (k^2 - b^2) Z = 0. \quad (175)$$

Решением первого из них будет

$$R(r) = H_0^{(1)}(br), \quad (176)$$

где  $H_0^{(1)}(br)$  — функция Ханкеля первого рода нулевого порядка.

Функцию Ханкеля для больших  $r$  можно представить в асимптотической форме

$$H_0^{(1)}(br) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi br}} \exp \left[ i \left( br - \frac{\pi}{4} \right) \right]. \quad (177)$$

Решением уравнения (175) будет

$$Z(z) = A \exp(i\alpha z) + B \exp(-i\alpha z), \quad (178)$$

где  $\alpha = \sqrt{k^2 - b^2}$ ;  $A$  и  $B$  — произвольные постоянные.

При граничных условиях имеем

$$Z(h) = 0 \text{ и } A \exp(2i\alpha h) = -B. \quad (179)$$

Из второго граничного условия  $\left( \frac{dZ}{dz} \right)_{z=0} = 0$  имеем

$$A = B. \quad (180)$$

Из равенств (179) и (180) находим уравнение

$$\exp(2i\alpha h) = -1, \quad (181)$$

решением которого будет

$$\alpha_l = \left( l - \frac{1}{2} \right) \frac{\pi}{h}, \quad l = 1, 2, \dots \quad (182)$$

Используя соотношение  $\alpha = \sqrt{k^2 - b^2}$ , находим

$$b_l = \sqrt{k^2 - \alpha_l^2} = k \sqrt{1 - \left( l - \frac{1}{2} \right)^2 \left( \frac{\lambda}{2h} \right)^2}. \quad (183)$$

Каждому значению  $l$  соответствует нормальная волна

$$p_l = A H_0^{(1)}(b_l r) \cos \alpha_l z. \quad (184)$$

При  $br \gg 1$  будем иметь

$$p_l = A \sqrt{\frac{2}{\pi b_l r}} \exp \left( -\frac{i\pi}{4} \right) \cos \alpha_l z \exp(i b_l r). \quad (185)$$

Таким образом, нормальная волна является бегущей в направлении  $r$  и стоячей в вертикальном направлении  $z$ .

Каждая нормальная волна характеризуется своим распределением амплитуды звукового давления по вертикали, определяемым множителем  $\cos \alpha_l z$ . Нормальные волны имеют также свою «критическую» частоту. При частотах ниже критической данная нормальная волна не может распространяться вдоль слоя. Кри-

тическая частота  $\omega_l$  определяется из условия  $b_l = 0$  и равенства (182) с учетом того, что  $k = \omega/c$ :

$$\omega_l = c\alpha_l = \frac{c\pi}{h} \left( l - \frac{1}{2} \right). \quad (186)$$

Соответственно имеем длину волны, равную

$$\lambda = \frac{2h}{l - \frac{1}{2}}. \quad (187)$$

При частотах ниже критической волновое число  $\sqrt{k^2 - \alpha_l^2}$  мнимое, и в этом случае не будет распространяющейся вдоль  $r$  волны.

Остановимся на физическом смысле нормальных волн.

Отбрасывая в уравнении (184) не зависящий от координат  $r$  и  $z$  множитель, можно записать для распространяющейся нормальной волны

$$p_l \approx \frac{1}{\sqrt{r}} \{ \exp [i(b_l r + \alpha_l z - \omega t)] + \exp [i(b_l r - \alpha_l z - \omega t)] \}. \quad (188)$$

При  $r \rightarrow \infty$  волну можно рассматривать как плоскую. Тогда видно, что нормальная волна представляет собой совокупность двух плоских волн, распространяющихся в направлениях, симметричных по отношению к горизонтальному. Угол наклона нормали к горизонтальной плоскости равен  $\pm \chi_l$ , где  $\chi_l$  определяется из соотношения  $k \sin \chi_l = \alpha_l$ .

Полное выражение для звукового давления в слое запишется в виде

$$p = \sum_{l=0}^{\infty} p_l, \quad (189)$$

где  $p_l$  — амплитуда давления для нормальных волн.

Выражение (189) представляет собой суперпозицию нормальных синусоидальных волн, распространяющихся с разными фазовыми скоростями

$$v_l = \frac{\omega}{b_l} = c \left[ 1 - \left( l - \frac{1}{2} \right)^2 \left( \frac{\lambda}{2h} \right)^2 \right]^{-1/2}. \quad (190)$$

Можно показать, что подобное возмущение, рассматриваемое как функция горизонтального смещения  $r$  или времени, будет иметь форму волнового пакета. Так как каждая нормальная волна имеет фазу, равную  $\varphi = b_l r - \omega t$ , то в любой момент времени  $t$  должно существовать значение  $r$ , для которого большинство составляющих волн находится примерно в одной фазе. Для этого значения суммарная амплитуда возмущения будет наибольшей. Для других значений  $r$  фазы всех нормальных волн будут отличаться друг от друга и суммарное возмущение будет мало.

Таким образом, мы будем наблюдать распространение волнового пакета с некоторой групповой скоростью. Групповую скорость определим из условия стационарности фазы  $\varphi$ :

$$\frac{d\varphi}{d\omega} = -t + r \frac{db_l(\omega)}{d\omega} = 0, \quad (191)$$

откуда

$$u = \frac{r}{t} = \frac{d\omega}{db_l},$$

где  $u$  определяет групповую скорость.

При распространении волн в диспергирующей среде энергия, переносимая этими волнами с групповой скоростью  $u$ , сосредоточена в узкой полосе около некоторой средней частоты. Акустическую волну можно представить как суперпозицию нормальных волн, охватывающих очень широкий диапазон частот. Поскольку групповая скорость на различных частотах неодинакова, то на больших расстояниях каждая нормальная волна в этой суперпозиции будет распространяться с собственной групповой скоростью.

Групповая скорость меняется от скорости низкочастотных акустических волн в грунте до скорости высокочастотных акустических волн в воде, имея минимум на промежуточной частоте.

Сигнал, принятый от взрывного источника, на большом расстоянии можно рассматривать, учитывая только первую нормальную волну, так как ее амплитуда превышает амплитуды последующих нормальных волн.

При распространении взрывного сигнала в двухслойной среде первая волна приходит в точку наблюдения в момент  $t = r/c_2$ , где  $c_2$  — скорость распространения волны в грунте. В момент времени  $t = r/c_1$  приходит волна с высокой частотой, или так называемая *водная волна*, которая накладывается на волну с низкой частотой. С этого времени принимаемый гидрофоном сигнал будет состоять из низкочастотной части и наложенной на нее высокочастотной части. В некоторый момент  $t^*$  фазы этих двух волн совпадут, и в результате интерференции образуется волна повышенной амплитуды, которую называют *волной Эйри*. При  $t > t^*$  амплитуда сигнала начинает экспоненциально убывать.

В теории нормальных волн для двухслойной среды изменение во времени зарегистрированного давления определяется суммой всех нормальных волн, а выбросы в этой записи взрывного сигнала отвечают тем моментам, которые, согласно лучевой теории, определяются приходом к приемнику сигнала по различным траекториям.

Сравнение изложенных теоретических предположений с результатами исследования распространения взрывного сигнала в мелководных волноводах показало, что структура звукового поля, возбуждаемого взрывными источниками, хорошо подтверждает теорию, рассмотренную в работе [7].

Общую закономерность распределения звуковой энергии в мелком море на различных расстояниях от источника можно получить путем расчета звукового поля в любой точке моря при произвольном профиле скорости. Рассмотрим, например, распространение звука, когда любой луч, связывающий излучатель и приемник, имеет одно или несколько отражений от дна моря. На больших расстояниях существенную роль будут играть лучи с большим числом таких отражений. При этом для вычисления усредненного звукового поля необходимо учесть потерю звуковой энергии при каждом отражении луча от дна. Согласно работе [2], выражение для квадрата звукового давления в неоднородной среде с учетом всех факторов имеет вид

$$p^2 = \frac{2cc_1}{rc_0} \int \sin 2\chi_0 [D(\chi_0) \sin \chi \sin \chi_1]^{-1} \exp \left[ -\frac{2r}{D(\chi_0)} \ln |V(\chi_0)| \right] d\chi_0, \quad (192)$$

где  $c_0, c_1, c$  — скорость звука у дна, на уровне излучателя и на уровне приемника соответственно;  $\chi_0, \chi_1, \chi$  — угол скольжения луча у дна, при выходе из излучателя и при входе в приемник соответственно;  $D(\chi_0)$  — длина цикла луча;  $V(\chi_0)$  — отношение давления в отраженной от дна волне к давлению в падающей волне.

В случае однородной среды  $c = c_1 = c_0, \chi = \chi_1 = \chi_0$  и

$$D(\chi_0) = \frac{2H}{\operatorname{tg} \chi_0}, \quad 0 < \chi_0 < \frac{\pi}{2}. \quad (193)$$

В идеальном случае абсолютно отражающих границ  $|V(\chi_0)| = 1$  и экспонента в выражении (192) обращается в единицу, а подстановка в (192) значений величин, соответствующих однородной жидкости, дает следующее выражение для квадрата давления:

$$p^2 = \frac{2}{rH} \int_0^{\pi/2} d\chi_0 = \frac{\pi}{rH}, \quad (194)$$

т. е. спад квадрата давления происходит обратно пропорционально расстоянию.

В случае поглощающего дна в уравнении (192) наиболее существенную роль играют члены, содержащие малые углы  $\chi_0$ , так как при увеличении  $\chi_0$  экспонента быстро убывает вследствие возрастания как  $1/D(\chi_0)$ , так и  $\ln |V(\chi_0)|$ . Из выражения (192) в этом случае получим для квадрата давления следующее соотношение:

$$p^2 = \frac{2}{rH} \int_0^{\infty} \exp \left( -\frac{sr\chi_0^2}{H} \right) d\chi_0 = \left( \frac{\pi}{sH} \right)^{1/2} r^{-3/2}, \quad (195)$$

где  $s = -\frac{\partial}{\partial \chi_0} \ln |V(\chi_0)|_{\chi_0=\text{const}} = 0$ .

Из формулы (195) следует, что квадрат давления обратно пропорционален расстоянию в степени  $3/2$ . Такой закон является промежуточным между цилиндрическим законом для слоя с абсолютно отражающими границами и сферическим законом для безграничного однородного пространства.

Рассмотренные выше идеализированные модели в первом приближении объясняют закономерности, наблюдаемые при распространении акустических волн, возникающих при подводных взрывах в мелком море.

Теория распространения взрывных звуков в океане, разработанная К. Л. Пекерисом [7] для двух- и трехслойного неидеального волновода, позволила объяснить экспериментальные результаты, полученные Ворцелем и Юингом, которые исследовали акустическое поле взрывных источников в мелком море.

Работы Л. М. Бреховских [2, 7], И. Толстого и К. С. Клея [49], развивших теорию распространения акустических волн в слоистых средах, позволили создать прочную основу для анализа экспериментальных данных.

## § 28. Распространение взрывных сигналов в среде со случайными неоднородностями

Распространение акустических сигналов в океане сопровождается рассеянием на неоднородностях водной среды и на ее границах. Проблеме распространения акустических сигналов в океане с учетом случайных неоднородностей посвящена обширная литература, указанная в монографии [2].

Изучение статистических характеристик сигналов при дальнем распространении акустических волн позволяет получить информацию о случайных неоднородностях среды.

В работе Р. Ю. Попова [40] приведены результаты экспериментальных исследований стабильности условий многолучевого распространения акустических волн, возникающих при подводных взрывах, на большие расстояния.

Изменение условий распространения акустических волн может быть обусловлено различными факторами: фазовыми и амплитудными флюктуациями сигнала на неоднородностях среды; временной нестабильностью параметров среды, определяющих многолучевой характер распространения акустических волн; отражением от нерегулярных границ внутренних волн и др.

Временная стабильность условий распространения в работе [40] определялась по интервалу времени, в течение которого амплитуда коэффициента корреляции  $b(\tau)$  уменьшается от единицы до уровня флюктуации  $b(\tau)$ . На пространственную коррелированность акустического поля в приповерхностном ПЗК в глубоком море при дистанции в сотни километров могут влиять регулярные свойства среды, определяющие многолучевой характер распространения акустических волн.

В работе [40] получено выражение, описывающее функцию пространственной корреляции при горизонтальном разнесении приемных гидрофонов,

$$B(\tau, \Delta r, t) = \sum_{i,j} a_i a_j f_{ij}(t) b_{ij} \left( \tau + t_i - t_j - \frac{\partial t_j}{\partial r} \Delta r \right), \quad (196)$$

где  $a_i, a_j$  — коэффициенты ослабления в среде для  $i$ -го и  $j$ -го лучей;  $f_{ij}(t)$  — функция, определяющая импульсный характер акустического сигнала;  $\tau$  — временная задержка;  $\frac{\partial t_j}{\partial r}$  — продольная производная времени прихода сигнала по  $j$ -му лучу;  $\Delta r$  — величина продольного (вдоль трассы распространения) разнесения точек приема.

Если разности времен прихода сигналов по лучам превосходят интервал корреляции, то на выходе коррелометра можно наблюдать последовательность эффектов, описываемых отдельными слагаемыми выражения (196). Они обусловлены диагональными членами двойной суммы. Максимальным оказывается слагаемое с нулевым аргументом. Из формулы (196) видно, что при отсутствии дрейфа судна, т. е. при  $\Delta r = 0$ , существует одно значение  $\tau$ , а именно  $\tau = 0$ , при котором  $b(\tau)$  достигает максимума в любом участке взрыва. В этом случае для измерений можно воспользоваться одной зависимостью  $b(\tau = 0, t)$ . Однако при наличии дрейфа, т. е. при  $\Delta r \neq 0$ , из формулы (196) следует, что для определенной группы лучей максимальное значение  $b(\tau)$  достигается при одном значении  $\tau$ , а для других групп — при других значениях  $\tau$ , т. е. при заданном  $\Delta r$  существует область значений  $\tau$ , определяемых из условия

$$\frac{\partial t_j \max}{\partial r} \Delta r \geq \tau \geq \frac{\partial t_j \min}{\partial r} \Delta r, \quad (197)$$

в пределах которой для любой группы лучей всегда найдется  $\tau$ , отвечающее максимальному значению  $b(\tau)$ . По этой причине для измерения корреляции различных лучевых групп уже нельзя пользоваться одной кривой  $b(\tau = 0, t)$ , а необходимо исследовать семейство кривых  $b(\tau, t)$  с параметром  $\tau$ , лежащим в диапазоне, определяемом выражением (197).

Эксперимент проводился в океане с глубинами 2—5 км при длинах трасс между судами 740 и 1000 км. В качестве источника звука использовались шашки TNT. Подрыв зарядов осуществлялся на оси подводного звукового канала. Сигналы принимались на вертикальную цепочку гидрофонов, расположенную вблизи оси ПЗК, и записывались на многоканальный магнитофон. Длительность взрывных сигналов в точке приема составляла 3—11 с.

На рис. 53 показаны зависимости амплитуды  $b(\tau)$  от интервала времени между последовательными взрывами. Каждая точка на рисунке является результатом усреднения по 6—8 измеренным значениям  $b(\tau)$ . На рисунке значками  $\times$  отмечены



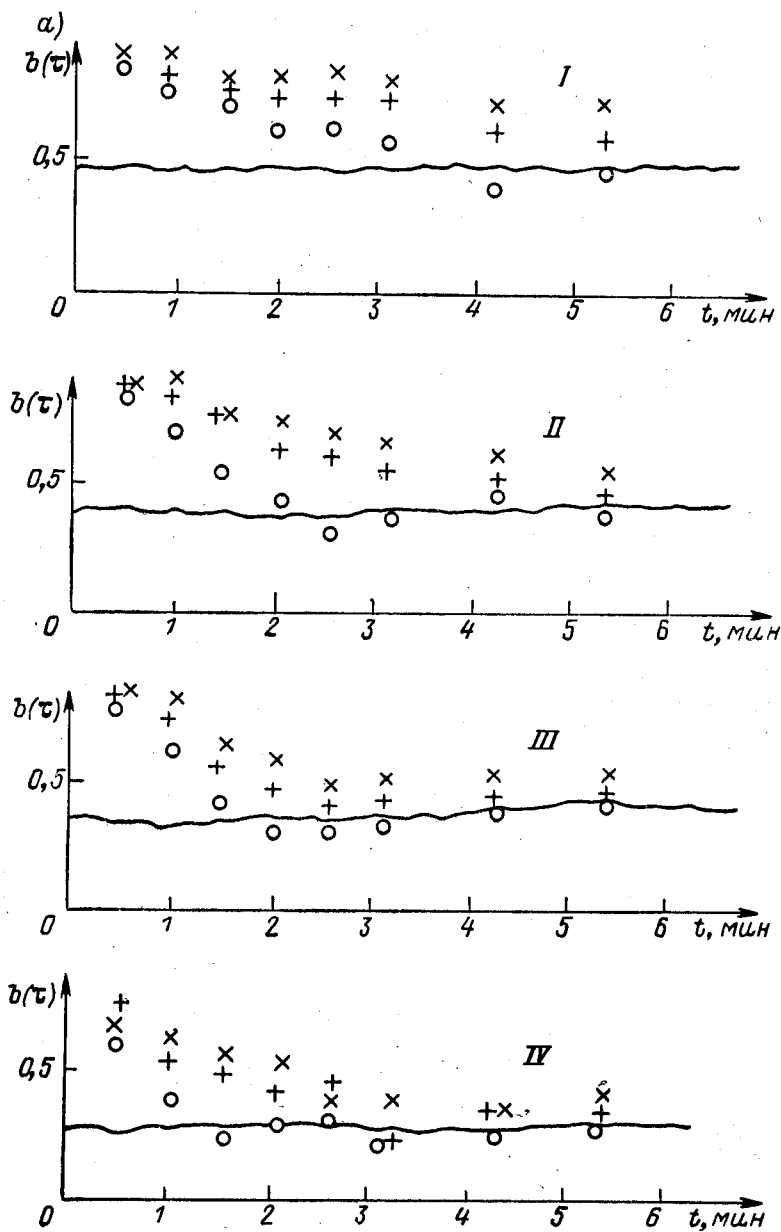
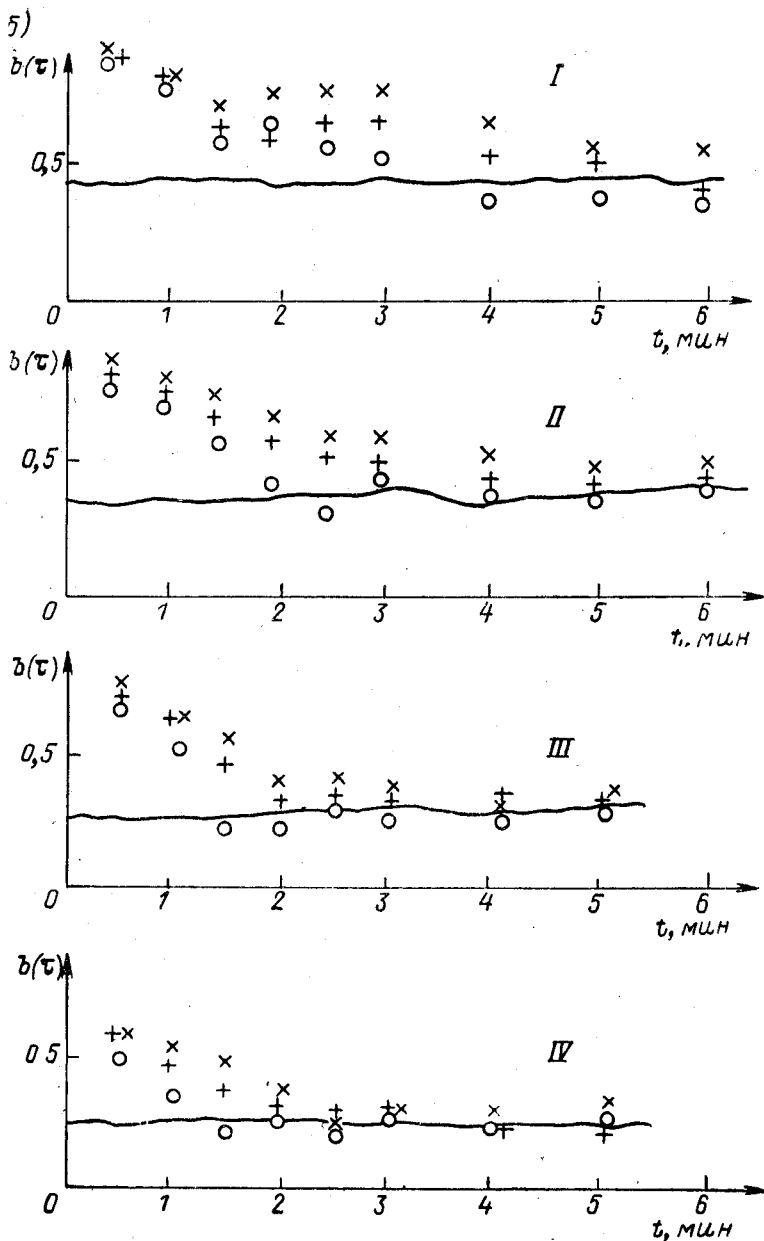


Рис. 53. Временная зависимость коэффициента корреляции взрывного сигнала: а — при  $r =$   
 I—IV — номера полуоктавных диапа



сигналов для четырех полуоктавных диапазонов частот спектра взрыв-740 км; б — при  $r = 1000$  км.

зонах в порядке возрастания частоты.

значения  $b(\tau)$  для наиболее глубоко проникающих лучей, входящих первыми. Они испытывают отражение от поверхности и распространяются практически по всей толще океана. При  $r = 740$  км граничные лучи выходят на поверхность соответственно 13 и 16 раз, а при  $r = 1000$  км — 20 и 26 раз. Значками + отмечены значения  $b(\tau)$  для лучей, приходящих в середине промежутка времени приема взрывного сигнала. Они также, согласно расчету, выходят на поверхность, испытывая при  $r = 740$  км 20 и 25 отражений (граничные лучи), а при  $r = 1000$  км 38 и 39 отражений. Значками о отмечены данные для лучей, прилегающих к заднему фронту принимаемого взрывного сигнала. Эти лучи также отражаются от поверхности: 25 и 32 отражений при  $r = 740$  км, 39 и 50 отражений при  $r = 1000$  км. Горизонты точек поворота граничных лучей находились на глубинах 840 и 400 м. Волнистыми линиями на рис. 53 отмечены уровни флюктуации для каждой полуоктавной полосы частот. Для различных лучевых групп наблюдаемый уровень флюктуаций  $b(\tau)$  примерно одинаков.

Возможными причинами изменения условий распространения волн, возникающих при взрыве заряда, могут быть флюктуации сигнала на неоднородностях среды, флюктуации, обусловленные отражениями от взволнованной поверхности моря, и флюктуации, связанные с крупномасштабными неоднородностями.

Флюктуация фазы в акустическом сигнале, обусловленная неоднородностью среды, может быть определена по формуле [40]

$$\bar{s}^2 = \frac{1}{2} \sqrt{\pi} d \mu^2 k^2 r, \quad (198)$$

где  $d$  — характерный размер неоднородностей;  $\mu^2$  — средний квадрат флюктуации показателя преломления;  $k$  — волновое число.

Согласно работе [40], уменьшение коэффициента корреляции под влиянием нестабильности фазы может быть определено в виде

$$b(\tau) \approx 1 - \bar{s}^2. \quad (199)$$

Подставив формулу (198) для  $\bar{s}^2$  в отношение  $\frac{1 - b_i(\tau)}{1 - b_j(\tau)}$ , получим

$$\frac{1 - b_i(\tau)}{1 - b_j(\tau)} = \frac{k_i^2}{k_j^2} = \frac{f_i^2}{f_j^2}, \quad (200)$$

где индексы  $i, j$  — номера полуоктавных полос фильтров.

Измеренные значения  $b(\tau)$ , приведенные на рис. 54, удовлетворяют соотношению (200) для небольших интервалов времени (до 15 с). С увеличением интервала времени совпадения вычисленных значений с экспериментом становятся хуже, а при

интервалах 3—5 мин вообще отсутствуют. Таким образом, предположение о том, что изменчивость условий распространения акустических волн в течение интервалов времени, составляющих секунды, определяется флюктуациями на неоднородностях среды, не противоречит экспериментальным данным. Изменчивость условий распространения при больших интервалах времени определяется отражением от поверхности и внутренними волнами.

Из эксперимента было установлено, что для частот менее 1 кГц время стабильности достигало 1,5—2,5 мин, причем большей стабильностью отличались более глубоко проникающие лучи. Скорость спада коэффициента взаимной корреляции последовательных взрывов в сериях практически не изменялась при увеличении расстояний между судами с 740 до 1000 км.

### § 29. Метод расчета давления ударной волны на каустиках

В § 26 было показано, что лучи, вышедшие от источника, находящегося в ПЗУ, и захваченные каналом, лежат между граничными лучами. Пучок лучей, захваченных каналом, распространяясь на большие расстояния, будет периодически уходить ко дну и вновь возвращаться к поверхности. Если перемещать приемник акустических волн вдоль некоторого горизонта в океане с ПЗК, то с увеличением расстояния он будет попадать из областей слабой озвученности в области большой озвученности. Области большой озвученности или освещенности лучами получили название *зон конвергенции*. С увеличением расстояния от источника ширина каждой новой зоны конвергенции, ввиду расходимости лучей в канале, будет больше, чем предыдущей, и начиная с некоторого расстояния зоны конвергенции сливаются. Ширина зон зависит также от расстояния между источником излучения и осью ПЗК: чем дальше от оси канала расположен излучатель, тем меньше ширина зон конвергенции. Каждая зона начинается с области повышенной озвученности, обусловленной схождением (фокусировкой) канальных лучей. Геометрическое место точек пересечения очень близких канальных лучей, образующих области повышенной озвученности, называется *каустикой*.

Измерения давления и других параметров взрывных источников в каустиках [2, 65] дали результаты, хорошо совпадающие с расчетными значениями.

Метод расчета давления ударной волны подводного взрыва на каустике и вблизи нее был предложен И. М. Блатштейном [65]. Суть этого метода состоит в следующем. Давление в ударной волне подводного взрыва, как известно, аппроксимируется экспоненциальной функцией (60). Распространение взрывного сигнала может рассматриваться как распространение гармонических составляющих, полученных разложением функции (60) в ряд

Фурье. Выбрав в качестве периода разложения в ряд величину  $2a \geq 10\alpha_0$ , запишем для импульса ударной волны выражение

$$p(t) = p_{1m} \left\{ \frac{\alpha_0}{2a} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{a}{\alpha_0}\right) \right] + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\alpha_0^2}{a^2 + (n\pi\alpha_0)^2} \left[ 1 - (-1)^n \exp\left(-\frac{a}{\alpha_0}\right) \right] \left( \frac{a}{\alpha_0} \cos \frac{n\pi}{a} t + n\pi \sin \frac{n\pi}{a} t \right) \right\}. \quad (201)$$

Величины  $p_{1m}$  и  $\alpha_0$  определяются по формулам (61) и (62) при условии отсутствия рефракции. На больших расстояниях от точки взрыва соотношение (61) будет давать заниженные значения давления. Согласно соотношению (143), для сигнала подводного взрыва с расстояний, превышающих  $r'_1$ , эффектом конечной амплитуды можно пренебречь и предположить, что давление с расстоянием уменьшается по закону  $r^{-1}$ , а постоянная времени остается равной величине

$$(\alpha_0)_{r'_1} = 92,5\omega^{1/3} \left( \frac{r'_1}{\omega^{1/3}} \right)^{0,22}, \quad (202)$$

где  $r'_1$  — расстояние, на котором ударная волна переходит в акустическую.

Давление ударной волны на каустике можно подсчитать по формуле

$$p_{1m} = p_{1m}(r'_1, \omega) \frac{r'_1}{R}, \quad (203)$$

где  $R$  — минимальное расстояние от источника до точки каустики.

Давление на каустике может быть подсчитано по формуле (203) при  $R = r_c$ . В работе [65] получено выражение для фактора фокусировки гармонических волн на каустике

$$f(k, \Delta r) = \sqrt[3]{2Rk}^{1/6} \mathcal{E}(\pm \rho) \frac{2\pi\xi_c}{r_c \sqrt{(n^2 - \xi_c^2)(1 - \xi_c^2)}} \left( \frac{d^3 F}{d\xi^3} \right)^{-1/3}. \quad (204)$$

Здесь  $k$  — волновое число;  $\Delta r = r - r_c$  — горизонтальное расстояние между точкой приема и точкой на каустике при условии нахождения их на одной глубине;  $\mathcal{E}(\pm \rho)$  — функция Эйри, аргумент которой выражается формулой

$$\rho = \sqrt[3]{2} \left| \left( \frac{d^3 F}{d\xi^3} \right)_{\xi_c} \right|^{-1/3} k^{2/3} \xi \Delta r; \quad (205)$$

$$\xi = n(h) \sin \chi; \quad \xi_c = n(h_c) \sin \chi = \sin \chi_0;$$

$n(h)$  — градиент скорости звука в точке на глубине  $h$ ;  $\chi$  — углы, образуемые с осью ПЗК лучами, захваченными волноводом;  $\chi_0$  — предельный угол;  $h_c$  — глубина выбранной точки каустики; функция  $F$  — постоянная составляющая градиента профиля скорости звука, определяемая выражением

$$F = \xi_c r_c + \Phi(\xi_c, h_n) + \Phi(\xi_c, h_c), \quad (206)$$

где

$$\Phi(\xi, h) = \int_h^{h+\Delta h} \sqrt{h^2(h) - \xi^2} dh; \quad (207)$$

$h_{и}$  — глубина источника взрыва.

На рис. 54 изображена лучевая картина при наличии каустики, поясняющая параметры, входящие в формулы (204)—(207).

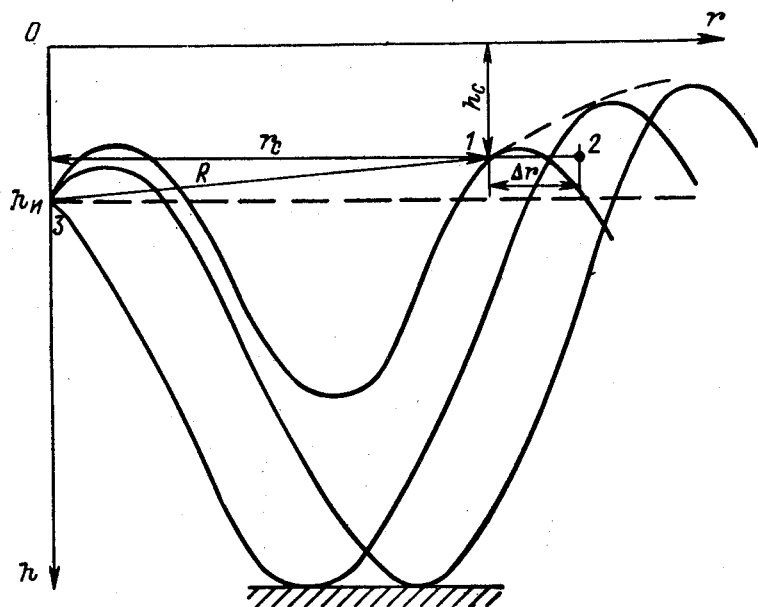


Рис. 54. Лучевая картина при наличии каустики.

1 — точка на каустике; 2 — точка приема взрывного сигнала; 3 — точка подрыва заряда.

Фактор фокусировки учитывает эффект рефракции каждой гармонической составляющей взрывного сигнала в исследуемой точке, находящейся на расстоянии  $\Delta r$  от каустики.

Из формулы (204) следует, что фактор фокусировки с ростом  $\Delta r$  возрастает как корень шестой степени из частоты, а затем падает как  $(\Delta r)^{1/4}$ .

Затухание ударных волн с расстоянием, обусловленное поглощением и рассеянием, можно учесть введением в формулу (201) для каждой гармонической составляющей множителя  $\beta$ , определяемого соотношением (137). Множитель  $\beta$  учитывает затухание гармонических составляющих сигнала и ограничивает число членов в формуле (201).

Окончательно формула для расчета давления ударной волны на каустике и вблизи нее может быть записана в виде

$$p(t) = p_{1m} \left\{ B_0 + \sum_{n=1}^N f(r, \Delta r) \beta B(n) \left[ -\frac{a}{\alpha_0} \cos \left( \frac{n\pi t}{\alpha_0} + \frac{\pi}{4} \right) + n\pi \sin \left( \frac{n\pi t}{\alpha_0} + \frac{\pi}{4} \right) \right] \right\}, \quad (208)$$

где

$$B_0 = \frac{\alpha_0}{2a} \left[ 1 - \exp \left( -\frac{a}{\alpha_0} \right) \right];$$

$$B(n) = \frac{a_0^2}{a^2 + (n\pi\alpha_0)^2} \left[ 1 - (-1)^n \exp \left( -\frac{a}{\alpha_0} \right) \right].$$

Из уравнения (208) следует, что при  $\Delta r = 0$  мы получаем давление ударной волны на каустике, а при  $\Delta r \neq 0$  — вблизи нее.

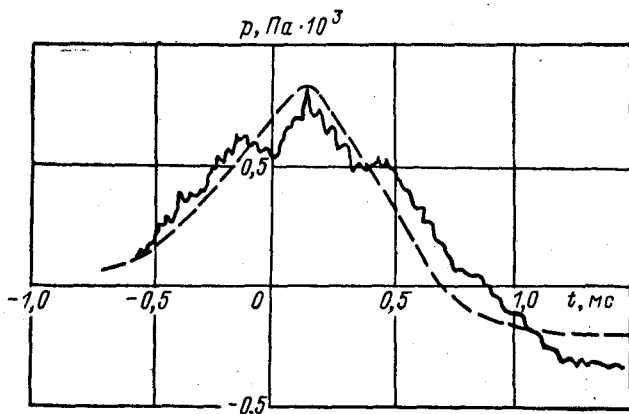


Рис. 55. Зависимость давления от времени в точке, находящейся в зоне тени и удаленной от каустики на расстояние  $\Delta r = 176$  м.

Давление ударной волны, возникшей при подрыве заряда, полученное при измерениях [65], хорошо согласуется со значениями давления, рассчитанными по формуле (208). В эксперименте, описанном в работе [65], участвовало два судна. Одно судно использовалось для подрыва зарядов TNT массой от 4 до 450 кг на глубинах 330 м. Второе судно было снабжено вертикальной цепочкой из 100 гидрофонов для регистрации давления в зоне конвергенции.

На рис. 55 и 56 представлены зависимости давления от времени, вычисленные по формуле (208) при значениях  $\Delta r$ , соответствующих проведенным измерениям (штриховые линии), и полученные экспериментально (сплошные линии) при взрыве заряда массой 4 кг на расстоянии 63 км от каустики.

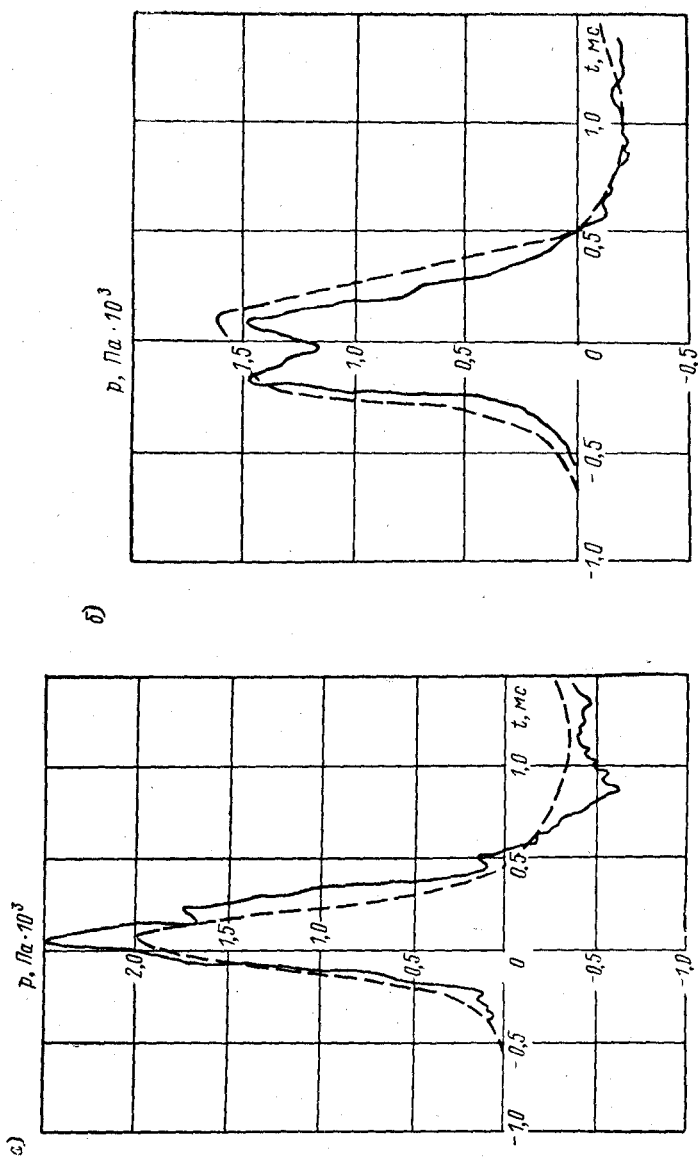


Рис. 56. Зависимость давления от времени в точке, находящейся в зоне конвергенции и удаленной от каустики на расстояния  $\Delta l = 125$  м (а) и  $\Delta l = 265$  м (б).



На рис. 55 показана зависимость давления от времени для зоны тени. Гидрофон находился на глубине 308 м, расстояние до каустики составляло 176 м.

На рис. 56 даны зависимости давления от времени для зоны конвергенции. Гидрофон находился на глубине 340 м (рис. 56, а) и 350 м (рис. 56, б). Соответственно расстояние от каустики до гидрофона составляло 125 и 265 м.

Из сравнения рисунков хорошо видно влияние факторов фокусировки с приближением к каустике. Наблюдаемое искажение принятого взрывного сигнала в зоне конвергенции обусловлено сложением гармонических составляющих, сдвинутых по фазе.

---

## Глава V ПРИМЕНЕНИЕ ВЗРЫВНЫХ ИСТОЧНИКОВ В МОРСКОМ ДЕЛЕ

---

### § 30. Особенности применения взрывных источников

За последние годы подводные взрывы все шире применяются в различных областях народного хозяйства.

В гидротехническом строительстве энергию взрыва используют для создания котлованов, углубления фарватеров, разрушения ледяных торосов и при других работах. Взрыв как акустический источник излучения используется в геофизических исследованиях, акустической навигации, звукоподводной связи, сигнализации, а также при научных исследованиях явлений распространения ударных волн, реверберации и отражающих свойств границ.

Широкое применение взрыва как акустического источника излучения обусловлено такими его особенностями, как высокий уровень давления в импульсе, большой уровень излученной акустической энергии в широкой полосе частот, отсутствие каких-либо ограничений по глубине, небольшая масса взрывного заряда, отсутствие надобности в источниках электрического питания. Отмеченные выше особенности взрывных источников делают их удобными в использовании.

В последнее время в качестве взрывного источника стали применять устройства, содержащие газовую смесь пропан-бутана с кислородом. Наиболее простой является такая конструкция этих устройств, когда газ содержится в тонкостенной оболочке сферической формы. Как показали исследования [6], из всех видов взрывчатых веществ лучшими характеристиками обладают бризантные взрывчатые вещества, которые дают при взрыве

большой выход акустической энергии и обеспечивают наилучшие параметры самого взрывного сигнала [52].

Бризантные взрывные источники обладают преимуществами и по сравнению с акустическими излучателями пневматического типа. Одна из конструкций пневматического излучателя описана в работе [6]. Пневматический излучатель представляет собой стальную камеру объемом 3 л с выходным отверстием  $d = 65$  мм, открываемым и закрываемым поршнем. После заполнения камеры пневматического излучателя воздухом до давления  $(120 \div 140) \times 10^5$  Па поршень приводится в движение электрическим сигналом и, набрав скорость 20—30 м/с, открывает выходное отверстие. Расширение истекающего сжатого воздуха приводит к образованию в окружающей среде волны давления.

Кроме рассмотренного пневматического устройства существует ряд других. Все они, как правило, имеют гибкую диафрагму или эластичную камеру, которые позволяют создавать определенный объем в жидкой среде. При резком изменении этого объема генерируется единичный импульс высокого давления, обусловленный гидравлическим ударом.

Имеются специальные пневматические генераторы сейсмических сигналов с подавлением вторичных сигналов. Способ генерирования сейсмических сигналов с подавлением вторичных сигналов предусматривает использование специальной камеры. Эта камера имеет удлиненную форму, что позволяет создавать две удаленные одна от другой полости. Впуск и выпуск сжатого воздуха через полости производится так, чтобы при этом не образовывались когерентные воздушные пузыри.

Параметры ударных волн, возбуждаемых при взрыве заряда тротила, газовой смеси, а также создаваемых пневматическим излучателем, приведены в табл. 3. Сравнение этих параметров показывает, что ударная волна, возникшая при взрыве газовой смеси или созданная пневматическим излучателем, характеризуется значительно меньшим значением максимального давления в импульсе, меньшим выделением энергии, меньшим временем излучения импульса и значительно меньшим КПД по сравнению с ударной волной, возбуждаемой при взрыве заряда тротила.

В табл. 4 приведены КПД источников излучения различных типов, вычисленные по осциллограммам в диапазоне от 0 до 1 кГц. Данные табл. 4 показывают, что в области частот 0—100 Гц КПД взрыва газовой смеси и пневматического излучателя могут иногда превышать КПД взрыва тротила. Этот вывод не распространяется на заряды, эквивалентные по высвобождаемой энергии зарядам тротила массой свыше 250 г. Для последних КПД в полосе 0—100 Гц превышает КПД взрыва газовой смеси и пневматического излучателя. Очевидно, что КПД пневматического излучателя может быть увеличен, например, путем подъема давления в камере и увеличения площади выходного отверстия при сохранении постоянным объема камеры.

Параметры взрывной ударной волны и ударной волны, образованной первой пульсацией газовой пузыря, для различных акустических источников излучения

Источник излучения	Взрывная ударная волна				Ударная волна, образованная первой пульсацией пузыря					
	$P_i \cdot 10^4$ Па	$I_i$ Па·с	$E_i \cdot 10^3$ Дж	Время излучения импульса, с · 10 <sup>-3</sup>	КПД, %	$P_i \cdot 10^4$ Па	$I_i$ Па·с	$E_i \cdot 10^3$ Дж	Время излучения импульса, с · 10 <sup>-3</sup>	КПД, %
Взрыв тротила	119,6	115	48,3	1,46	24	24,5	228,5	2,48	6,2	13
Взрыв газовой смеси: при поджигании	6,37	166	3,7	7,0	1,95	5,9	182	5,17	12,1	2,7
при детонации	6,37	106	2,38	5,5	1,45	3,12	124	2,18	13,3	1,15
Пневматический излучатель	1,57	132	1,24	15	0,85	1,67	257	2,62	32,3	1,78

В области частот 100—1000 Гц взрыв газовой смеси и пневматический излучатель по КПД значительно уступают взрыву тротила.

Обладая рядом преимуществ, подводный взрыв имеет и весьма существенный недостаток, а именно: подрыв заряда может привести к гибели живых организмов в море.

В связи с увеличением требований к охране морских организмов в настоящее время разработана [79] система подрыва малых зарядов на заданной глубине в сфере специальной конструкции, обеспечивающей гашение пульсаций газовой пузыря.

Использование конструкций, позволяющих осуществлять синфазное суммирование пульсаций газовой пузыря, прямой и отраженной волн, дает возможность уменьшить массу применяемых зарядов. Например, при проведении работ, связанных с профилированием дна океана, ранее используемую массу заряда 5—10 кг такими мерами удалось сократить до 0,05—0,1 кг. Это привело к резкому уменьшению поражающего действия взрывчатого вещества на морские организмы. Зона поражения сократилась до 0,7—1 м против 40—50 м. Кроме того, стало возможным сократить запасы взрывчатого вещества на судне,

что имеет большое значение при работах в отдаленных районах океана. Применение малых зарядов открывает новые возможности использования взрывных источников для различных целей.

Таблица 4

Коэффициент полезного действия, %, различных типов источников излучения в диапазоне частот от 0 до 1 кгц

Источник излучения	Диапазон частот, Гц	
	0—100	100—1000
Взрыв тротила массой, г:		
1,5	0,302	2,77
44	1,07	5,94
255	1,96	10,1
1274	3,24	12,8
Взрыв газовой смеси:		
при поджигании	1,2	0,656
при детонации	0,7	0,659
Пневматический излучатель	0,74—1,47	0,03

### § 31. Применение взрывных источников в гидролокаторах

В отличие от широко используемого гидролокатора с электроакустическим преобразователем, работающим на совмещенную антенну, гидролокатор на взрывных источниках звука имеет разнесенные приемник и излучатель. В качестве излучателя используется генератор на взрывных источниках.

В работах [8, 33, 59] отмечается что гидролокатор на взрывных источниках имеет некоторые преимущества перед другими типами гидролокаторов. Во-первых, излучаемые им взрывные сигналы обладают большой акустической мощностью, что увеличивает дальность действия, создает возможность посылки взрывного сигнала с любой заданной глубины. Во-вторых, гидролокатор имеет только приемную часть и потребляемая им электрическая энергия незначительна.

Использование в гидролокаторе одиночных зарядов приводит к ограничению дальности его действия из-за большого уровня реверберационных помех, маскирующих полезный эхо-сигнал.

Значительным преимуществом обладают гидролокаторы, в которых формирование сигнала посылки осуществляется путем подрыва серии зарядов с определенной частотой или подрыва линейного заряда, расположенного определенным образом. Гидролокатор подобного вида рассмотрен в работе [59]. Генератор этого гидролокатора содержит линейный заряд детонирующего

взрывного вещества, скрученного в виде спирали, шаг которой  $h_0$  определяется соотношением

$$h_0 \leq 0,75 \frac{c}{u} L, \quad (209)$$

где  $c$  — скорость распространения ударной волны в морской среде;  $u$  — скорость детонации взрывчатого вещества;  $L$  — длина витка взрывчатого вещества между точками, определяющими шаг спирали.

Скорость детонации линейного заряда должна лежать в пределах от 1500 до 10<sup>4</sup> м/с. Его масса определяется уровнем шумов в океане и требуемой способностью гидролокатора обнаружить сигнал на заданной дальности. Указанным требованиям удовлетворяет линейный заряд с общей массой от 0,2 до 4 кг.

На рис. 57 представлена схема генератора взрывного действия. Линейный заряд намотан в виде спирали на цилиндрическую поверхность. Расстояние между соседними витками должно быть не меньше поперечного размера линейного заряда. Конструкция обеспечивает вертикальное погружение генератора.

Нижний конец линейного заряда соединен с капсюлем-детонатором. Подрыв заряда производится или автономно, с помощью гидростата, или с применением блока детонации, расположенного на судне. Принцип излучения акустической энергии генератора такой конструкции может быть пояснен на основании следующих общих соображений.

Рис. 57. Схема генератора со спиральным линейным зарядом.

1 — каркас; 2 — линейный заряд, уложенный в виде спирали на каркасе; 3 — груз; 4 — капсюль-детонатор; 5 — трос.

В случае взрыва точечного заряда возникает сферическая ударная волна, фронт которой расходится в море радиально от точки подрыва. Для линейного заряда результирующий фронт ударной волны имеет, как было показано в работе [23], вид расходящейся конической поверхности. Спиральным расположением линейного заряда достигается наложение некоторых частей конического фронта, что приводит к излучению импульсов давления в любом направлении. Эти импульсы будут увеличиваться и уменьшаться по мере распространения детонации в каждом витке спирали.

Наибольшая амплитуда давления в выбранном направлении будет излучена тогда, когда составляющая скорости детонации в этом направлении окажется равной скорости ударной волны в жидкости. Период последовательно излучаемых импульсов определяется скоростью детонации взрывчатого вещества и длиной каждого витка спирали. Таким образом, если детонация взрыв-

чатого вещества распространяется с постоянной скоростью, то при выбранном шаге спирали и одной и той же длине витка период импульсов будет оставаться постоянным.

Период  $T$  импульсов, излучаемых в некотором направлении, зависит от угла  $\varphi$  между осью спирально расположенного заряда генератора и выбранным направлением:

$$T = T_0 + \frac{h_0}{c} |\cos \varphi|, \quad (210)$$

где  $T_0$  — период импульсов, излучаемых перпендикулярно к оси генератора.

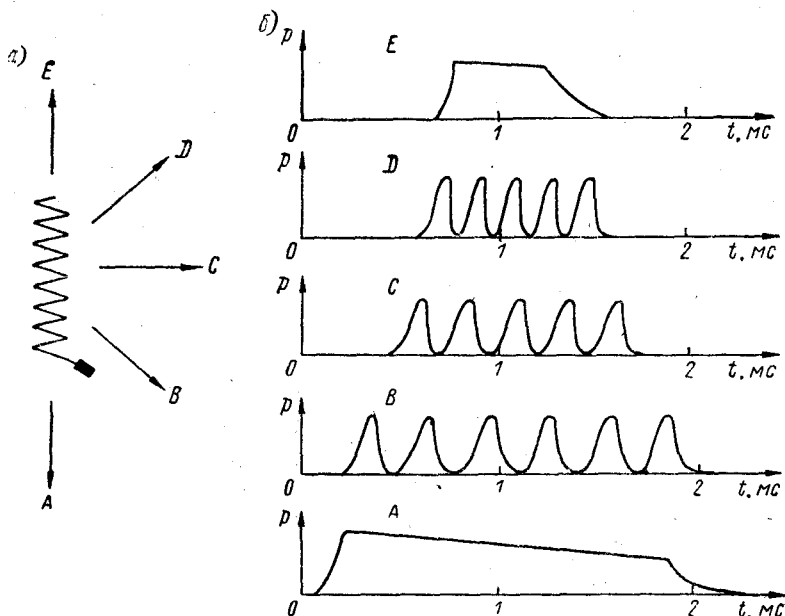


Рис. 58. Схема распространения ударной волны от генератора со спиральными зарядами (а) и относительные уровни давления в сигнале, излученном этим генератором, по направлениям А, В, С, D, Е при заданном отношении высоты спирали к шагу (б).

Из формулы (210) следует, что при  $\varphi = 0$  и  $\varphi = 180^\circ$  частота импульса минимальна, а при  $\varphi = 90^\circ$  максимальна и равна  $f = 1/T_0$ .

На рис. 58 показано распределение давления взрывной ударной волны в различных направлениях по отношению к оси спирального заряда. На диаграммах представлены относительные уровни давления сигнала в точках, равноудаленных от заряда в направлениях А, В, С, D, Е. Диаграммы показывают, что во всех направлениях существует пульсирующий сигнал, причем в зависимости от угла наблюдения частота следования импульсов изменяется.

Из сказанного следует, что генератор со спирально расположенным линейным зарядом излучает осциллирующую энергию в форме последовательности импульсов давления. Интенсивность излучаемых импульсов одинакова во всех направлениях. Генератор обладает доплеровским сдвигом частот, что обуславливается зависимостью частоты излучаемых импульсов от направления. Выбирая взрывчатое вещество, длину витка и шаг спирали, можно получить низкие частоты, которые распространяются в море без значительного затухания.

На рис. 59 представлена схема обнаружения целей, находящихся на различном расстоянии от генератора со спиральным

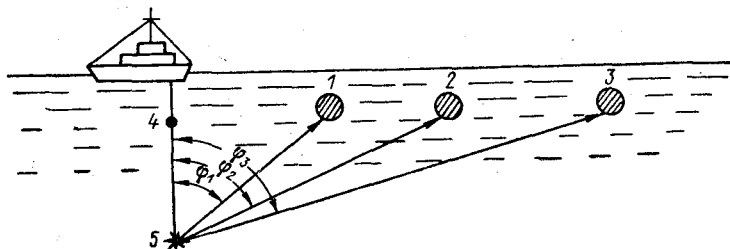


Рис. 59. Схема обнаружения цели.

1, 2, 3 — подводные цели; 4 — приемная антенна; 5 — генератор со спиральным линейным зарядом.

линейным зарядом и приемного гидрофона гидролокатора, опущенного с судна и расположенного на одной вертикальной линии с генератором. Так как углы  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$ ,  $\varphi_3$ , образованные этой вертикальной линией и направлениями на цели, различны, то ближайшая к гидролокатору цель 1 будет отражать сигнал с некоторой частотой  $f_1$ , цель 2, находящаяся дальше от гидролокатора, будет отражать сигнал с более высокой частотой  $f_2$  и, наконец, наиболее дальняя цель 3 будет отражать сигнал с самой высокой частотой. Следовательно, цель может быть обнаружена путем использования временной селекции сигнала, записанного от приемного гидрофона, и панорамным отфильтровыванием частот по дальности действия гидролокатора.

В работе [74] описана стационарная гидролокационная станция с генератором на взрывных источниках. Станция предназначена для дальнего обнаружения подводных объектов. Генератор представляет собой систему вертикально расположенных одиночных зарядов. Расстояние между зарядами должно быть таково, чтобы взрыв одного из них не вызвал детонации другого. При подрыве зарядов с определенной частотой образуется единый зондирующий импульс. Подрыв зарядов осуществляется при помощи соответствующих электрических или пиротехнических средств, например при помощи огневого шнура с определенной скоростью горения, выбираемой в пределах 1700—10 000 м/с.

Количество зарядов и интервалы между их подрывами, необходимые для формирования единого зондирующего импульса, будут зависеть от выбираемого спектра частот, который определяется исходя из условий поглощения при распространении.

Для формирования импульса на частоте 3 кГц интервалы между подрывами зарядов должны составлять 0,33 мс, при частотах 100 Гц и 50 кГц этот интервал выбирается равным 10 мс и 20 мкс соответственно. Прием сигналов, отраженных от подводных объектов, в рассматриваемой станции осуществляется стационарной линией гидрофонов. В некоторых случаях могут использоваться гидрофоны, размещенные на якорных или дрейфующих буйках.

В работе [86] описывается принцип действия гидролокатора на взрывных источниках и метод бокового обзора, который использовался для определения характеристик рельефа морского дна и пробного навигационного промера на расстояниях 370—460 км в районе Багамских островов на судне «Атлантик-II» специалистами Вудсхолского океанографического института (США). В качестве источника звука применялись взрывные заряды (902 шт.) TNT массой 820 г, которые сбрасывались с судна, движущегося со скоростью 6 уз, с интервалом 8—10 мин (т. е. через 1,5—2 км). Заряды взрывались на глубине 244 или 457 м. Основная энергия сигнала приходилась на диапазон 30—200 Гц со спадом 8 дБ/окт в низкочастотной области и 4 дБ/окт в высокочастотной.

Прием эхо-сигналов производился буксируемой на глубине 600 м акустической антенной, включающей 4 трубчатые полиуретановые секции ( $d = 25,4$  мм,  $l = 7,3$  м), каждая из которых содержала 50 акустических приемников типа AQ10-PZT ( $\Delta f = 10 \div 1000$  Гц, чувствительность 80 мкВ/Па, длина кабеля 4570 м) и предусилители.

При измерении на приемной антенне уровня помех установлено, что помеха спадает по закону 6 дБ/окт. Обнаруженные отдельные выбросы в полосе до 1000 Гц объясняются шумами проходящих судов, а в полосе 0—20 Гц — вибрациями кабеля и турбулентным обтеканием. Эхо-сигналы приходили в точку приема через 3,5—8,5 мин.

Регистрация эхо-сигналов проводилась на самописцах. Анализ полученных результатов с учетом условий распространения звука показал, что общая погрешность определения координат неровностей рельефа дна на дальностях до 400 км не превышает  $\pm 5,5$  км.

Кроме генераторов на взрывных источниках, опускаемых с судов или устанавливаемых стационарно под водой, могут быть генераторы сбрасываемого типа. Сбрасываемый с самолета взрывной генератор звука предназначен для использования в системах гидролокации. Цилиндрический с оперением корпус взрывного генератора звука содержит: носовую часть со взрывным механизмом, срабатывающим при достижении генератором заданной



глубины; среднюю часть, в которой в форме восьмерки уложен длинный взрывной шнур, и хвостовую часть с устройством для автоматического развертывания шнура и для растягивания его по вертикали при опускании корпуса на глубину.

Выбранный способ укладки шнура в корпусе исключает перекручивание его при развертывании. Вертикально растянутый шнур под действием веса корпуса погружается на определенную глубину, на которой от датчика гидростатического давления срабатывает детонирующее устройство, подрывающее шнур.

## § 32. Применение взрывных источников для определения местоположения судна

Рассмотренное явление сверхдальнего распространения звука в море может быть использовано для определения местоположения судна, подводной лодки, самолета, терпящих бедствие в океане на больших расстояниях от берега. В этом случае с применением взрывных источников решаются следующие основные задачи: обозначение судном, подводной лодкой, самолетом своего местоположения; определение координат судна, подводной лодки, самолета стационарными береговыми станциями; определение на судне собственного местоположения.

Сверхдальнее распространение взрывного сигнала для определения местоположения судна, терпящего бедствие, использовалось спасательной службой США еще с 1948 г. в системе, получившей название SOFAR (звуковая система для определения места и расстояния). Приемные станции в системе SOFAR установлены на материковом склоне побережья океанов и у островов на глубине залегания оси ПЗК.

Суда и самолеты снабжаются специальными бомбами массой от 0,5 до 2,5 кг. В случае бедствия бомба автоматически сбрасывается за борт и взрывается, опустившись на глубину залегания оси ПЗК.

Вследствие особенностей многолучевого распространения звука в канале взрывной импульс, приходящий в точку приема, имеет такую форму, что его невозможно перепутать с сигналами и шумами другого происхождения. В общем случае место взрыва удалено от приемных пунктов на неодинаковое расстояние, в результате чего взрывной сигнал в эти пункты приходит в разное время. Для того чтобы определить место взрыва, необходимо время прихода взрывного сигнала зарегистрировать не менее чем в трех приемных пунктах. Зная разницу во времени прихода сигналов к двум приемным пунктам, строят систему гипербол с фокусами, лежащими в каждом из этих пунктов (рис. 60). Затем строят аналогичную систему гипербол для двух других пар приемных пунктов. Пересечение гипербол определяет точное место взрыва.

Рассмотренный способ определения местоположения судна оказывается достаточно точным. Ошибка в определении места взрыва, возникающая из-за неточности фиксации момента прихода взрывного сигнала к приемной станции, не превышает 2—3%, т. е. при регистрации взрывного сигнала на расстоянии 3500—4000 км ошибка составляет не более 70 км.

Система SOFAR может быть использована также для определения эпицентров подводных землетрясений и мест извержений подводных вулканов [68].

Так как звук, возникающий в воде при вулканическом извержении, распространяется в несколько раз быстрее, чем порождаемые подводными землетрясениями волны цунами, то система SOFAR является эффективным средством предупреждения о приближении этих волн.

Для определения координат судна с помощью береговых станций в США на базе системы SOFAR была разработана система LOFAR. В этой системе местоположение судна определяется путем регистрации моментов прихода к станциям отраженного от цели взрывного сигнала. Зная разницу во времени прихода отраженного сигнала к нескольким станциям, координаты которых известны, можно найти местоположение цели. Суть этого метода можно пояснить с помощью

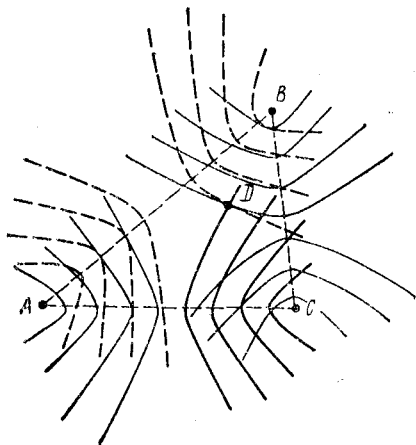


Рис. 60. К определению местоположения судна (точка  $D$ ) с помощью береговых станций, находящихся в точках  $A, B, C$ .

рис. 61, на котором точками  $A$  и  $B$  обозначены береговые станции, точкой  $D$  — положение цели. В точке  $O$ , координаты которой заранее известны, находится взрывной генератор.

В строго определенный момент времени  $t_0$  производится взрыв заряда. Приемные гидрофоны береговых станций регистрируют приход прямого и отраженного от цели взрывных сигналов. Зная время прихода прямого взрывного сигнала и сигнала, отраженного от цели, можно найти местоположение цели из рассмотрения треугольников  $ODB$  и  $OAD$ , стороны которых соответствуют расстояниям, проходимым сигналами. Из соотношений, имеющих место для данных треугольников, определяют расстояния  $DA = ct_1$  и  $DB = ct_2$ , где  $t_1$  — время распространения отраженного от цели взрывного сигнала, приходящего к станции  $A$ ,  $t_2$  — время распространения отраженного от цели сигнала, приходящего к станции  $B$ . Далее из точек  $A$  и  $B$  раствором циркуля, равным найденным расстояниям, описывают дуги окруж-

ностей. Точка пересечения двух дуг определяет местоположение цели.

Определение на судне собственного местоположения может быть выполнено с помощью принимаемых взрывных сигналов. Для этого в строго определенный момент времени в нескольких (двух-трех) точках *A*, *B*, *C*, координаты которых известны (рис. 62), производится подрыв зарядов. Время прихода взрывных сигналов регистрируется на судне. Зная момент подрыва зарядов и определив моменты прихода взрывных сигналов от каждого источника взрыва, можно найти расстояние до этого

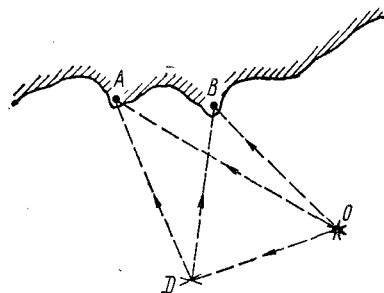


Рис. 61. К определению координат судна (точка *D*) береговыми станциями *A* и *B*.

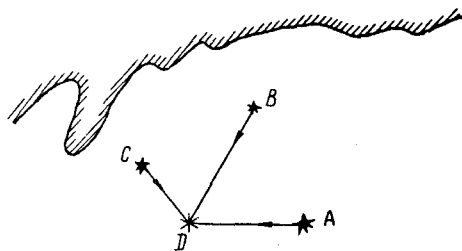


Рис. 62. К определению на судне собственного местоположения (точка *D*) с помощью подводных взрывов в море в точках *A*, *B*, *C*.

источника. Затем раствором циркуля, равным найденному расстоянию, следует описать на карте дуги окружностей с центрами в точках *A*, *B*, *C*. Точка пересечения этих дуг определяет местоположение судна.

Кроме вышеизложенного способа определения на судне собственного местоположения по взрывным сигналам существует способ, использующий взрывные сигналы совместно с сигналами радиомаяков. Сигнал с радиомаяка и взрывной сигнал от подрыва заряда посылаются одновременно. Так как сигнал от радиомаяка практически приходит на судно мгновенно, а взрывной сигнал регистрируется шумопеленгаторной станцией спустя некоторый момент времени, то расстояние от судна до взрывного источника определяется по формуле

$$R = c(t_2 - t_1),$$

где *c* — скорость распространения взрывного сигнала в море; *t*<sub>1</sub> — время прихода сигнала от радиомаяка; *t*<sub>2</sub> — время прихода сигнала от взрывного источника.

Зная вычисленные расстояния *R* и определяя пеленги на радиомаяк и на взрывной источник, можно найти координаты судна.

### § 33. Применение взрывных источников в подводной связи и управлении объектами

Проблема дальней подводной связи и управления подводными объектами является весьма актуальной, поскольку в настоящее время не существует средств, позволяющих осуществлять надежную подводную связь на больших расстояниях. Трудность создания таких средств связана с особенностями морской среды как пропускного канала связи. На распространение гидроакустического сигнала в каналах связи большое влияние оказывают реверберация, особенности многолучевого распространения, поглощение акустических волн и ряд других причин. Поскольку затуханию менее всего подвержены низкочастотные сигналы, возникает задача создания мощных низкочастотных акустических генераторов.

Имеющиеся в настоящее время низкочастотные электроакустические и пневматические излучатели не позволяют осуществлять уверенную связь на больших расстояниях. Вопросы дальней подводной связи и управления могут быть решены с использованием взрывных сигналов.

На больших расстояниях взрывной сигнал представляет собой четко выраженный пик, обусловленный взрывной ударной волной, за которым следуют пики, обусловленные первой и второй пульсациями газового пузыря. Амплитуды ударных волн, излучаемых при последующих пульсациях газового пузыря, быстро спадают и на больших расстояниях отсутствуют. Временной интервал между пиком давления взрывной ударной волны и пиком давления волны, излучаемой при первой пульсации газового пузыря, остается постоянным и определяется соотношением (81).

Существующие системы управления, использующие гидроакустический канал (ГАК), обладают малой скоростью передачи информации и потому являются медленно действующими, что объясняется особенностью прохождения импульса, несущего информацию, по такому каналу. Одним из средств передачи информации по ГАКу является взрывной импульс.

Как уже отмечалось в гл. IV, прохождение такого импульса по ГАКу сопровождается сильным его искажением. В точке приема ширина взрывного импульса в силу многолучевого распространения акустических волн во много раз превышает ширину в момент излучения. Взрывной импульс, прошедший ГАК, сопровождается помехой, обусловленной реверберацией.

Принятый сигнал пропорционален максимальному значению излученного импульса. Отсюда следует, что мощность реверберационной помехи в интервале от  $t_0$  до  $t_0 + \Delta t$  равна

$$N_{\text{п}} = aN_{\text{см}}, \quad (211)$$

где  $a$  — коэффициент, зависящий от среды и определяемый из эксперимента;  $N_{\text{см}}$  — пиковое значение мощности принятого сигнала.

Из эксперимента следует, что реверберационная помеха является нестационарной. Флуктуации сигнала вследствие реверберации случайны и подчиняются нормальному закону распределения.

Так как мощность взрывных импульсов велика, то принятый взрывной сигнал будет во много раз больше мощности суммируемых шумов. Фактором, ограничивающим в этом случае скорость передачи информации по ГАКу, можно считать нестационарную составляющую реверберационной помехи, которая не

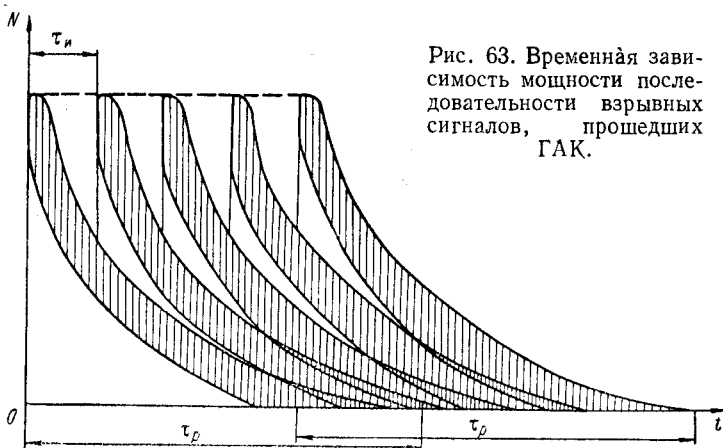


Рис. 63. Временная зависимость мощности последовательности взрывных сигналов, прошедших ГАК.

может быть скомпенсирована при приеме вследствие своего случайного характера.

Для определения пропускной способности ГАКа, пораженного нестационарной составляющей реверберационной помехи, воспользуемся известным выражением

$$v = \Delta f_k \log \left( 1 + \frac{N_c}{N_p} \right), \quad (212)$$

где  $\Delta f_k$  — ширина полосы пропускания канала связи;  $N_c$  — мощность сигнала;  $N_p$  — мощность помехи.

Условия передачи по ГАКу бесконечной последовательности импульсов могут быть найдены из следующих соображений [43]. Пусть излученные сигналы равны по абсолютному значению и имеют одинаковую длительность. Сигналы излучаются с периодом  $\tau_{и}$ . Принятые сигналы будут иметь длительность  $\tau_p$  и будем полагать  $\tau_p > \tau_{и}$ . Вследствие этого соседние импульсы будут накладываться друг на друга, как показано на рис. 63. При таком условии на всем протяжении существования рассматриваемой импульсной последовательности происходит суммирование по мощности амплитуд сигнала и помехи. Мощность принятого сиг-

нала в этом случае определим в виде

$$N_{cm} = \beta N_c, \quad (213)$$

где  $\beta = \tau_p / \tau_n$ .

Соотношение (211) можно записать с учетом (213) в виде

$$N_n = a\beta N_c. \quad (214)$$

На основании теоремы Котельникова ширина спектра импульсной последовательности с периодом следования  $\tau_n$  равна

$$\Delta f_{cn} = \Delta f_n = \frac{1}{2\tau_n}. \quad (215)$$

Подставляя выражения (214) и (215) в формулу (212), получим выражение для пропускной способности ГАКа

$$v = \frac{1}{2\tau_n} \log \left( 1 + \frac{\tau_n}{a\tau_p} \right). \quad (216)$$

Найдем значение  $\tau_n$ , при котором выражение (216) имеет максимум. Для этого определим производную  $dv/d\tau_n$ :

$$\frac{dv}{d\tau_n} = \frac{\frac{\tau_n}{a\tau_p} - \left( 1 + \frac{\tau_n}{a\tau_p} \right) \ln \left( 1 + \frac{\tau_n}{a\tau_p} \right)}{\tau_n^2 \left( 1 + \frac{\tau_n}{a\tau_p} \right)}. \quad (217)$$

Анализ выражения (217) показывает, что при всех значениях  $\tau_n$  производная  $dv/d\tau_n < 0$ , поэтому выражение (216) не имеет экстремума и монотонно возрастает при  $\tau_n \rightarrow 0$ .

Найдем предельную пропускную способность ГАКа, пораженного нестационарной составляющей реверберационной помехи:

$$\lim_{\tau_n \rightarrow 0} v = \lim_{\tau_n \rightarrow 0} \frac{1}{2 \ln 2} \frac{\ln \left( 1 + \frac{\tau_n}{a\tau_p} \right)}{\tau_n} = \frac{1}{2 \ln 2} \frac{1}{a\tau_p}. \quad (218)$$

На рис. 64 представлена зависимость  $v = f(\tau_n/\tau_p)$  при  $\tau_p = \text{const}$  и различных  $a$ . Пропускная способность ГАКа увеличивается с уменьшением длительности импульсов.

Известно, что взрывной сигнал, прошедший ГАК, на выходе канала представляется как сумма частотных составляющих входного сигнала. Поскольку затухание высокочастотных составляющих сигнала больше, чем низкочастотных, то это приводит к уменьшению длительности импульса в точке приема в высокочастотной области.

Таким образом, если уровень помехи в точке приема относительно невелик, то переход на более высокие частоты приведет

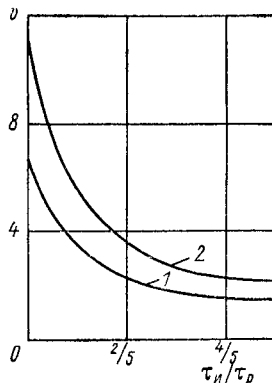


Рис. 64. Зависимость пропускной способности гидроакустического канала от  $\tau_n/\tau_p$  при  $\tau_p = \text{const}$ . 1 — для  $a = 0,1$ ; 2 — для  $a = 0,05$ .

к увеличению эффективности использования пропускной способности ГАКа. Этот способ может быть применен для повышения быстродействия систем связи, использующих ГАК. Естественно, что такой способ снижает дальность передачи информации.

Для подводной связи и подачи команд с поверхности океана на погруженные в море приборы используются специально кодированные сигналы. Вопрос об эффективном кодировании взрывного сигнала, передаваемого по ГАКу, пораженному реверберационной помехой, рассмотрен в работе [44]. При использовании взрывных источников для передачи информации по ГАКу из-за большой длительности принятого импульса в точке приема будет происходить наложение соседних импульсов, как было отмечено выше.

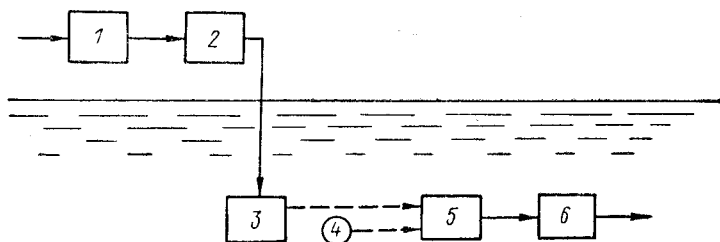


Рис. 65. Структурная схема системы связи с подводными объектами.

1 — кодирующее устройство; 2 — временный манипулятор; 3 — взрывной генератор; 4 — шумы моря; 5 — приемное устройство; 6 — декодирующее устройство.

В работе [44] показано, что с помощью специального кода в условиях действия реверберации можно обеспечить большую скорость передачи информации по сравнению с использованием обычного кода.

Упрощенная схема системы связи с подводными объектами представлена на рис. 65. Сообщения поступают в кодирующее устройство 1 и преобразуются в электрический сигнал, который после прохождения временного манипулятора 2 приводит в действие взрывные источники звука 3. В соответствии с установившейся последовательностью электрических сигналов образуется последовательность взрывных сигналов, распространяющихся в ГАКе. Сигналы достигают приемного устройства 5, где вновь преобразуются в электрические сигналы, усиливаются и поступают на декодирующее устройство 6.

### § 34. Использование взрывных источников звуков в морской геологии

Взрывные источники звука позволяют решать ряд важнейших задач морской геологии. К их числу относятся: определение характера и структуры пород, лежащих под морским дном; разведка полезных ископаемых; решение инженерно-геологических вопросов и многие другие задачи.

Почти вся имеющаяся информация о строении океанической коры получена в результате изучения волн, источником которых является взрыв. В настоящее время свойства и структура океанической коры изучаются двумя методами: преломленных волн и отраженных волн. Метод преломленных волн состоит в определении времени распространения волн от источника взрыва в слоистой структуре океанической коры, для чего необходимы излучение сигнала и прием его гидрофоном на расстоянии. В этом случае используются два судна, так как расстояние между точкой излучения взрывной волны и гидрофоном должно составлять от 50 до 100 км.

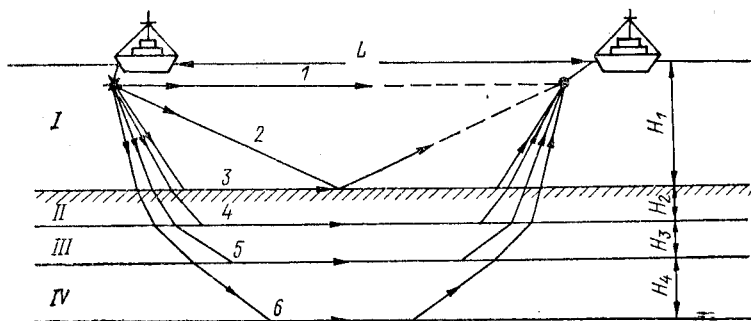


Рис. 66. Схема исследования океанической коры методом преломленных волн.

*I* — слой воды; *II* — осадочный слой; *III* — коренные породы; *IV* — базальтовый слой.

В некоторых случаях приемное устройство может располагаться на буйковых станциях, сигналы с которых передаются на судно телеметрическим путем или записываются аппаратом магнитной записи.

Подрывы заряда массой 100—150 кг при расстоянии между судами 100 км позволяют определить толщину слоев океанической коры вплоть до верхней мантии.

На рис. 66 показаны типичные траектории отраженных и преломленных лучей в слоистой среде. Так как скорость взрывного сигнала увеличивается с глубиной по мере перехода от слоя *I* к нижележащим слоям *II*, *III*, *IV* ( $v_1 = 1,5$  км/с;  $v_2 = 1,6 \div 2,5$  км/с;  $v_3 = 4 \div 6$  км/с;  $v_4 = 6,4 \div 7$  км/с), то при больших расстояниях между судами первой приходит волна, идущая по траектории *6*, а несколько позже друг за другом приходят волны, следующие по траекториям *5*, *4*, *3*, *2*. Прямой сигнал, распространяющийся вдоль луча *1*, приходит к приемному устройству последним и может быть использован для определения расстояния между местом взрыва и приемником.

В качестве примера рассмотрим определение толщины слоя *III*. Время прохождения сигнала по траектории *4*  $t_4$  будет склады-



ваться из времени прохождения морской среды и слоя *II*. Время прохождения взрывного сигнала по траектории 5  $t_5$  будет складываться из времени прохождения морской среды, слоя *II* и слоя *III*.

Считая, что время распространения взрывного сигнала по траекториям 4 и 5 в морской среде (от точки взрыва до дна моря и от дна моря к приемному гидрофону) одинаково, можно определить разницу во времени между моментами прихода сигналов по траекториям 4 и 5, пользуясь следующим соотношением:

$$\Delta t = t_4 - t_5 = \frac{L}{v_3} + \frac{2H_3}{v_3} \sqrt{\left(\frac{v_3}{v_2}\right)^2 - 1} - \frac{L}{v_2}, \quad (219)$$

где  $H_3$  — толщина слоя *III*;  $L$  — расстояние между судами.

На практике разность  $\Delta t$  определяется по записям регистрирующей аппаратуры. Зная  $\Delta t$ , из соотношения (219) можно найти толщину интересующего нас слоя.

Рассмотренный метод преломленных волн используется при определении скорости распространения волн в слоистой среде, какой является океаническая кора, а также для определения толщины слоев вплоть до границы с мантией. Однако данным методом невозможно оценить толщину осадочного слоя из-за его сложной структуры. Исследование слоистости осадочного слоя, более детальное изучение сложных структур возможно лишь с помощью метода отраженных волн.

Метод отраженных волн основан на том, что сигнал, излучаемый взрывными источниками через регулярные интервалы, падает на границу раздела слоев практически вертикально. Отражаясь от слоев, сигнал принимается гидрофоном на судне. Первой регистрируется прямая волна, распространяющаяся в приповерхностном слое от источника взрыва к гидрофону. Запись этой волны имеет сложную структуру, так как она образована рядом сигналов, прошедших в воде различные пути. Затем регистрируется волна, отраженная от морского дна, и далее волны, отраженные от границ между неоднородными слоями осадочных отложений. Отражения будут происходить до тех пор, пока в результате затухания амплитуда отраженного сигнала не станет ниже порога обнаружения.

Отраженные от слоев волны принимаются группой буксируемых судном гидрофонов, установленных на одной линии. Сигнал, принятый гидрофонами, регистрируется на магнитофонной ленте или на ленте видимой записи. Обработка полученных записей позволяет определить слоистую структуру осадочного слоя.

Схема зондирования осадочного слоя методом отраженных волн приведена на рис. 67. Сейсмические работы методом отраженных волн выполняются при непрерывном движении судна со скоростью от 5 до 18 уз. Судно буксирует у поверхности моря взрывное

устройство (генератор), с помощью которого осуществляется подрыв заряда взрывчатого вещества.

Для каждой конкретной массы заряда определяют оптимальную глубину подрыва из учета пульсаций газового пузыря и отражений от поверхности моря. Так, при взрыве заряда массой 0,05—0,1 кг оптимальной глубиной подрыва является глубина 12—14 м. При такой глубине, равной четверти преобладающей длины волны, наблюдается синфазное суммирование прямого и отраженного от поверхности воды импульсов, что позволяет получить взрывной зондирующий импульс с максимальной возможной энергией и простой формы.

Для более подробного профилирования дна необходимо, чтобы при прохождении приемного устройства над исследуемой точкой дна океана можно было произвести несколько посылок взрывных зондирующих импульсов. Это осуществляется путем достаточно частого подрыва малых зарядов взрывчатого вещества (120—160 взрывов в час).

Применение непрерывного сейсмического профилирования методом отраженных волн позволило к настоящему времени определить структуру и распределение осадочного слоя в различных районах морей и океанов.

### § 35. Изучение рельефа дна океана с помощью взрывных сигналов

В последние годы начали широко развиваться акустические методы изучения рельефа дна океана с использованием взрывных сигналов. Изучая структуру рассеянных дном океана взрывных сигналов, можно получить информацию о конфигурации и размерах неровностей морского дна.

Рельеф дна океана весьма разнообразен, и размеры его неровностей могут быть самые различные. На большей части поверхности дна океана высоты неровностей значительно меньше их горизонтальных размеров. Углы наклона неровностей, как правило, малы. Только небольшая часть дна океанов изрезана довольно сильно.

С помощью взрывных сигналов точность измерения расстояний между неровностями морского дна удалось повысить до 10 м, чего невозможно добиться другими методами.

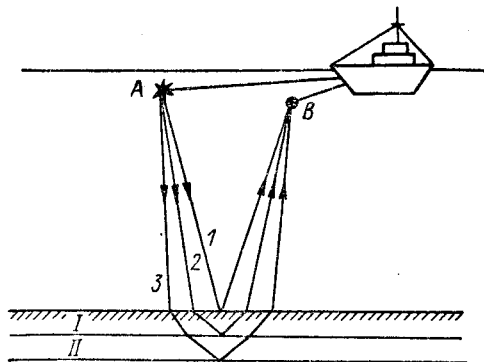


Рис. 67. Схема зондирования осадочного слоя методом отраженных волн.

A — место взрыва; B — приемный гидрофон; 1, 2, 3 — траектории лучей, зондирующих слой I, II.

При исследовании морского дна с помощью взрывных сигналов в качестве взрывчатого вещества выбирают тринитротолуол массой от 10 до 200 г. Подрыв заряда производится вблизи поверхности моря, что позволяет избавиться от ударных волн, возникающих вследствие пульсаций газового пузыря. Прием осуществляется ненаправленным гидрофоном, который располагается в непосредственной близости к источнику.

Рассматриваемый метод основан на том, что расходящаяся сферическая ударная волна, достигая дна океана, отражается. Так как ударная волна излучается при взрыве в течение очень

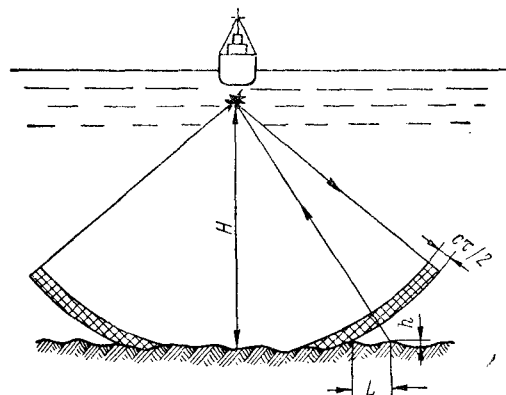


Рис. 68. Схема эксперимента по определению характеристик неровностей дна океана.

малого промежутка времени, то взрывной сигнал, достигая дна, в последовательные моменты времени отражается от точек, которые располагаются в виде узкого кольца, расходящегося во все стороны. Принимаемый гидрофоном сигнал регистрируется магнитофоном, а затем анализируется.

Данный метод позволяет оценивать основные характеристики неровностей глубокого дна: горизонтальные размеры между ними, углы наклона и высоты неровностей. Измерение расстояния между неровностями, расположенными на дне, может быть проведено лишь в том случае, когда площадь отражающей поверхности движущегося по дну кольца достаточно мала. В этом случае к приемному гидрофону приходит, как правило, не более одного отраженного импульса.

Впервые такой метод оценки расстояний был предложен Л. М. Бреховских и развит в работах Ю. Ю. Жидковского [7, 10, 15]. Расстояние  $L$  между двумя неровностями, согласно этому методу, может быть определено по формуле

$$L = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{\tau c H \pi \operatorname{tg} \theta}{\sin \theta}}, \quad (220)$$

где  $c$  — скорость ударной волны;  $H$  — глубина моря;  $\theta$  — угол падения волны;  $\tau$  — длительность взрывного сигнала.

Рассматриваемый метод (рис. 68) удобно использовать при малых углах падения  $\theta$ . В случае больших углов падения отраженный сигнал приходит в точку приема ослабленным и плохо выделяется на фоне собственных шумов моря.

Если ограничиваться областью малых углов падения, то выражение (220) можно упростить:

$$L = \frac{\pi}{2} \sqrt{c \tan H}. \quad (221)$$

Тогда при угле падения  $\theta = 30^\circ$  значение  $L$ , вычисленное по формуле (221), будет отличаться от вычисленного по формуле (220) на 7%.

Попытки, проведенные в холмистой зоне Атлантики, дали разрешение неровностей моря порядка 70 м. Влияние угла наклона неровностей может быть определено из записей отраженного дном сигнала.

Как было найдено, взрывные импульсы, отраженным дном, заметно длиннее излученных сигналов, причем удлинение  $\Delta$  тем больше, чем сильнее изрезана поверхность дна океана. Вследствие этого увеличивается и время, за которое сигнал достигает точки приема.

Поскольку угол наклона практически всегда меньше  $30^\circ$ , удлинение  $\Delta$  можно связать с максимальным углом наклона  $\alpha_{\max}$  неровностей простой зависимостью [15]

$$\alpha_{\max} \approx \sqrt{\Delta/t_0}, \quad (222)$$

где  $t_0$  — время распространения сигнала до дна и обратно.

Одним из основных источников информации по вертикальным размерам  $h$  неровностей является характер распределения амплитуд отраженных сигналов и их зависимость от частоты. При  $\lambda \leq h$  распределение амплитуд отраженных сигналов должно соответствовать закону Релея, а при  $\lambda > h$  закону Райса [10]. Вертикальные размеры неоднородностей могут быть определены по формуле [10]

$$h = \frac{\lg \frac{R(\theta_1)}{R(\theta_2)}}{k^2 \sin^2 \theta_1 - k^2 \sin^2 \theta_2}, \quad (223)$$

где  $R(\theta)$  — коэффициент отражения, определяемый по формуле

$$R(\theta) = R_0 \exp[-2h^2 k^2 \sin \theta],$$

$k$  — волновое число;  $\theta_1$  и  $\theta_2$  — углы падения сигнала.

Измерения, проведенные на дне Гренландского желоба, дали значения  $h \approx 1$  м, а на абиссальной равнине Гаттераса  $h \approx 0,4$  м. Определение параметров  $L$ ,  $\alpha$ ,  $h$  для неровностей дна позволяет построить довольно подробный профиль исследуемого участка дна океана.

### § 36. Методы исследования звукорассеивающих слоев с помощью взрывных источников звука

Во всех районах океана, за исключением полярных областей, существуют горизонты наиболее интенсивного рассеяния акустических волн. Это явление исследовано в работах

[2, 3]. Оно обусловлено скоплением разнородных живых организмов, которые мигрируют по глубине в зависимости от времени суток.

При изучении акустических свойств звукорассеивающих слоев применяются методики, в которых в качестве зондирующего сигнала чаще всего используется сигнал подводного взрыва. Наиболее распространенной является методика, согласно которой подрываемый заряд и ненаправленный приемник расположены

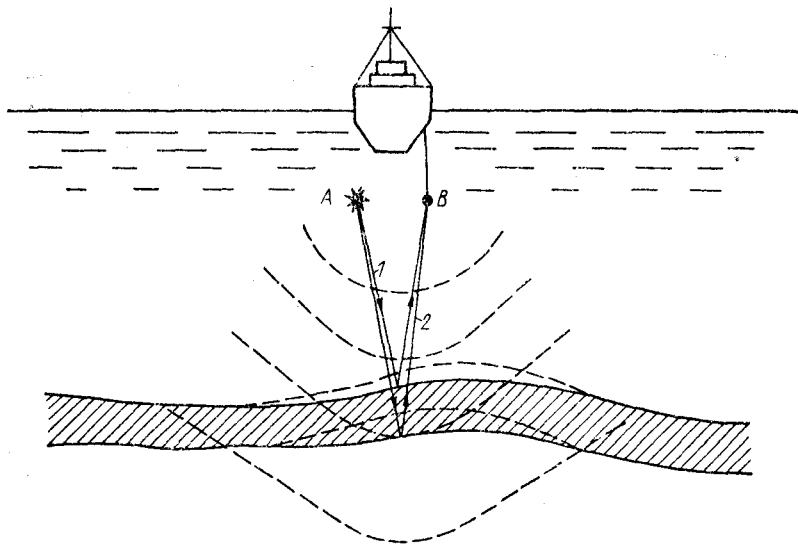


Рис. 69. Схема зондирования звукорассеивающего слоя в случае, когда заряд *A* и гидрофон *B* лежат выше слоя.

1, 2 — лучи взрывного сигнала, отраженные соответственно от верхней и нижней границы слоя.

у поверхности недалеко друг от друга (рис. 69). Ударная волна, возникшая при подрыве заряда, распространяясь, отражается от верхней и нижней границ звукорассеивающего слоя. Отраженный сигнал записывается на регистрирующей аппаратуре.

На рис. 70 приведена характерная запись взрывного сигнала в океане, имеющем глубоководный звукорассеивающий слой. Первый пик в записи характеризует прямой сигнал, принятый гидрофоном, который практически сливается с сигналом, рассеянным поверхностью океана. Последующий спад сигнала в значительной степени обусловлен поверхностной реверберацией. Начало нового подъема в записи определяется приходом к гидрофону сигнала, отраженного от верхней границы слоя. Второй пик в записи соответствует моменту времени, в который к гидрофону приходит сигнал, отраженный от нижней границы слоя. После этого момента времени величина сигнала постепенно спадает.

Мерой рассеивающих свойств слоев являются коэффициент обратного рассеяния и сила слоя, определяемая концентрацией рассеивателей. Обе эти величины зависят от частоты.

В связи с тем, что взрывной сигнал является широкополосным, измерения выполняются всегда в узких полосах частотного диапазона, в пределах которых значением коэффициента обратного рассеяния можно пренебречь. В работе [3] приведены соотношения для расчета силы слоя:

$$M(0, z) = \int_0^z m_V dz = \frac{c}{8\rho E_f} \overline{p^2(t)} t^3 \cdot 10^{-0.1\beta c t},$$

где  $z$  — глубина;  $m_V$  — коэффициент обратного рассеяния, определяемый по формуле

$$m_V(z) = \frac{1}{4\rho E_f} \frac{d}{dt} (\overline{p^2(t)} t^3 \cdot 10^{-0.1\beta c t});$$

$E_f$  — энергия в диапазоне частот.

Если звукорассеивающий слой расположен вблизи поверхности океана, то определение его характеристик указанным методом значительно усложняется, поскольку происходит наложение сигнала, рассеянного поверхностью (поверхностным слоем пузырьков) и звукорассеивающим слоем.

В данном случае задача может быть решена с помощью методики, при которой заряд и гидрофон располагаются ниже звукорассеивающего слоя. При использовании такой методики давление в точке приема, близкой к точке взрыва, быстро спадает, начиная с некоторого момента времени, определяемого приходом к гидрофону сигнала, отраженного от нижней границы слоя. Максимального значения давление достигает в момент прихода сигнала, рассеянного верхней границей. Однозначное определение глубины залегания слоя и коэффициента обратного рассеяния по данной методике возможно только при двух или более измерениях на различных глубинах.

В работе [11] рассмотрены возможности получения высокочастотной части спектра морского волнения по результатам определения коэффициента обратного рассеяния, которые были найдены при исследовании взрывных сигналов от глубоководных взрывов. Соотношение для расчета можно получить исходя из

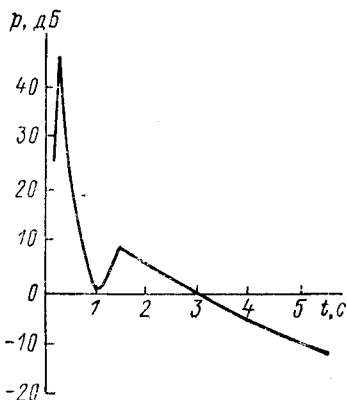


Рис. 70. Зависимость рассеянного взрывного сигнала от времени для звукорассеивающих слоев.

резонансной теории рассеяния звука на поверхности моря на частотах 1, 2, 5, 10, 20 кГц при скоростях ветра 9,5 и 4,5 м/с.

Анализ усредненных спектров океанического волнения и сопоставление их с известными спектрами (Кингсмана, Лейкина) показали, что разброс границ 90%-ного доверительного интервала около выборочного среднего значения спектра не превышает  $\pm 3$  дБ.

### § 37. Подводный взрыв и его воздействие на живые организмы

В морях и океанах содержится большое количество разнообразных рыб, морских животных и других организмов, которые приспособились к определенным условиям жизни. Появление в жидкости областей высокого давления, созданных подводными взрывами, нарушает условия жизнедеятельности морских обитателей и даже приводит к их гибели. При этом гибель живых организмов, в частности рыб, происходит не только в непосредственной близости от места взрыва, но и на значительных расстояниях от него. Ориентировочно можно считать что давление в  $(4 \div 5) \cdot 10^6$  Па в ударной волне уже является опасным для жизни рыб.

Под воздействием ударной волны происходит резкое сжатие тела рыбы с некоторым перемещением по направлению движения ударной волны. При этом больше всего сжимается та часть тела рыбы, где находится плавательный пузырь, резкое сжатие которого приводит к растяжению и разрыву внутренних органов и тканей рыбы. Как правило, большее воздействие ударная волна оказывает на рыбу, имеющую большой плавательный пузырь, или рыбу, которая в момент взрыва имела большее количество воздуха в плавательном пузыре.

Рыба, подвергаясь воздействию ударной волны, погибая, опускается на дно, и лишь некоторые из рыб, еще имеющие положительную плавучесть, поднимаются на поверхность. Поэтому небольшое количество оглушенной рыбы, всплывающей на поверхность при проведении взрывных работ, не означает, что ударная волна оказывает слабое действие.

Из рассмотрения явлений, возникающих при воздействии ударной волны на рыб, следует, что подводные организмы, лишенные воздушного пузыря, оказываются более стойкими. Простые организмы, например медузы, выдерживают значительно большее давление ударной волны, чем рыбы, причем причиной их повышенной стойкости является не только отсутствие в организме воздушных пузырей, но и однородная плотность их тела. По этой причине наиболее стойкими к воздействию ударной волны оказываются морские бактерии и грибки, плотность тела которых практически совпадает с плотностью окружающей воды.

Большая стойкость к изменению давления наблюдается и у растений подводного мира. Некоторые виды водорослей, плаваю-

щих за счет воздушных пузырьков, после воздействия на них ударных волн опускаются на дно, однако с течением времени, восстанавливая положительную плавучесть, снова всплывают. Как правило, бактерии, грибки и водоросли погибают в том случае, когда находятся в непосредственной близости от центра взрыва.

Вопросы воздействия ударных волн на человека, находящегося в воде, изучены недостаточно. Это объясняется прежде всего тем, что подобного рода эксперименты на людях производить невозможно, а использование для этой цели животных сопряжено с большими трудностями. Однако в последнее время в связи с многочисленными работами водолазов под водой и использованием подводных взрывов при строительстве различных гидротехнических сооружений вопросу защиты человека уделяется все большее внимание.

Установлено, что наиболее тяжелые повреждения ударная волна вызывает в тех органах человека, которые имеют неравномерную плотность составных частей или в которых содержится воздух: наименее стойкими органами оказываются легкие, желудок, кишечник, костные пазухи и ушные раковины. При воздействии ударной волны в этих органах наблюдаются разрывы ткани, происходит смещение органов. С некоторой погрешностью можно считать, что в зоне с давлением до  $(1 \div 1,5) \cdot 10^6$  Па организм человека получает серьезные повреждения. При давлении во фронте ударной волны более  $1,5 \cdot 10^6$  Па повреждения организма во многих случаях приводят к гибели человека.

Водолаз, работающий в скафандре, оказывается до некоторой степени защищенным, но давление ударной волны  $2 \cdot 10^6$  Па и для него считается смертельным.

При надевании специальной защитной одежды, имеющей воздушную разделительную оболочку, опасным является давление  $(3,5 \div 4) \cdot 10^6$  Па. Однако создание такой одежды сопряжено с большими трудностями. Кроме того, если от воздушной ударной волны человека может загородить стена или металлический лист, то в воде тот же металлический лист не обеспечивает никакой защиты, поскольку проходящая через него ударная волна ослабляется максимум на 5—10%.

Наилучшей защитой от воздействия ударной волны может служить слой воздушных пузырьков. При воздействии ударной волны на такой слой пузырьки как бы растворяются в воде, превращая значительную часть механической энергии, заключенной в ударной волне, в теплоту, не приносящую вреда человеку. Однако и такой пузырьковой завесой воздействие ударной волны может быть ослаблено лишь в некоторой степени.

Проведенные за последние годы многочисленные исследования по установлению зон давления, в которых возможны только легкие повреждения организма человека, показали, что при давлении  $(2 \div 4) \cdot 10^4$  Па человек ощущает ударную волну в воде



как удар электрического тока. Когда давление в ударной волне достигает  $1,5 \cdot 10^6$  Па, человек начинает испытывать болевые ощущения в области желудка. Человек, погруженный в воду с головой, не сможет выдержать воздействие ударной волны с давлением даже  $10^6$  Па. В то же время пловцы могут погружаться без специальной одежды на глубину до 30—40 м, где давление достигает  $(3 \div 4) \cdot 10^6$  Па. Это объясняется тем, что в данном случае изменение статического давления на человека происходит постепенно, без резких скачков и ударов. Так же как и для рыб, для человеческого организма очень опасны мгновенные скачки изменения давлений, вызывающие избыточные напряжения в теле человека вплоть до разрывов ткани.

Таким образом, работа под водой требует особых мер предосторожности. Ни в коем случае нельзя проводить водолазные работы, обследование судов и акваторий в тот момент, когда проводятся подводные взрывы, хотя бы и на больших расстояниях.

### § 38. Некоторые другие вопросы применения подводных взрывов

Помимо использования подводного взрыва как источника акустических сигналов возможно его применение для других практических целей — в тех случаях, когда необходима большая мощность излучений. Остановимся лишь на общем описании вопросов, связанных с такого рода применением подводного взрыва, более подробному рассмотрению которых посвящены работы [4, 5, 9, 25].

Использование энергии взрыва в воде позволяет за короткие промежутки времени выполнить огромную работу по углублению морских фарватеров, песчаных перекатов рек, морских бухт. Так, еще в 1956 г. в Швеции с помощью взрывных работ было выполнено углубление подходного канала к порту Норчепинг. В 1961 г. в Италии было начато строительство глубоководного нефтепорта Генуя—Пегли. Объем дноуглубительных работ на площади в 137 тыс. м<sup>2</sup> составил 800 тыс. м<sup>3</sup> твердых горных пород.

Все большее использование взрывов в подобных работах объясняется тем, что их можно проводить при любых погодных условиях и в любых районах. Например, при углублении фарватеров и перекатов, имеющих песчаный грунт, взрывные работы ведутся с использованием одиночных или групповых зарядов. Заряды выбираются на основании расчетов по формуле

$$\omega = 7h^3,$$

где  $\omega$  — масса взрывчатого вещества, кг;  $h$  — глубина необходимой воронки, м.

При групповом подрыве расстояние между зарядами выбирается равным  $3h$ . При проведении таких работ углубление пес-

чаного дна идет не только за счет образования воронок в грунте, но и за счет уплотнения самого песка.

В случае углубления районов со скальным грунтом, как правило, используют заряды, размещенные в шпурах. Заряды располагают в шахматном порядке. Масса заряда, требуемого для получения заданной глубины воронки, определяется как [58]

$$w = kh^3,$$

где  $k$  — коэффициент, зависящий от типа взрывчатого вещества и характера подрываемого грунта.

Иногда при строительстве гидротехнических сооружений приходится разрушать большие подводные скалы (камни, рифы) и старые подводные сваи. Камень, объем которого не превышает 3—4 м<sup>3</sup>, разрушается взрывом одиночного заряда. Если же объем больше, то используется несколько зарядов, при этом их масса определяется по формуле

$$w = k_1 h_1^3,$$

где  $k_1$  — коэффициент, зависящий от прочности камня;  $h_1$  — средний линейный размер камня.

Проблема взаимодействия различных тел и конструкций, погруженных в жидкость, с ударными волнами, образующимися в результате подводного взрыва, чрезвычайно сложна. Большой практический интерес представляет задача о воздействии ударной волны на подводную часть корпуса судна и на подводные сооружения. При решении этой задачи прежде всего требуется определить зависимость нагрузки, действующей на подводную часть судна или подводное сооружение, от их удаления от места подводного взрыва.

Расчеты воздействия ударных волн подводного взрыва на конструкции и сооружения приведены в монографиях [4, 25, 32].

При анализе взаимодействия ударной волны с преградами необходимо принимать во внимание возможность появления растягивающих напряжений. В результате этого в жидкости возникает кавитация, которая оказывает влияние на процесс разрушения конструкций. Кроме того, при попадании ударной волны на преграду помимо отраженной и дифракционной волн в материале преграды возникает сложная система преломленных продольных и поперечных волн. Каждая из них, достигая границ поверхности, создает новую систему отраженных и преломленных волн. Расчеты прочности упругих конструкций при подводном взрыве рассмотрены в работах [16, 39, 57].

Следует также отметить, что внешняя нагрузка, воспринимаемая преградой (корпусом судна), зависит не только от полей давлений, образующихся при взрыве в свободной жидкости, но и от упругопластических характеристик самой преграды (конструкции). Вызванные воздействием ударной волны деформации преграды (конструкции) в свою очередь приводят к изменению

полей давления. Значительное акустическое сопротивление воды делает это взаимное влияние весьма существенным.

Широкое использование подводных взрывов обусловлено тем, что в настоящее время найдены приемы, позволяющие управлять процессом взрыва. Для получения нужного результата выбирают специальное расположение зарядов, их конструкцию, последовательность подрыва. Возможность частичного экранирования ударной волны пузырьковыми завесами позволяет создавать фокусировку ударной волны.

Фокусировка ударной волны может быть создана также с помощью специальных полостей [39]. При наличии полости вблизи места взрыва под действием распространяющейся в воде ударной волны объем полости быстро уменьшается, и в воде начинает распространяться фронт волны разрежения, за которым направление движения воды резко меняется.

Наиболее интенсивный поток воды возникает по направлению, соединяющему центр взрыва с центром полости. Таким образом, от точки взрыва идут расходящиеся потоки воды, а к центру полости потоки сходятся.

Применение взрывных работ с использованием воздушных полостей имеет большое практическое значение. Например, для того чтобы взрывом перерезать в воде сваю или металлическую конструкцию, необходимо около места разреза поместить закрытую полость (это может быть любая емкость, наполненная воздухом) и взорвать в непосредственной близости заряд. Применение такого способа позволяет уменьшить массу заряда в 5—10 раз по сравнению с массой заряда, необходимой в случае непосредственного укрепления заряда на свае. При разрушении свай обычным способом масса заряда (в килограммах) рассчитывается по формуле

$$\omega = 6d^2,$$

где  $d$  — толщина сваи в перебиваемом месте, м.

Использование полости для концентрации энергии, излученной при взрыве, позволяет также значительно уменьшить действие взрыва на расстоянии от заряда. Это имеет большое практическое значение при проведении взрывных работ вблизи мостов, шлюзов, судов, гидроэлектростанций и других объектов.

Взрыв помогает снимать суда с мели, позволяет прокладывать дорогу судам во льдах. В случае невозможности поднятия затонувшего судна взрывные заряды используют для разделки его на части. В этом случае масса заряда (в килограммах) определяется по формуле

$$\omega = 5 (\Delta d)^2,$$

где  $\Delta d$  — толщина корпуса судна, мм.

В 1966 г. взрывы были использованы для прокладки во льдах коридора у берегов острова Сахалин при выводе ледокола «Москва». Советские ученые в 1957 г. успешно применили взрыв

а также пластическую деформацию твердых тел внутри области с некоторым критическим радиусом, вне которой происходит распространение процесса в виде обычной упругой волны.

При взрыве заряда, находящегося в неограниченной твердой среде (грунт, скала, бетон и т. д.), продукты взрыва отражаются от прилегающей к заряду среды, которая, обладая значительной инерцией, приходит в движение лишь через определенный промежуток времени. В течение этого времени продукты взрыва отражаются неоднократно, вследствие чего давление на твердую среду во всех направлениях от центра заряда становится одинаковым.

Продукты взрыва заряда в грунте, так же как и в воде, вытесняют окружающую среду из пределов сферической области, занимаемой расширяющимися продуктами, и сжимают среду, возбуждая в ней ударную волну сжатия.

Зона, из пределов которой среда полностью вытесняется, называется *зоной вытеснения*. Радиус этой зоны  $R_v$  определяется по формуле

$$R_v = \frac{m}{18,7} \sqrt[3]{\omega},$$

где  $m$  — коэффициент, зависящий от свойств твердой среды и взрывчатого вещества;  $\omega$  — масса заряда.

Так же как и образующийся при подводном взрыве газовый пузырь, зона вытеснения не всегда имеет правильную шарообразную форму. В зависимости от неоднородности среды, наличия трещин и других условий форма зоны вытеснения может изменяться.

По мере удаления от центра взрыва и вовлечения в движение все больших масс среды давление в волне сжатия падает. В движущейся и сжимаемой среде появляется растягивающее усилие, которое ведет к образованию в среде радиальных трещин.

Зона, в пределах которой наблюдается нарушение монолитности среды, называется *зоной разрушения*. Радиус зоны  $R_p$  может быть определен из выражения

$$R_p = 1,13 \sqrt[3]{\frac{\omega}{k}},$$

где  $\omega$  — масса заряда;  $k$  — коэффициент сопротивляемости среды действию взрыва.

Волна сжатия, имея еще запас кинетической энергии, продолжает двигаться далее за пределами зоны разрушения, но ее скорость и напряжения в среде будут уже ниже критических, вследствие чего монолитность среды не нарушается; в ней происходят лишь упругие деформации, проявляющиеся в виде колебаний среды, идентичных сейсмическим колебаниям.

Зона, в пределах которой проявляется сейсмический эффект, называется *зоной сейсмических колебаний*. Такие колебания могут оказаться опасными для сооружений, находящихся в данной зоне.

На больших расстояниях от места взрыва интенсивность волны сжатия падает настолько, что она переходит в звуковую волну.

В ряде работ рассматривался вопрос о распространении взрывной волны в песчаных грунтах [25, 52]. С необходимой для практических задач точностью максимальное давление волны в таком грунте можно определить по формуле

$$p_m = k_{в.в} k_{гр} \left( \frac{r}{\omega^{1/3}} \right)^{-3},$$

где  $k_{в.в}$ ,  $k_{гр}$  — коэффициенты, характеризующие свойства взрывчатого вещества и грунта.

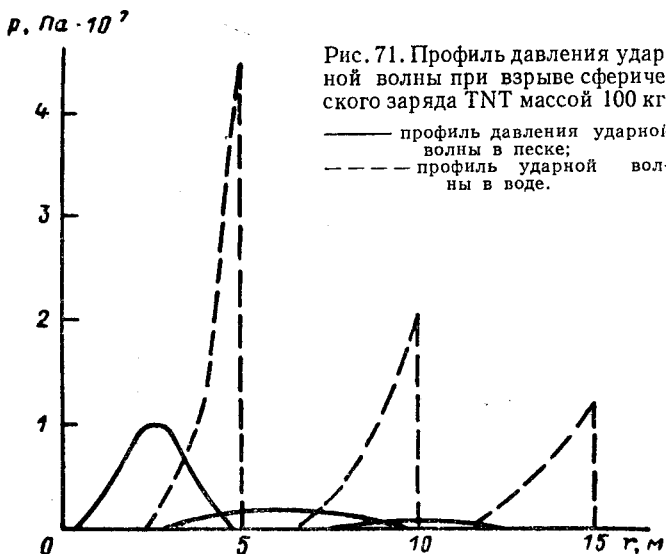


Рис. 71. Профиль давления ударной волны при взрыве сферического заряда TNT массой 100 кг.

— профиль давления ударной волны в песке;  
 - - - - - профиль ударной волны в воде.

На рис. 71 показаны профили давления ударной волны в воде и в песке, образованные при взрыве сферического заряда TNT массой 100 кг, на расстояниях 5, 10, 15 м от центра детонации.

Спектральные характеристики подземных взрывов изучены недостаточно полно. В работах [62, 94] экспериментально показано, что нарастание давления в низкочастотной части спектра происходит по закону  $f^2$ . Характер спада давления в высокочастотной части спектра для подземных взрывов тот же, что и в случае подводного взрыва. На рис. 72 представлены спектры уровней энергии при подводном и подземном взрывах. Низкочастотные области этих спектров совершенно различны, так как усредненный спектр подводного взрыва остается плоским вследствие пульсаций газового пузыря. Это объясняется тем, что под водой восстанавливающей силой является гидростатическое да-

ление, и потому время существования избыточного положительного давления будет меньше времени существования отрицательного давления.

В земле восстанавливающаяся сила обусловлена жесткостью пород, поэтому время существования избыточного положительного и отрицательного давления примерно одинаково. В связи с этим спад уровня энергии по закону  $f^{-2}$  происходит в области больших частот, чем в случае подводного взрыва. Из указанных различий следует, что подводный взрыв является гораздо лучшим

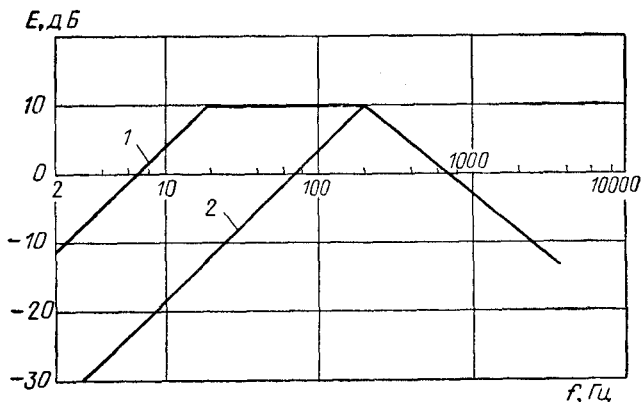


Рис. 72. Спектры уровней энергии взрывного сигнала.

1 — при подводном взрыве; 2 — при подземном взрыве.

источником сейсмического сигнала, чем подземный взрыв. Обычные расчеты показывают, что КПД подводного взрыва равен 10%, а подземного 0,05%.

В последние годы как в СССР, так и за рубежом проводятся исследования по применению энергии взрыва для уплотнения несвязанных и малосвязанных грунтов. Хорошие результаты получены при уплотнении поверхностных и глубинных слоев грунта взрывами при строительстве плотин, защитных молв, дамб. Применение взрывного способа может обеспечить увеличение относительной плотности несвязанных грунтов до 75—85%. Однако при взрыве сконцентрированных зарядов взрывчатого вещества, имеющих малый радиус действия, уплотняется небольшой массив грунта. Поэтому в последнее время используют метод укрепления грунтов гидровзрывами с применением цементующих и вяжущих составов.

Как показали многочисленные эксперименты, при гидровзрывном укреплении малосвязанных грунтов улучшаются их физико-химические свойства, сокращаются сроки строительства сооружений и значительно снижаются расходы в период их эксплуатации [5].

Существует метод создания водонепроницаемого и упрочненного слоя грунта путем взрыва небольших зарядов в наполненных жидкостью выемках. Данный метод в 5—6 раз по сравнению с другими снижает стоимость работ.

---

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

---

Широкое применение подводных взрывов в народном хозяйстве и в научных исследованиях обуславливает необходимость дальнейшего изучения закономерностей подводного взрыва, совершенствования регистрирующей аппаратуры и методики проведения экспериментов.

До сих пор недостаточно изучены характер изменения с расстоянием давления ударной волны, возникающей при взрыве зарядов, имеющих различную форму (линейную, круговую, спиральную и т. д.). Проведение исследований в этом направлении является весьма актуальной задачей в связи с использованием таких зарядов в различных типах взрывных генераторов.

Требуют дальнейшего анализа эксперименты по изучению поля возмущений, возникающего в результате наложения ударных волн, вызванных взрывом нескольких зарядов.

Рассмотренные случаи пересечения ударных волн [28] исследованы недостаточно полно как в теоретическом, так и экспериментальном аспекте.

Использование взрывного сигнала в подводной связи и для управления подводными объектами обуславливает целесообразность дальнейшего исследования спектральных характеристик различных взрывчатых веществ и их зависимость от условий подвоя зарядов.

В настоящее время для расчета параметров подводных взрывов широко используются полуэмпирические соотношения, приведенные в книге. В связи с этим большой интерес представляет развитие аналитических методов исследования взрывных процессов и совершенствование методов решения динамических задач с применением ЭВМ.

## УКАЗАТЕЛЬ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Агаханян Т. М. Линейные импульсные усилители. М., «Связь», 1970.
2. Акустика океана. Под ред. Л. М. Бреховских. М., «Наука», 1974.
3. Андреева И. Б. Физические основы распространения звука в океане. Л., Гидрометеиздат, 1975.
4. Акутин Г. К. Проведение выработок в мягких сжимаемых грунтах уплотнением их энергией взрыва. Киев, «Наукова думка», 1960.
5. Багдасаров А. Г., Давыдов С. А., Страусман Р. Я. Взрывные работы в гидротехническом строительстве. М., «Энергия», 1969.
6. Балашканд М. М. Сопоставление акустической эффективности некоторых источников взрывного звука. — ДАН СССР, 1970, т. 194, № 6, с. 1309—1312.
7. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М., Изд-во АН СССР, 1957.
8. Вестон Д. Взрывные источники звука. — В кн.: Подводная акустика. М., «Мир», 1965, с. 63—80.
9. Вовк А. А., Черный Г. И. Взрывные работы в горных породах. Киев, 1973.
10. Воловова Л. И., Жидковский Ю. Ю. Определение некоторых параметров неровностей дна океана акустическими методами. — «Океанология», 1966, т. 6, № 6, с. 180—185.
11. Галыбин Н. Н. Определение высокочастотной части пространственного спектра морского волнения с помощью глубоководных взрывов. — Труды 5-й всесоюз. школы-семинара по статистической гидроакустике. Новосибирск, 1974, с. 208—210.
12. Губкин К. Е. Распространение взрывных волн. — В кн.: Механика в СССР за 50 лет. Т. 2. М., «Наука», 1970, с. 269—311.
13. Дубовик А. С. Фотографическая регистрация быстротекущих процессов. М., «Наука», 1964.
14. Жидковский Ю. Ю. Исследование рассеяния звука дном океана. — «Труды акустического ин-та», 1967, т. 13, № 2, с. 118—130.
15. Жидковский Ю. Ю. Акустический метод изменения расстояний между неровностями, расположенными на дне океана. — «Океанология», 1966, т. 6, № 6, с. 1089—1090.
16. Замышляев Б. В., Яковлев Ю. С. Динамические нагрузки при подводном взрыве. Л., «Судостроение», 1967.



17. Зарембо Л. К., Красильников В. А. Введение в нелинейную акустику. М., «Наука», 1966.
18. Здоровен В. В., Пудов В. Д., Сорохтин О. Г. Опыт использования ЭЦВМ «Минск-2» для обработки сейсмической информации. — «Океанология», 1968, т. 8, № 5, с. 927—929.
19. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
20. Ильичев В. В. Кавитационная прочность жидкости и возникновение кавитации. — «Труды акустического ин-та», 1966, т. 12, № 6, с. 16—29.
21. Исакович М. А. Общая акустика. М., «Наука», 1973.
22. Клюжкин И. И., Колесников А. Е. Акустические измерения в судостроении. Л., «Судостроение», 1968.
23. Коул Р. Подводные взрывы. М., ИЛ, 1950.
24. Кочина Н. Н., Мельникова Н. С. Неустановившееся движение сжимаемых сред с взрывными волнами. — «Труды мат. ин-та им. В. А. Стеклова», 1966, т. 87, с. 35.
25. Кушнарев Д. М. Использование энергии взрыва в строительстве. М., Стройиздат, 1973.
26. Кеди У. Пьезоэлектричество и его практическое применение. М., ИЛ, 1949.
27. Лаврентьев Э. В., Кузян О. И. Акустические характеристики взрывного генератора. — «Труды ЛЭТИ», 1974, т. 145, с. 43—47.
28. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1954.
29. Ландау Л. Д. Об ударных волнах на далеких расстояниях от места их возникновения. — «Прикладная механика и математика», 1945, № 9, с. 286—294.
30. Лерой К. Распространение звука в Средиземном море. — В кн.: Подводная акустика. М., «Мир», 1970, с. 274—324.
31. Лион К. С. Приборы для научных исследований. М., «Машиностроение», 1964.
32. Мейдер Ч. Л. Взрывы вблизи поверхности воды. — В кн.: Подводные и подземные взрывы. М., «Мир», 1974, с. 74—120.
33. Методика географических исследований океана. М., «Наука», 1974.
34. Наугольных К. А. О переходе ударной волны в акустическую. — «Акустический журнал», 1972, т. 18, № 4, с. 579—583.
35. Нуберт Г. П. Измерительные преобразователи неэлектрических величин. Л., «Энергия», 1970.
36. Ольшевский В. В. Статистические свойства морской реверберации. М., «Наука», 1966.
37. Патрашев А. И., Кивака Л. А., Гожий С. И. Прикладная гидромеханика. М., Воениздат, 1970.
38. Подземные ядерные взрывы. М., «Мир», 1974.
39. Покровский Г. И. Взрыв. М., «Недра», 1973.
40. Попов Р. Ю. Экспериментальные исследования стабильности условий распространения взрывных сигналов в глубоком море. — «Морское приборостроение», 1973, вып. 3, с. 48—63.
41. Реверберация моря при разнесенных излучателе и приемнике. — «Акустический журнал», 1969, т. 15, № 3, с. 351—353. Авт.: Н. Г. Гаткин, В. А. Геранин, М. И. Карновский и др.
42. Саламандра Г. Д. Фотографические методы исследования быстропротекающих процессов. М., «Наука», 1974.
43. Свенсон А. Н., Тынная Н. Г. Об оценке пропускной способности гидроакустического канала, пораженного нестационарной реверберационной помехой. — В кн.: Отбор и передача информации. Киев, «Наукова думка», 1971, вып. 29, с. 27—28.
44. Свенсон А. Н., Тынная Н. Г. Об эффективном кодировании сигнала, передаваемого по гидроакустическому каналу, пораженному реверберационной помехой. Киев, «Наукова думка», 1971, вып. 29, с. 29.

45. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М., «Наука», 1967.
46. Стопский С. Б. Акустическая спектрометрия. Л., «Энергия», 1972.
47. Сухаревский Ю. М. Теория реверберации моря, обусловленной рассеянием звука. — ДАН СССР, 1947, т. 55, № 9, с. 825—828.
48. Таранов Э. С., Тюрин А. М., Сташкевич А. П. Гидроакустические измерения в океанологии. Л., Гидрометеоиздат, 1972.
49. Толстой И., Клей К. С. Акустика океана. М., «Мир», 1969.
50. Турчин А. М. Электрические измерения неэлектрических величин. Л., «Энергия», 1966.
51. Тюрин А. М., Сташкевич А. П., Таранов Э. С. Основы гидроакустики. Л., «Судостроение», 1966.
52. Физика взрыва. Под ред. К. П. Станюковича. М., «Наука», 1975. Авт.: Ф. А. Баум, Л. П. Орленко, К. П. Станюкович и др.
53. Харкевич А. А. Спектры и анализ. М., Гостехиздат, 1957.
54. Чепмен Р. Рассеяние звука в океане. — В кн.: Подводная акустика. М., «Мир», 1970, с. 222—251.
55. Шкабардия М. С., Мартыненко Н. В. Быстродействующие самопишущие приборы. М., «Энергия», 1974.
56. Эпов Б. А. Основы взрывного дела. М., Воениздат, 1974.
57. Яковлев Ю. С. Гидродинамика взрыва. Л., Судпромгиз, 1961.
58. Яковлев Ю. С., Масляников Б. А. Взрыв под водой. М., Воениздат, 1963.
59. Andrews A. B., Conrson D. L. Loving. Pat. USA, N 3.656.585, 23. IV 1963.
60. Arase T. Some characteristics of long-range explosive sound propagation. — JASA, 1959, vol. 31, N 5, p. 588—595.
61. Arons A. B. Underwater explosion shock wave parameters at large distances from the charge. — JASA, 1954, vol. 26, N 3, p. 343.
62. Attenuation of shear and compressional waves in pierre shale. — «Geophysics», 1958, N 23, p. 421. Aut.: F. J. McDonald, F. A. Angona, R. L. Mills a. o.
63. Barry A. G., Schuyler P. V. Time variability of volume scattering in a small oceanic area. — JASA, 1966, vol. 40, N 6, p. 1317—1321.
64. Blajk M., Christian E. Near-surface measurements of deep explosions. I. Pressure pulses from small charges. — JASA, 1965, vol. 38, N 1, p. 50—56.
65. Blatstein I. M. Calculations of underwater explosion pulses at caustics. — JASA, 1971, vol. 49, N 5, part 2, p. 1568—1579.
66. Bowger K. M. Underwater pressure pulse detector. Pat. USA, 340/5, N 3629795, 24. VIII 1962.
67. Brown J. R. Reverberation under arctic ice. — JASA, 1964, vol. 36, N 3, p. 601.
68. Bryan G. M., Truchan M., Ewing J. I. Long-range SOFAR studies in the South Atlantic ocean. — JASA, 1965, vol. 35, N 3, p. 273—278.
69. Buck B. M. C. R. G. Arctic deep-water propagation measurements. — JASA, 1964, vol. 36, N 8, p. 1526—1533.
70. Christian E. A. Shock-wave energy spectrum scaling. — JASA, 1964, vol. 36, N 12, p. 2418.
71. Christian E. A., Blajk M. Near-surface measurements of deep explosions. II. Energy spectra of small charge. — JASA, 1965, vol. 38, N 1, p. 57—62.
72. Christian E. A. Source levels from deep underwater explosions. — JASA, 1967, vol. 42, N 3, p. 902.
73. Dudesset M., Laverque M. Calcul de la cavitation due aux explosions sous-marines a faible profondeur. — «Acustica», 1968, vol. 20, N 5, p. 289—298.
74. Epstein S., Epstein D. Underwater communication and control. Pat. USA, 340/3, N 2514748, 26. V 1970.
75. Gold B. A., Schuyler P. V. Time variability of volume scattering in a small oceanic area. — JASA, 1966, vol. 40, N 6, p. 1317—1321.

76. Hunkins K., Kutschale H. Shallow-water propagation in the Arctic ocean. — JASA, 1963, vol. 35, N 4, p. 542—551.
77. Kibblewhite A. C., Denham R. N. Hydroacoustic signals from the chase V explosion. — JASA, 1969, vol. 45, N 4, p. 944—956.
78. Kibblewhite A. C., Denham R. N. Measurements of acoustic energy from underwater explosions. — JASA, 1970, vol. 48, N 1, p. 346—351.
79. Laverque M. Emission by underwater explosion. 38 th S.E.G. Meeting Denever, Col., Oct. 1968.
80. Lighthill M. J. Viscosity effects in sound waves of finite amplitude. Survey in mechanics. Cambridge, 1956.
81. Marsh H. W. The attenuation of explosive sounds in sea water. — JASA, 1963, vol. 35, N 11, p. 1837.
82. Marsh H. W., Mellen R. H., Konrad W. L. Anomalous absorption of pressure waves from explosions. — JASA, 1965, vol. 38, N 2, p. 326—337.
83. Marsh H. W., Mellen R. H. Underwater sound propagation in the Arctic ocean. — JASA, 1966, vol. 35, N 4, p. 552—563.
84. Northrop B. J. Long-range detection and location of some shallow-depth explosions in the northwest pacific. — «Bull. Seismol. Soc. Amer.», 1972, vol. 62, N 3, p. 793—803.
85. Perls T. A. Electrical noise from instrument cables subjected to shock and vibration. — «J. Appl. Phys.», 1952, N 23, p. 674.
86. Spindel R. C., Heirtzler J. R. Long-range echo ranging. — «J. Geophys. Research», 1972, vol. 77, N 35, p. 7073—7088.
87. Steinberg J. C. Birdsall underwater sound propagation in the straits of Florida. — JASA, 1966, vol. 39, N 2, p. 301—316.
88. Sternberg H. M., Walker W. A. Calculated flow and energy distribution following underwater detonation of a pentolite sphere. — «Physics of Fluids», 1971, vol. 14, N 9, p. 1869—1878.
89. Stockhausen J. H. Energy per unit-area spectrum of the shock wave from 1-lb TNT charges exploded underwater. — JASA, 1964, vol. 36, N 6, p. 1220—1221.
90. Turner R. G., Sckimger J. A. On the depth variation in the energy spectra of underwater explosive charges. — JASA, 1970, vol. 48, N 3, p. 775—778.
91. Urlick R. J. Long-range deep-sea attenuation measurement. — JASA, 1966, vol. 39, N 5, p. 904—906.
92. Urlick R. J. Principles of underwater sound for engineers. New York, 1967.
93. Wentzel R. A., Adlington R. H., Moldon J. C. Depth dependence of double pulse periods of point and end-fired line charge. — JASA, 1970, vol. 48, N 5, p. 1283—1286.
94. Weston D. E. Underwater explosions as acoustic sources. — «Proceedings of the Physical Society», 1960, vol. 76, N 488, p. 233—249.
95. Weston D. E. Low-frequency scaling laws and source levels for underground explosions and other disturbances. — «Geophysics», 1960, N 3, p. 191.

# ОГЛАВЛЕНИЕ

	Предисловие . . . . .	3
Глава I	ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ АКУСТИЧЕСКИХ И УДАРНЫХ ВОЛН В ЖИДКОСТИ	5
	§ 1. Акустические волны в жидкости . . . . .	—
	§ 2. Образование ударных волн в жидкости . . . . .	10
	§ 3. Ударные волны и характеризующие их зависимости . . . . .	13
	§ 4. Изменение параметров ударных волн с расстоянием . . . . .	15
Глава II	ПОДВОДНЫЙ ВЗРЫВ И ЕГО ПАРАМЕТРЫ	20
	§ 5. Физические характеристики моря . . . . .	—
	§ 6. Общая характеристика подводного взрыва . . . . .	23
	§ 7. Параметры ударной волны подводного взрыва . . . . .	27
	§ 8. Газовый пузырь подводного взрыва . . . . .	33
	§ 9. Спектральный состав взрывного сигнала . . . . .	39
	§ 10. Влияние глубины подрыва заряда на спектр взрывного сигнала . . . . .	45
	§ 11. Подводный взрыв вблизи морской поверхности . . . . .	51
	§ 12. Подводный взрыв вблизи жесткой границы . . . . .	57
Глава III	ГИДРОАКУСТИЧЕСКАЯ АППАРАТУРА ДЛЯ СОЗДАНИЯ И РЕГИСТРАЦИИ ВЗРЫВНЫХ СИГНАЛОВ	60
	§ 13. Способы и средства создания взрывных сигналов . . . . .	—
	§ 14. Гидроакустический тракт для приема взрывных сигналов . . . . .	64
	§ 15. Электроакустические преобразователи для приема взрывных сигналов . . . . .	66

§ 16. Усилители приемных гидроакустических трактов . . . . .	70
§ 17. Осциллографы и электронные вольтметры . . . . .	71
§ 18. Аппаратура магнитной записи . . . . .	73
§ 19. Самописцы уровня . . . . .	79
§ 20. Скоростная киносъемка и рентгеноимпульсные установки для регистрации явлений при подводном взрыве . . . . .	80
§ 21. Аппаратура спектрального анализа . . . . .	85
§ 22. Методика измерений взрывного сигнала в морских условиях . . . . .	89

#### Глава IV

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВЗРЫВНЫХ СИГНАЛОВ В МОРЕ . . . . .	91
§ 23. Особенности распространения акустических волн в океане . . . . .	—
§ 24. Затухание взрывного сигнала . . . . .	93
§ 25. Реверберация взрывного сигнала в точке приема . . . . .	97
§ 26. Распространение взрывных сигналов в глубоком море . . . . .	103
§ 27. Распространение взрывных сигналов в мелком море . . . . .	107
§ 28. Распространение взрывных сигналов в среде со случайными неоднородностями . . . . .	112
§ 29. Метод расчета давления ударной волны на каустиках . . . . .	117

#### Глава V

ПРИМЕНЕНИЕ ВЗРЫВНЫХ ИСТОЧНИКОВ В МОРСКОМ ДЕЛЕ . . . . .	122
§ 30. Особенности применения взрывных источников . . . . .	—
§ 31. Применение взрывных источников в гидролокаторах . . . . .	125
§ 32. Применение взрывных источников для определения местоположения судна . . . . .	130
§ 33. Применение взрывных источников в подводной связи и управлении объектами . . . . .	133
§ 34. Использование взрывных источников звуков в морской геологии . . . . .	136
§ 35. Изучение рельефа дна океана с помощью взрывных сигналов . . . . .	139
§ 36. Методы исследования звукорассеивающих слоев с помощью взрывных источников звука . . . . .	141
§ 37. Подводный взрыв и его воздействие на живые организмы . . . . .	144
§ 38. Некоторые другие вопросы применения подводных взрывов . . . . .	146
Заключение . . . . .	153
Указатель литературы . . . . .	154