

ракторный масштаб образующихся капелек должен быть  $R \sim R_c$  (см. также [5]).

В заключение отметим, что основной механизм рассмотренной выше неустойчивости состоит в том, что выдвинутые вперед участки фронта получают больший диффузионный поток и в силу этого растут быстрее.

Таким образом, показано, что как плоский фронт новой фазы, так и сферический рост отдельного зародыша являются неустойчивыми. В случае плоского участка фронта конечных размеров можно добиться устойчивости и соответственно выпадения однородной новой фазы, если выбрать эти размеры достаточно малыми при заданном градиенте (обрезая малые  $k$ ).

Данная постановка задачи является весьма общей и может быть применена к достаточно широкому кругу процессов, связанных с образованием новой фазы (в пренебрежении анизотропией) при фазовых переходах первого рода, сюда, например, относятся: рост кристаллов, переход жидкость — пар. В частности, рассмотренный механизм позволяет объяснить малые размеры электронно-дырочных капель, образующихся в полупроводниках [3].

Авторы выражают благодарность А. М. Косевичу, обратившему их внимание на эту задачу.

Поступила 3 III 1980

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Sekerka R. F. Application of the time dependent theory of interface stability to an isothermal phase transformations.— J. Phys. Chem. Solids, 1967, vol. 28, N 6.
2. Карслоу Т., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М., Наука, 1959.
3. Бычков Ю. А., Иорданский С. В., Раиба Э. И. Неустойчивость и движение электронно-дырочных капель.— ЖЭТФ, 1979, т. 77, вып. 4(10).
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. Ч. 1. М., Наука, 1976.
5. Mullins W. W., Sekerka R. F. Morphological stability of a particle growing by diffusion or heat flow.— J. Appl. Phys., 1963, vol. 34, p. 323.

УДК 534.222.2

### ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ УДАРНЫХ ВОЛН ПРИ ПОДВОДНЫХ ВЗРЫВАХ СПИРАЛЬНЫХ ЗАРЯДОВ

В. К. Кедринский

(Новосибирск)

Как известно, взрывные источники звука на протяжении многих лет привлекают внимание исследователей в качестве основного элемента различного рода гидролокационных устройств, предназначенных для создания квазипланарных большой длительности и акустической мощности направленных излучений (посылок). Диапазон их довольно широк и включает искровые разрядные генераторы [1], конденсированные жидкие [2] и твердые ВВ [3—5], газовые взрывчатые смеси [6—8] и эффекты генерации ударных волн схлопывающимися полостями [9, 10]. Сравнение интегральных энергетических параметров излучений некоторых взрывных источников звука в воде приведено в [11], спектральные характеристики экспериментально исследованы в [12—16].

Естественно, что взрывные источники обладают достаточной мощностью и их излучение регистрируется на больших расстояниях. Однако этого качества оказывается недостаточно для широкого круга задач геофизических исследований, акустической навигации, а также научных исследований процессов распространения ударных волн в океане. Возникают такие проблемы, как направленность и относительно большая длительность сигнала, что, вообще говоря, нетривиаль-

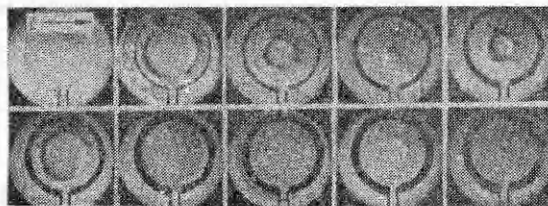
но реализовать в рамках взрывных источников, являющихся преимущественно «точечными». Важна проблема тональной «окраски» сигнала для его защиты от реверберационных помех. Поэтому не удивительно, что в основу некоторых найденных решений были положены известные представления классической акустики о направленном излучении специально распределенных источников. Это — линейный шнуровой заряд, обеспечивающий преимущественное распространение ударной волны в плоскости, перпендикулярной его оси [5]; вертикальная цепочка сосредоточенных зарядов, инициируемых с определенной частотой [3], позволяющая получить заданную последовательность ударных волн, т. е. некоторым образом решить вопрос о длительности и «окраске» излучаемой посылки за счет ее направленности. Эффект кумуляции использован при создании направленного излучения в результате взрыва заряда в основании специально сфокусированного конуса [4].

В последние годы определенный интерес проявлен к источникам типа пространственных спиралей из высокособризантного шнурового заряда, излучение которых обладает рядом характерных преимуществ: направленностью как в области оси (типичный кольцевой источник, благодаря высокой скорости детонации) [17], так и в перпендикулярной ей плоскости (некоторая модель линейного источника в случае длинной спирали), длительностью [18] и легко регулируемой частотой последовательности ударных волн при одной и той же общей длине шнурового заряда [19]. Особенности формирования волнового поля при подводном взрыве таких зарядов представляют несомненный интерес. Ниже остановимся на основных результатах их исследований в Институте гидродинамики СО АН СССР.

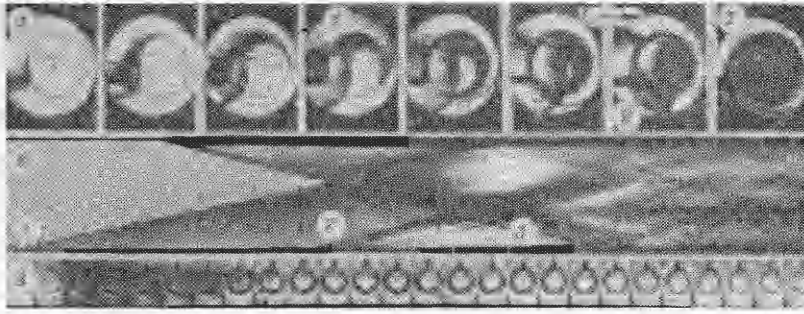
**Кольцевой заряд.** Основу исследуемого типа заряда составляет кольцевой элемент из детонационного шнура (ДШ), инициируемого с одного конца. Скорость детонации стандартных ДШ примерно в 5 раз превышает скорость распространения акустических волн сжатия в жидкости, что дает основание в рамках предварительных оценок применять модель мгновенного взрыва. Для этой цели, в частности, может быть использован взрыв кольцевого проводника.

Эксперименты такого рода были выполнены на высоковольтной установке с конденсаторной батареей, позволяющей накапливать энергию до нескольких килоджоулей и выделять необходимую ее часть на кольцо диаметром около 5 см (нихром,  $d = 0,15$  мм). Взрыв такого кольца в жидкости позволил проследить основные эффекты формирования волнового поля. Типичная регистраграмма этого процесса приведена на фиг. 1. Здесь четко видно, что фронт ударной волны имеет форму тороидальной поверхности, в области оси кольца происходит фокусировка волны и ее отражение, регистрируемое датчиком давления в виде волны сжатия. Регистраграмма показывает, что в результате взаимодействия отраженной волны со взрывной полостью внутрь кольца распространяется сходящаяся волна разрежения, за фронтом которой развивается интенсивная пузырьковая кавитация. Можно предполагать, что с некоторой поправкой на смещение фокусировки волны аналогичная картина будет иметь место и в случае взрыва кольца с конечной скоростью детонации.

Исследования формирования волновой структуры излучения при взрыве витка ДШ выполнены для зарядов диаметром 0,65; 1,65; 3 мм, диапазона радиусов колец  $a = 3 - 30$  см и расстояний от заряда 0,5 — 5 м. Типичные регистраграммы процесса генерации волн и пульсации тороидальной полости при взрыве представлены на фиг. 2,  $a - в$ . Видно (фиг. 2,  $a$ ), что в про-



Ф и г. 1



Фиг. 2

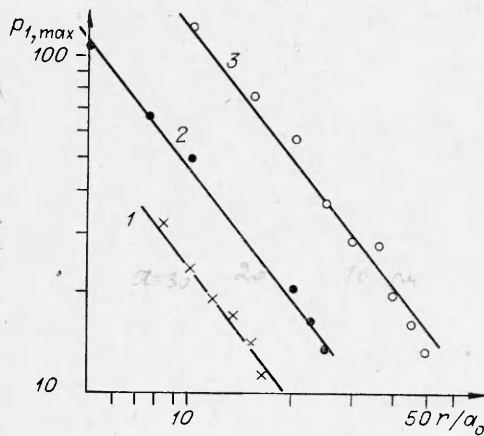
странство излучается три волны, порядок следования которых зависит от расположения точки регистрации относительно участка инициирования. Во всех случаях первой приходит ударная волна 1 от ближайшего к датчику участка кольца. Затем волна 2 или 3 (см. фиг. 2). Волна 2 возбуждается за фронтом волны 1 заключительным участком кольца, когда фронт детонационной волны завершает полный оборот. Этот момент соответствует началу нового вращения детонационного фронта по окружности. Волна 3 возникает в результате фокусировки волны 1 во внутренней области кольца. Заметим, что временной интервал между двумя последними кадрами СФР-граммы фиг. 2, а в 6 раз превышает предыдущие.

На регистрограмме фиг. 2, б приведена непрерывная развертка развития волнового процесса во внутренней области кольца, плоскость которого располагалась параллельно окну. Щель вырезала два диаметрально противоположных участка кольца: дальний от точки инициирования виден на верхней части снимка слева в виде тонкой темной линии, ближний сливается с нижней границей кадра. Заряд располагался относительно щели так, чтобы точка фокусировки оказалась на щели, так как в противном случае не исключалась возможность регистрации фазовой скорости сходящихся волн, создающей впечатление сильного увеличения скорости фронта. На самом деле, как видно из снимка, для использованных типов и параметров ВВ имеет место «чистая» акустика.

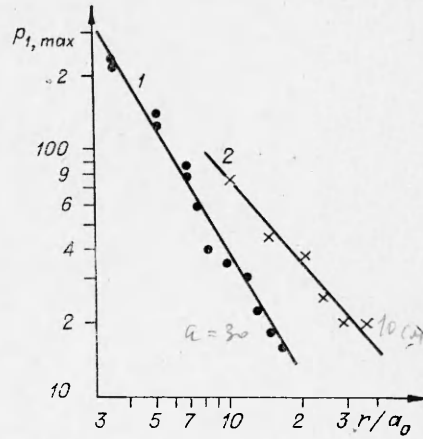
Кинограмма пульсации взрывной полости (фиг. 2, в, диаметр кольца 30,5 см, диаметр заряда ВВ  $d_0 = 0,65$  мм, частота кадров 1500 кадр/с, скорость детонации  $D = 7,7$  км/с) показывает, что полость сохраняет форму тора, по крайней мере в течение первой пульсации. По данным этой кинограммы максимальный размер сечения полости с продуктами детонации в момент ее остановки составляет  $\sim 120 R_0$ . Видно, что, как и в случае со взрывом проводника, область кольца сильно кавитирует.

Измерения давления показали существенную зависимость структуры волны от положения точки регистрации в ближней от заряда зоне. Наблюдался переход от четкого расслоения волны на три типа, указанных выше, к постепенному вырождению в одну волну. Различным оказался и характер изменения параметров волнового поля. На фиг. 3 приведены изменения максимальных амплитуд первой волны (взяты относительно гидростатического давления  $p_\infty = 10^5$  Па) в зависимости от относительного расстояния вдоль оси для различных значений радиусов колец заряда  $a = 30; 20$  и  $10$  см (кривые 1—3 соответственно).

Все три зависимости имеют идентичный степенной характер  $p_{1,m} = A(\bar{r})^{-1,29}$ , коэффициент  $A$  которых зависит от веса заряда, т. е. опреде-



Ф и г. 3



Ф и г. 4

ляется величинами радиусов заряда  $R_0$  и кольца  $a$  для фиксированных плотности  $\rho_*$  и типа ВВ. Амплитуда первой волны на оси кольца может быть определена приближенной зависимостью

$$p_{1,m} \simeq 1,32 \cdot 10^6 (R_0/a)^{0,21} (r/R_0)^{-1,19}.$$

На основании этого соотношения интересно отметить, что для одного и того же значения  $r/R_0$  амплитуда волны  $I$  будет выше для кольца с меньшим  $a$ .

Экспериментальные данные по распределению  $p_{1,m}$  в плоскости кольца приведены на фиг. 4 ( $I - a = 30$  см,  $2 - a = 10$  см). Оказалось, что давление на фронте ударной волны от заряда большего радиуса  $a$  падает с расстоянием быстрее (степень  $\sim 1,65$ ), чем для малых колец (степень  $\sim 1,15$ ). Полученный результат позволил предположить, что в плоскости кольца на расстояниях  $\bar{r} = r/a \gg 1$  характер распределения давления аналогичен случаю сосредоточенных зарядов с весом, равным весу ВВ в кольце. Экспериментальная проверка подтвердила это предположение — удовлетворительное совпадение с данными для эквивалентных сосредоточенных зарядов наблюдается в плоскости кольца с расстояний  $\bar{r} \approx 10$ , вдоль образующей цилиндрической поверхности радиуса  $a$  с расстояний  $\bar{r} \approx 30-40$ . Измерения максимальных амплитуд вторых волн показали, что они могут достигать значительных величин и иногда превышать амплитуду первой волны, но в плоскости кольца с расстоянием они убывают быстрее, чем вдоль оси. Этот эффект может определяться как фокусировкой волн в области оси, так и их ослаблением вследствие взаимодействия в плоскости кольца отраженных волн со взрывной полостью.

**Динамика тороидальной полости и излучение.** Как отмечалось выше, несмотря на сложность волновой структуры поля в ближней области кольцевого заряда и конечность скорости детонации, при анализе процесса возможны различного рода оценки в рамках модельных постановок. Так, используя экспериментальный факт сохранения взрывной полостью формы правильного тора в течение первого периода, можно исследовать ее динамику в одномерной постановке, а полученные результаты применить к анализу структуры волнового поля в приближении точечного источника.

Уравнение пульсации такой полости в рамках идеальной несжимаемой невесомой жидкости получить несложно [20]. Для этого в области  $\Omega(t)$ , ограниченной замкнутой гладкой тороидальной поверхностью  $\sigma(t)$ , найдем потенциал  $\varphi(\alpha, \beta, \gamma, t)$  такой, чтобы при  $t \geq 0$

$$\begin{aligned} \Omega(t): \Delta\varphi &= 0, \quad \varphi \rightarrow 0 \quad (\alpha \rightarrow 0, \beta \rightarrow 0), \\ \zeta(\alpha, \beta, \gamma, t) &= 0, \quad \zeta_t + \nu\varphi\nabla\zeta = 0, \\ \sigma(t): \varphi_t + (1/2)(\nabla\varphi)^2 + p/\rho_0 &= p_\infty/\rho_0, \\ p &= p_0(V_0/V)^{\gamma_0}. \end{aligned}$$

При  $t = 0$   $p = p_0$ ,  $\alpha = \alpha_*$ ,  $\dot{\alpha} = 0$ ,  $\sigma(0)$  — поверхность тора. Здесь  $\zeta(\alpha, \beta, \gamma, t) = 0$  — уравнение границы области  $\Omega(t)$  в ортогональной тороидальной системе координат  $\alpha, \beta, \gamma$ ;  $\gamma_0$  — показатель адиабаты продуктов детонации;  $V$  — объем газа, ограниченного поверхностью  $\sigma(t)$ ;  $p_\infty$  — давление на бесконечности.

В осесимметричном случае решение для потенциала  $\varphi$  имеет вид

$$\begin{aligned} \varphi &= (2 \operatorname{ch} \alpha - 2 \cos \beta)^{1/2} [AP_{\nu-1/2}(\operatorname{ch} \alpha) + \\ &+ BQ_{\nu-1/2}(\operatorname{ch} \alpha)](C \sin \nu\beta + D \cos \nu\beta). \end{aligned}$$

Предполагая, что  $\sigma(t)$  — всегда координатная поверхность, можно получить на основании интеграла Коши — Лагранжа выражение для давления в произвольной точке пространства и уравнение пульсации, которое в полярной системе координат запишем в виде

$$(1) \quad \rho_0 \left[ (\ln 8a/R) (R\ddot{R} + \dot{R}^2) - \frac{1}{2} \dot{R}^2 \right] = p_0 (R_0/R)^{2\gamma_0} - p_\infty,$$

где  $\rho_0$  — плотность жидкости;  $R$  — радиус сечения газовой полости;  $a$  — радиус кольца.

В рамках акустического приближения в [21] получено уравнение пульсации тороидальной полости в сжимаемой жидкости

$$(2) \quad (\ln 8a/R) [(1 - 2\pi\dot{R}/c_0 \ln 8a/R) R\ddot{R} + (1 - \pi\dot{R}/c_0 \ln 8a/R) \dot{R}^2] - \dot{R}^2/2 = \omega + \pi R\dot{\omega}/c_0,$$

где  $\omega = \int dp/\rho$  и определена на стенке полости. Расчет показал, что основные энергетические характеристики пульсации — время расширения  $t_*$  и максимальный радиус полости  $R_*$  — удовлетворительно согласуются с данными эксперимента, проведенного для реальных ДШ из гексогена со скоростью детонации 7,7 км/с.

Анализ результатов численных исследований, проведенных в широком диапазоне значений радиуса кольца  $a$ , позволил получить аналитическое выражение для максимального значения относительного радиуса расширившейся тороидальной полости с продуктами детонации

$$R_* \simeq 141(1 - (2/3) \ln^{-1} 8a/R_0).$$

Отсюда следует, что если  $a$  неограниченно растет,  $R_*$  асимптотически стремится к значению  $R_* \simeq 141$ , полученному для цилиндрической полости.

Эксперименты и расчеты показали, что период пульсации тороидальной полости имеет особенность, состоящую в том, что он непрерывно, хотя и медленно, растет с увеличением  $a$ , и период пульсации цилиндрической полости не является для него асимптотикой. Выражение для пе-

риода пульсации тороидальной полости может быть найдено на основании традиционного подхода к такого рода задачам — анализа схлопывания пустой полости в идеальной несжимаемой жидкости. При этом, естественно, в качестве начального должен быть взят максимальный радиус взрывной полости  $R_*$ . Заменяем в уравнении (1)  $\ln 8a/R$  значением  $\ln 8a/R_0R_*$  на основании известного факта, что в процессе схлопывания полости ее начальный радиус в течение значительной части полупериода меняется мало и пренебрегаем членом  $\dot{R}^2/2$  в (1). Тогда, полагая  $p_0 = 0$ , получим уравнение

$$\rho_0(R\ddot{R} + \dot{R}^2) \ln 8a/R_0R_* \simeq -p_\infty.$$

Оно позволяет получить решение для  $R(t)$  в явном виде

$$R = \sqrt{R_0^2 R_*^2 - p_\infty t^2 / \rho_0 \ln(8a/R_0R_*)}.$$

Отсюда несложно определить время схлопывания, а в силу симметрии процесса и расширения полости с продуктами детонации

$$(3) \quad t_* = R_0 R_* \sqrt{(\rho_0/p_\infty) \ln 8a/R_0R_*}.$$

Оказалось, что время схлопывания, определенное на основании (3), с точностью до константы  $0,02R_0$  совпадает с результатами эксперимента и расчета по уравнению (2). Таким образом, окончательно выражение для первого периода пульсации взрывной полости кольцевого заряда можно определить в виде

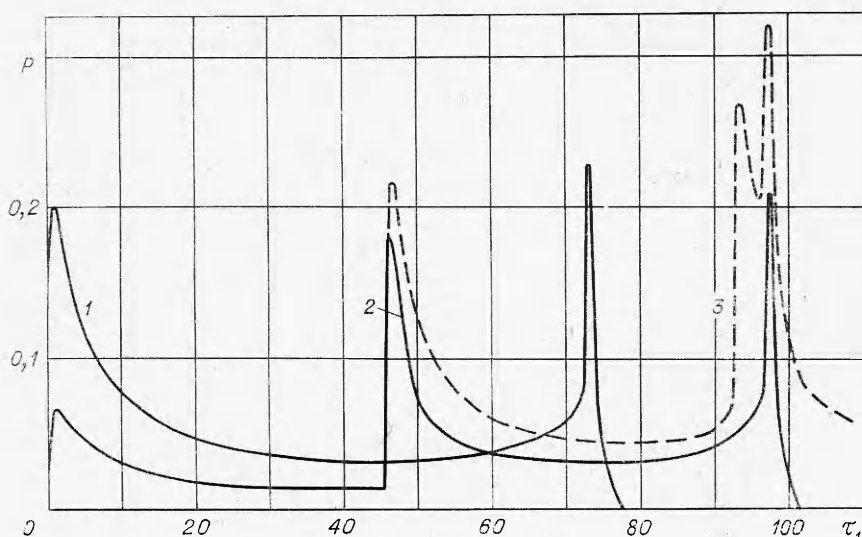
$$T \simeq 2R_0 \sqrt{\rho_0/p_\infty} (R_* \sqrt{\ln 8a/R_0R_*} + 20).$$

Используем модель кольцевого источника для оценки структуры и параметров поля давления, полагая, что источник «включается» мгновенно или аппроксимируется набором точечных источников, «включаемых» последовательно со скоростью детонации. Изменение мощности источника во времени в каждой точке кольца полагаем идентичным и определяем на основании решения уравнения (2). Численные оценки структуры волны проводим с учетом времени задержки на скорость распространения детонации  $D$  и на скорость акустической волны  $c_0$ . В соответствии с изложенной постановкой акустическое давление можем определить как

$$p = \rho \frac{a}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\ddot{S}(t-\tau)}{f} d\alpha,$$

где  $f = \sqrt{z^2 + r^2 + a^2 - 2ar \cos \alpha}$ ;  $z, r, \alpha$  — координаты цилиндрической системы;  $\tau = (f/c_0 - \alpha a/D)$  — время задержки; угол  $\alpha$  отсчитывается от направления центр кольца — точка инициирования;  $S$  — площадь сечения тороидальной полости. Расчет можно существенно упростить, если использовать «пиковое» приближение [22].

На фиг. 5 приведен результат расчета структуры волны в точке, лежащей на расстоянии  $r = 2a$  в плоскости кольца на линии точка инициирования — центр. Расчет проведен для  $R_0 = 0,15$  см,  $a = 15$  см,  $D = 7,7$  км/с. По вертикали отложена величина условного относительно давления  $P = 4\pi r p / a p(0)$ , где  $p(0)$  — начальное давление в продуктах детонации после распада. Время  $\tau_1$  взято относительно константы  $\theta_0 = 2,7 R_0/c_0$ . Кривая 1 соответствует мгновенному взрыву, при котором генерируются только две волны — ударная и волна сжатия, отраженная



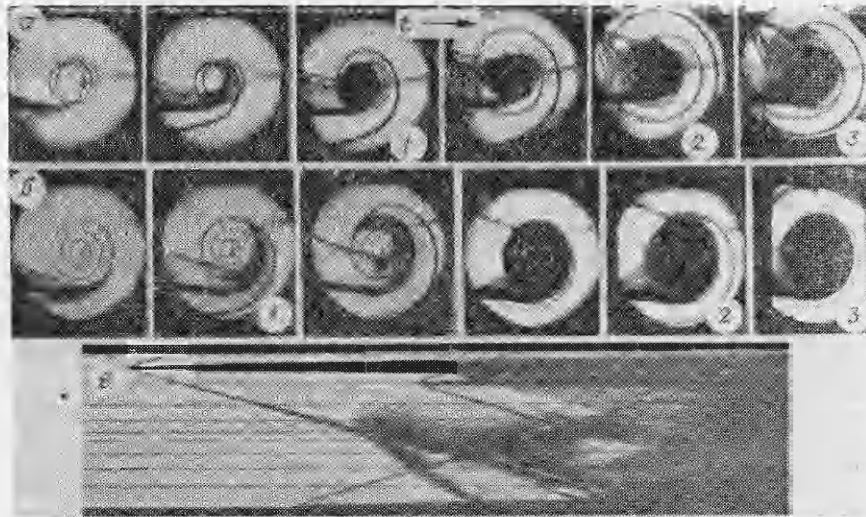
Фиг. 5

от оси кольца; кривая 2 — скорость детонации конечна. Здесь в полном соответствии с экспериментом возникают три волны. Первая и вторая — ударные волны от начального и конечного участков кольца соответственно, третья — отраженная после фокусировки волна сжатия. Кривая 3 описывает начальный неустановившийся профиль волны для случая непрерывного вращения фронта детонации по кольцу радиуса  $a$ .

**Структура волн при взрыве спиральных зарядов.** Из приведенных выше экспериментальных и расчетных данных следует, что непрерывное вращение детонационного фронта по окружности должно привести к излучению в окружающее пространство периодической последовательности ударных волн. Экспериментальные регистрограммы, показанные на фиг. 6,  $a$  —  $в$ , доказывают это.

Фиг. 6,  $a$ ,  $б$  демонстрируют формирование последовательности из трех ударных волн, излучаемых в жидкость при подводном взрыве пространственных и плоских спиральных зарядов. Период следования волн в таком пакете точно равен времени прохождения детонационным фронтом длины одного витка. Вполне очевидно, что в зависимости от скорости детонации и линейного размера спиралей (шаг, диаметр) к моменту выхода детонационного фронта на начало последующего витка могут иметь место две ситуации. Первая: координата фронта ударной волны, отсчитываемая от предыдущего витка, существенно больше шага спирали. Тогда взрыв очередного витка будет происходить в области далеко за фронтом ударной волны и, таким образом, при постоянных параметрах спирали излучение будет определяться последовательностью ударных волн практически одинаковой амплитуды для однородной по размеру спирали. Вторая: скорость фронта ударной волны и осевая составляющая скорости детонации совпадают (фиг. 6,  $a$ ). В этом случае осциллограммы давления указывают на усиление волны, меняется общий характер излучения — это уже не последовательность волн, а длинная волна, модулированная по амплитуде с частотой вращения фронта детонации по кольцевым элементам заряда. Естественно, эти частоты могут быть различны, если заряд содержит кольцевые элементы с различными линейными размерами.

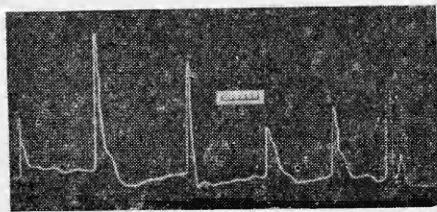
Фиг. 6,  $б$ ,  $в$  и фиг. 7 наглядно представляют процесс формирования пакета ударных волн при подводном взрыве зарядов типа плоской спи-



Ф и г. 6

рали из ДШ. Непрерывная развертка (фиг. 6, а) показывает взаимодействие волн во внутренней области спирали из пяти витков, инициированной с внешней стороны. При взрыве такого заряда можно ожидать преимущественного излучения посылки в направлении оси симметрии или близкого к нему. Представленная на фиг. 7 осциллограмма давления записана датчиком, расположенным на расстоянии 20 м от плоской спирали с внешним радиусом 1 м на геометрической оси ее. Длина масштабного отрезка, приведенного на фиг. 7, составляет 400 мкс. Иницирование заряда с внешнего участка приводит к сходящимся детонационным фронтам и к сложному характеру взаимодействия излучаемых волн, результатом которого, очевидно, является периодическая амплитудная модуляция. Последняя развивается на фоне естественно ожидаемой амплитудной модуляции в силу переменности радиусов условных кольцевых элементов плоской спирали.

Проведенный анализ дает возможность довольно просто оценивать параметры посылки от взрыва зарядов сложной формы с кольцевыми или близкими к ним элементами. Посылка состоит из последовательности ударных волн, амплитуды которых определяются по данным для сосредоточенных зарядов с эквивалентным весом ВВ от каждого витка. Частота следования ударных волн в пакете определяется длиной витка и скоростью детонации, а длина всего пакета — полной длиной ДШ в заряде. Последний факт представляется весьма интересным, так как только такого типа заряды дают возможность практически сравнить длительность излучаемого волнового пакета с временем пробега фронтом детонации длины всего заряда.



Ф и г. 7

Автор выражает благодарность В. М. Ермаку, В. Т. Кузавову и С. В. Стебновскому за помощь при проведении экспериментов.

*Поступила 4 IV 1980*



## ЛИТЕРАТУРА

1. Wright H. A., Tobey J. P. Acoustic generator of the spark discharge type.— JASA, 1969, vol. 45, N 1.
2. Smith N. D., Roever W. L. Liquid seismic explosive and method of using.— JASA, 1968, vol. 44, N 4.
3. Method and device for echo ranging. N 3514748, Patented May 26, 1970. United States Patent Office.
4. Filler W. P. J. Directional explosive echo ranging device. Пат. США, № 3 521 725, заявл. 18.05.1962, опубл. 28.07.1970.
5. Johnson R. M., Axelson C. A. Deep depth line charge. Пат. США, № 3276366, заявл. 28.12.1964, опубл. 04.10.1966.
6. Любошиц В. М. Волновое поле направленного взрыва.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1968, № 1.
7. Kilmer L. G. Underwater gas explosion seismic wave generator.— JASA, 1969, vol. 45, N 2.
8. Макасов А. А., Рой Н. А. О подводном взрыве гремучего газа с высокой начальной объемной плотностью энергии.— Акуст. журн., 1979, т. 25, вып. 2.
9. Brand R. S. Shock wave generated by cavity collapse.— J. Fluid Mech., 1965, vol. 2, pt. 1.
10. Urick R. J. Implosions as sources of underwater sound.— JASA, 1963, vol. 35, N 12.
11. Балашканд М. И. Сопоставление акустической эффективности некоторых источников взрывного звука в воде.— ДАН СССР, 1970, т. 194, № 6.
12. Christian E. A. Source levels for deep underwater explosions.— JASA, 1967, vol. 42, N 4.
13. Kibblewhite A. C., Denham R. W. Measurements of acoustic energy from underwater explosions.— JASA, 1970, vol. 48, N 1 (pt 2).
14. Turner R. G., Scrimger J. A. On the depth variation in the energy spectra of underwater explosive charges.— JASA, 1970, vol. 48, N 3 (pt 2).
15. Parkis V. E., Worley R. D. Measurement of spectrum levels for shallow explosive sources.— JASA, 1971, vol. 49, N 1 (pt 1).
16. Buck V. M. Relative measurements of pulse component source energies of the USN explosive sound signal MK61 detonated at 60 ft.— JASA, 1974, vol. 55, N 1.
17. Seiffert M. Способ получения направленной взрывной волны с помощью подрывных зарядов.— ФРГ, заявка № 2541582, публикация 1977, № 12.
18. Noddin G. Sonic pulse generator.— JASA, 1964, vol. 36, N 4.
19. Лаврентьев Э. В., Кузян О. И. Взрывы в море.— Л., Судостроение, 1977.
20. Кедринский В. К. О пульсации тороидального газового пузыря в жидкости.— В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 16. Новосибирск, изд. Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1974.
21. Кедринский В. К. Об одномерной пульсации тороидальной газовой полости в сжимаемой жидкости.— ПМТФ, 1977, № 3.
22. Коул Р. Подводные взрывы. М., ИЛ, 1950.

УДК 517.9—532.5

КВАЗИКОНФОРМНЫЕ ОТОБРАЖЕНИЯ  
И ПРОБЛЕМЫ ГИДРОДИНАМИКИ

В. Н. Монахов, П. И. Плотников

(Новосибирск)

В данной работе перед авторами стояла нелегкая задача — осветить развитие глубоких идей М. А. Лаврентьева в области математических проблем гидродинамики его учениками и последователями за истекшее десятилетие. Период до 1970 г. с большой полнотой отражен в обзоре, подготовленном редколлегией юбилейного сборника [1], посвященного 70-летию со дня рождения Михаила Алексеевича, и в его замечательной книге [2], написанной совместно с Б. В. Шабабом и выдержавшей уже два издания. За последние годы некоторые из поставленных М. А. Лаврентьевым проблем, затронутых в указанных публикациях, нашли свое полное или частичное решение. Изложение этих (частью не опубликованных) результатов, полученных в основном сотрудниками детища Михаила Алексеевича — Института гидродинамики СО АН СССР — и составляет содержание данной работы.