

взрывная волна не имеет выраженного ударного фронта, а затем по мере удаления происходит его формирование. Первая осциллограмма соответствует $R = 3 r_0$, а вторая — $R = 20 r_0$. Соотношение (6) позволяет проследить эволюцию профиля волны и формирование ударного фронта.

На рис. 5, в дана осциллограмма волны давления, которая образовалась при следующем изменении скорости пламени: сначала скорость горения увеличивалась, затем знак ускорения резко изменился (этим объясняется впадина в профиле положительной фазы волны), далее скорость горения постоянна (член с ускорением пренебрежимо мал), а давление стало соответствовать этой скорости горения, и, наконец, пламя приблизилось к границе облака, скорость его уменьшилась и сформировалась волна разрежения.

Изложенный выше способ описания взрывных волн можно применять для произвольного закона изменения скорости горения, например для случая ускоряющихся пламен.

Поступила в редакцию 26/XI 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. К. Е. Губкин.— В сб.: Механика в СССР за 50 лет. Т. 2. М., 1970.
2. К. Е. Губкин. Изв. АН СССР. Физика Земли, 1978, 10.
3. Л. Д. Ландау. ПММ. 1945, 9, 4.
4. В. А. Горев, С. Н. Мирошников, Я. К. Трошин. Матер. VI Всес. симпозиума по горению и взрыву. Детонация. Черногоровка, 1980.
5. В. D. Fishburn. Acta Astr. 1976, 3, 1049.
6. М. А. Садовский.— В сб.: Физика взрыва, № 1. М.: Изд-во АН СССР, 1952.
7. H. L. Brode. Phys. Fluids, 1959, 2, 2.
8. А. Ф. Беляев. Горение, детонация и работа взрыва конденсированных систем. М.: Наука, 1968.
9. В. А. Горев. ФГВ, 1979, 15, 2.

УДК 532.593

УЧЕТ АНИЗОТРОПИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛНОВЫХ ДВИЖЕНИЙ ПРИ ГРУППОВОМ ВЗРЫВЕ В МЕЛКОМ ВОДОЕМЕ СЕРИИ ОДИНОЧНЫХ ЗАРЯДОВ, РАСПОЛОЖЕННЫХ НА ОДНОЙ ПРЯМОЙ

Ю. А. Кронин
(Ленинград)

В последнее время значительно возрос интерес к применению взрывов удлиненных зарядов ВВ, в том числе под водой. Одна из наиболее распространенных геометрических форм удлиненного заряда — связка отдельных взрывных устройств, расположенных на общей детонирующей линии. Такие взрывы используются при подводных дноуглубительных работах различного назначения, в гидротехническом строительстве, а также при подготовке месторождений полезных ископаемых к открытой разработке [1, 2]. При этом возникает проблема расчета параметров поверхностных явлений, в частности поверхностных волн на различных удалениях от эпицентра возмущения.

Точный расчет элементов волн в процессе решения двумерных в плане задач о волновых движениях свободной поверхности при групповом подводном взрыве на ограниченной глубине вследствие целого ряда трудностей в настоящее время все еще невозможен. Проведение необходимых исследований на гидравлических моделях, а тем более на натуре связано с большими издержками и находится обычно под силь-

ным влиянием других измерительных программ. В связи с этим представляется полезным всякое предположение, которое позволило бы, с одной стороны, выполнить априори ориентировочные оценки волновых параметров в направлении наибольшей концентрации энергии, а с другой — способствовало бы повышению эффективности эксперимента за счет основательности его подготовки.

В данной работе сделана попытка отыскания соответствующего способа посредством сопоставительного анализа результатов физико-математического описания процессов образования и распространения волн на воде под действием силы тяжести с результатами экспериментальных исследований взрывов в различных средах.

Физико-математическое описание волновых движений на поверхности мелкого водоема под действием силы тяжести выполнялось в рамках двумерной нелинейной модели вида [3]

$$\begin{aligned} \partial u / \partial t + u \cdot \partial u / \partial x + v \cdot \partial u / \partial y - f v + g \cdot \partial \zeta / \partial x + \\ + k \cdot u(u^2 + v^2)^{1/2} / (h + \zeta) = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \partial v / \partial t + u \cdot \partial v / \partial x + v \cdot \partial v / \partial y + f u + g \cdot \partial \zeta / \partial y + \\ + k \cdot v(u^2 + v^2)^{1/2} / (h + \zeta) = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\partial \zeta / \partial t + \partial [(h + \zeta) u] / \partial x + \partial [(h + \zeta) v] / \partial y = 0 \quad (3)$$

с начальными и граничными условиями

$$\zeta(x, y; 0) = \zeta_0(x, y), \quad (4)$$

$$u(x, y; 0) = u_0(x, y), \quad v(x, y; 0) = v_0(x, y), \quad (5)$$

$$\partial \zeta / \partial t \pm \sqrt{gh} \cdot \partial \zeta / \partial s = 0. \quad (6)$$

Здесь u , v — осредненные по вертикали скорости течения в направлениях x и y соответственно; ζ — отклонение уровня от равновесного состояния; h — глубина воды; t — время; g — ускорение силы тяжести; $k = 0,26 \cdot 10^{-2}$ — коэффициент сопротивления, моделирующий донное трение; f — параметр Кориолиса; s — требуемая составляющая координатного вектора точек горизонтальной плоскости.

Начальные условия (4), (5) соответствовали стационарному возвышению уровня в виде полосы длиной L_0 и шириной $2l_0$, к которой с обоих концов примыкали полусинусоидальные полукуполы, имеющие в плане вид полуокружностей. Семь исследованных версий очага возмущения имели одинаковые поперечные сечения, заданные положительной полусинусоидой с амплитудой, принятой за единицу вдоль всей полосы, но отличались значениями $L_0 = L_0/l_0$, которые брались равными 0, 2, 4, 6, 8, 14, 20. Версия с $L_0 = 0$ представлена осесимметричным куполом, поэтому она была выделена в самостоятельный вариант и названа «элементарным» источником. Оставшиеся версии нумеровались порядковыми номерами 1—6 соответственно.

Краевые условия (6) задавались как эквивалент физического представления о свободном выходе волны за пределы, не имеющей твердых границ расчетной области. Это позволило освободить результаты от вредного влияния отраженных волн.

Система уравнений (1)—(6) решалась методом расщепления на ЭВМ по смешанной явно-неявной численной схеме, организованной по регулярной шахматной сетке точек с двухступенчатым шагом по времени при попеременном выполнении временных операций разностями вперед и назад. Значения ζ на обоих временных уровнях вычислялись с помощью неявной процедуры, а значения u и v — посредством комбинаций явной и неявной процедур в пределах временного шага. При безусловной устойчивости метода точность получения приближенных сеточных значений решения контролировалась использованием правила Рунге при допустимом несовпадении этих значений в пределах не более 5%.

Каждая из рассмотренных версий характеризовалась следующими параметрами: общим количеством волн, номером максимальной волны, временем прихода (скоростью перемещения профиля) максимальной волны, скоростью перемещения профиля первого экстремума, наибольшими отклонениями свободной поверхности $A_{m+} - A_{m+}/A_0$ в гребне и $\bar{A}_{m-} = A_{m-}/A_0$ — в ложбине максимальной волны, наибольшей высотой $\bar{A}_m = \bar{A}_{m+} + |\bar{A}_{m-}|$ максимальной волны, а также соответствующими значениями \bar{A}_{1+} , \bar{A}_{1-} и \bar{A}_1 для первой волны, здесь A_0 — амплитуда начального возвышения.

Эффекты концентрации энергии в направлении малой оси симметрии полосы возмущения оценивались по значению \bar{A}_{m+} в предположении о постоянстве глубины водоема. Значение параметра Кориолиса соответствовало широте 60° . В качестве масштаба для расстояний в горизонтальной плоскости выбрана величина l_0 — полуширина начального возвышения свободной поверхности, в качестве единичного времени — величина $t^* = l_0/(gh)^{1/2}$. Поскольку длинноволновая модель предопределяет выбор параметра l_0 таким образом, чтобы выполнялось соотношение $2l_0/h = j$, где $j \geq 15$, то безразмерное время вводилось по формуле $\bar{t} = l(2/j)(g/l_0)^{1/2}$.

Материалом для сопоставлений послужили результаты экспериментов с одиночными и групповыми взрывами в различных средах [1, 4—13], а также результаты исследований кратерообразования при высокоскоростном ударе о преграду [11, 13].

Схема анализа примерно такова. Сложный источник возмущения обычным приемом разделяется на элементарные составляющие с присущими их действию всеми основными чертами явления, предполагающими признанную достоверность описания. Затем после формулировки необходимых допущений на уровне первого приближения описание взаимодействия составляющих, т. е. явления в целом, сводится к нестационарной задаче из нескольких временных стадий так, чтобы наличие экспериментального решения (по крайней мере, на самой ранней из них) давало надежду на отыскание аналогии среди вариантов, не вызывающих существенных затруднений для теоретического расчета на ЭВМ. В окончательных результатах влияние особенностей группового взрыва представляется возможным учесть посредством поправок к известному экспериментальному решению для взрыва каждого заряда из серии, полученных на основе физико-математического описания волновых движений от сосредоточенного и пространственно распределенного возмущений-аналогов.

Рис. 1 иллюстрирует характер деформации головной волны, сформированной при распаде стационарного синусоидального купола, в зависимости от расстояния $\bar{r} = r/l_0$. Головная волна здесь является одновременно и максимальной. Здесь же показана зависимость амплитуд $\bar{A}_1 = A_1/R_0$ и $\bar{A}_{1-} = A_{1-}/R_0$ от величин $\bar{R} = r/R_0$ и $H = H/R_0$, где R_0 — начальный радиус заряда, H — глубина взрыва. Эксперимент выполнен в водоеме с $h = 4R_0$. Рис. 1, а заимствован из [4].

Известно, что мгновенный профиль свободной поверхности существенно зависит от вида функции распределения начальных возвышений по поперечному сечению [14]. Здесь важно, что выбранное модельное возмущение (применительно к головной волне) дает полную качественную аналогию с развитием процесса при реальном разры-

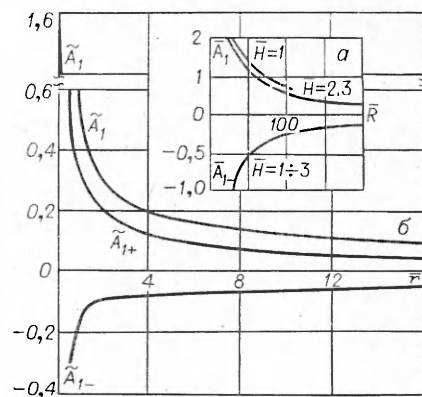


Рис. 1. Деформация головной волны в зависимости от расстояния при одиночном взрыве (а) и при распаде осесимметричного купола (б).

ве. В самом деле, с ростом расстояния все экстремальные характеристики профиля монотонно убывают, причем это убывание отличается весьма схожей неравномерностью.

Вместе с тем количественные значения указанных волновых параметров для любых абсолютных значений времен и расстояний не допускают преобразований подобия и никоим образом не могут быть рассчитаны для взрыва на основании описанного здесь модельного эксперимента. Естественно, однако, предположить, что совокупность элементарных источников будет формировать такую результирующую картину, при которой эффекты взаимодействия элементарных составляющих по отношению к действию каждой из них будут выражаться одинаковым числовым коэффициентом с любой другой аналогичной совокупностью возмущений качественно того же типа, если коэффициент пропорциональности в преобразованиях подобия для сходных точек адекватным образом определен.

Проанализируем случай, когда образовавшаяся первоначально волна непрерывна по фронту, и направленность излучения волновой энергии, присущая очагам с нарушенной осевой симметрией, проявляется в максимальной степени. Здесь несколько неожиданной, хотя и вполне объяснимой, выглядит возможность распространения сделанного выше предположения на любую среду, если условия в ней на момент замера могут быть сформулированы в рамках одной схемы, например схемы идеальной жидкости. Правомерность и необходимость такого подхода неоднократно обсуждались в литературе и считаются вполне обоснованными [2, 13].

В рамках удобной для целей данного исследования «твердо-жидкостной» модели среды [13] величину характеристической скорости деформации, разделяющую два этих фазовых состояния, всегда можно подобрать так, что весь процесс развития головной волны, начиная от момента взрыва, окажется состоящим из стадии формирования головного гребня вне зависимости от природы источника возмущения и стадии деформации гребня под воздействием силы тяжести.

При групповом взрыве первая стадия заканчивается в момент полного образования воронки, а вторая отсутствует, поскольку среда при реальных условиях уже не обладает свойством текучести. В случае распада начального стационарного возвышения жидкой массы характер образования головного гребня таков, что при попытке зафиксировать начало второй стадии процесса (в момент, например, первой смены знака скорости оседания на эпицентральной линии) возникает некоторая неопределенность в представлении о начальной амплитуде этого гребня.

Неопределенность связана с кумулятивным действием источника и зависимостью осевого положения фокуса кумуляции волновой энергии от размеров очага. Однако разброс экспериментальных данных по амплитуде в гребне невелик: при $2 \leq \bar{L}_0 \leq 20$ он не превышает 12%, а при $4 \leq \bar{L}_0 \leq 20$ значения A_{1+} совпадают с точностью до 0,001. Головной гребень имеет форму, отличную от постулированной для плоских волн, и отношение его амплитуд поперек и вдоль источника с учетом сказанного выше составляет около 2,2.

Форма и размеры навала пород, образовавшегося по краю выемки при групповом подземном взрыве на выброс, приведены в работе [6]. Показано, что траншейная выемка и навал выброшенного грунта имеют в плане форму удлиненного эллипса, очертания которого между крайними зарядами почти параллельны эпицентральной линии. Высота гребня навала от первоначальной поверхности по бортам траншеи оказалась в 1,3—2,3 раза больше, чем в ее торцевой части, причем максимальная величина этого отношения соответствует сечению вдоль малой оси симметрии.

Таким образом, при соблюдении определенных требований к размещению одиночных зарядов их синхронное взрывание вызывает поверх-

ностные эффекты, адекватные эффектам при цилиндрическом взрыве, а совпадение величин отношения амплитуд окончательно сформированного головного гребня поперек и вдоль очага возмущения с точностью до 5% является хорошим аргументом в пользу сделанного ранее предположения о том, что анизотропия излучения волновой энергии (в данном случае в момент начала второй стадии развития), для источников с установленным характером функционирования определяется исключительно формой очага в плане и для очагов одинаковой формы не зависит от вида функционирования их элементарных составляющих.

Естественно, однако, ожидать, что параметры технологической схемы взрыва, обеспечивающей первоначальную непрерывность волнового фронта, должны претерпевать некоторые, по-видимому, весьма значительные изменения при переходе к идеальной среде с иными характеристиками. Если значение этих параметров при взрыве на вспучивание или на выброс под дном водоема легко получить на основании данных работ [6, 15] при условии обеспечения ровности дамбы или траншейной выемки, то подводные взрывы в этом отношении практически не изучены.

Технологическая схема группового подводного взрыва в мелком водоеме, приводящая к непрерывности волнового фронта, должна удовлетворять (в первом приближении) следующим требованиям. Независимо от заглубления зарядов и глубины водоема они разносятся друг от друга на расстояния, не превышающие максимального радиуса пузыря, равного в этом случае $34 R_0$. Согласно результатам экспериментальных исследований [1, 7] и в соответствии с элементарными геометрическими построениями, такое расположение зарядов обеспечит необходимый уровень взаимодействия газовых полостей, в процессе которого неровности результирующего пузыря (равные при сохранении образующими строго сферической формы $\sim 15\%$ максимального радиуса) будут сглаживаться. Это происходит за счет неконтактного присутствия соседних пузырей [7, 16] и увеличения давления в окрестности встречи их поверхностей [17].

В силу интерференционной природы процесса образования головной волны с фронтом, непрерывным в направлении наибольшей вытянутости источника возмущения, целесообразно хотя бы приблизительно оценить величину временного сдвига при взрывании зарядов, за пределами которого следует ожидать значительную или полную утрату когерентности и, следовательно, несоблюдение принципа Гюйгенса — Френеля.

Группа опытов [1] специально посвящена определению оптимального интервала замедления последовательных взрывов, при котором обеспечивался наиболее интенсивный прорыв границы между газовыми пузырями. В нашей схеме сохранение ее целостности во все время контакта поверхностей обязательно.

Поскольку в мелком водоеме пузырь достигает максимальных размеров примерно за время, равное периоду пульсации в безграничной жидкости [7], являющемуся в конкретных условиях величиной постоянной, последний удобно использовать в качестве единичного времени. Тогда оказывается [1], что разновременность взрывания в пределах 10% от периода глубоководных пульсаций пузырей, центры которых разнесены по прямой на указанные выше расстояния, не должна приводить к нарушению целостности совместной границы газовых полостей.

Определенные таким образом расположение зарядов и порядок их взрывания дают те ориентировочные границы интервалов для соответствующих значений параметров схемы, за пределами которых явление направленного излучения волновой энергии, характерное для цилиндрического взрыва, не реализуется.

Как видно из анализа выполненных в ходе исследования численных экспериментов, разброс данных по амплитуде в головном гребне на момент его окончательного формирования практически мало зависит от

длины \bar{L}_0 очага возмущения. Вместе с тем значение \bar{L}_0 определяет весьма существенные различия в амплитуде гребня в последующее время. Здесь возникает проблема выбора масштаба горизонтальных расстояний.

Пусть некоторый виртуальный масштаб l_{0v} расстояний в горизонтальной плоскости введен так, что независимо от конкретного закона функционирования каждого из двух элементарных осесимметричных источников, один из которых принят за эталон, формирование головного гребня заканчивается на одинаковых относительных удалениях от эпицентра. Покажем, что равенство размеров взрывного и модельного источников возмущения в плане, достигнутое при таком подборе масштабов l_0 и l_{0v} , приводит, в свою очередь, к равенству безразмерных эпицентральных удалений, на которых отношение амплитуд головного гребня поперек и вдоль каждого из очагов является для них попарно одинаковым.

На основании изучения результатов и схемы одиночного и группового взрывов в грунтах [6] длина взрывного очага L_{0v} , определенная с учетом характера азимутальной неравномерности выброса по среднему гармоническому l_{0v} в пределах диапазона изменения радиуса воронки по гребню навала, может быть принята равной 3,42. При этом значения безразмерных эпицентральных удалений головного гребня в момент его окончательного формирования, рассчитанные посредством линейной интерполяции между имеющимися данными для распада модельных источников ($L_0 = 2$, $r = 2,008$; $L_0 = 4$, $\bar{r} = 1,420$) и полученные из опыта по видимой ширине траншеи вдоль ее центрального поперечника, совпадают с точностью до 1,2%. Можно, следовательно, утверждать, что и при дальнейшем распространении волны от протяженного очага с виртуальным параметром \bar{L}_{0v} эффект направленности на равных безразмерных расстояниях окажется таким же, как у эталонного очага, имеющего параметр $L_0 = \bar{L}_{0v}$.

Отыскание зависимостей, определяющих эпицентральное удаление головной волны на момент ее окончательного формирования, принципиальных затруднений не вызывает. Величина поправки κ на направленность пространственно протяженного волнового излучателя типа взрыва приведена на рис. 2 в зависимости от расстояния $\bar{r}_v = r/l_{0v}$ для различных значений параметра $\bar{L}_{0v} = L_{0v}/l_{0v}$, где L_{0v} — абсолютная длина взрывного очага между крайними зарядами. Штриховые линии — результат интерполяции. Эта поправка вычислена как отношение $\bar{A}_{1+}^i/\bar{A}_{1+}^0$ по данным модельного эксперимента с распадом стационарного начального возвышения. Индекс i — номер версии, т. е. идентификатор источника с некоторым данным значением параметра $\bar{L}_{0v} \neq 0$; 0 — идентификатор сосредоточенного элементарного возмущения, для которого $\bar{L}_{0v} = 0$.

Окончательное решение ищется в виде

$$A_{1+}(\bar{r}_v, L_{0v}) = \kappa(r_v, L_{0v}) A_{1+}^0(\bar{r}_v), \quad 2 \leq \bar{r}_v \leq 20. \quad (7)$$

Поскольку данные численного эксперимента на пределе расчетной области хорошо ложатся на одну зависимость, можно предполагать, что экстраполяция выражения (7) позволит получить достаточно надежные приближенные оценки высоты головного гребня и на удалениях, существенно превышающих указанные.

Анализ поведения ложбины, непосредственно следующей за головным гребнем, представляет самостоятельный интерес, так как при распаде модельных очагов с параметром $L_0 \geq 6$ выявлено существование расстояний, в пределах которых суммарная амплитуда волны не убывает или увеличивается за счет роста значения $|\bar{A}_{1-}|$. Аналогичное развитие ложбины при взрывном возмущении может привести к тому, что высота волны на этих удалениях окажется на порядок больше, чем при взрыве, равном по мощности элементарному заряду. Характерно, что длина волны при этом соответственно увеличивается в 3—4 раза. В ус-

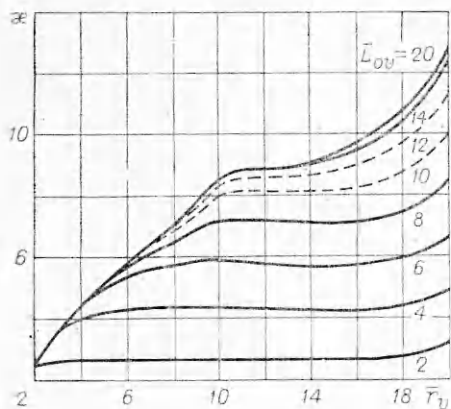


Рис. 2. Величина поправки κ на различных эпицентральных удалениях.

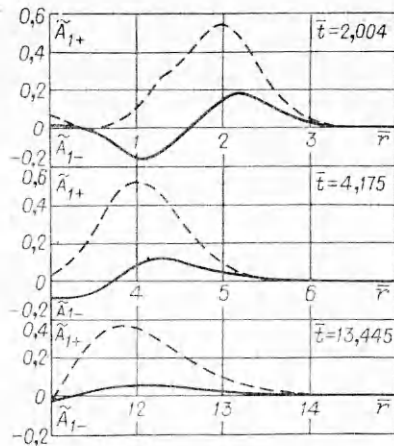


Рис. 3. Эволюция волнового профиля для различных видов источника возмущения в плане.
— осесимметричный очаг;
- - - - - полюса.

ловиях отсутствия данных, необходимых для точной оценки указанного эффекта, длину волны и значение A_{1-} приближенно можно считать независимыми от направленности излучателя волновой энергии и равными соответствующим значениям при одиночном взрыве.

Таким образом, предложенный в настоящей работе подход дает простой и эффективный способ инженерного расчета амплитуды головной волны, образовавшейся при групповом взрыве одиночных зарядов под водой, в направлении наибольшей концентрации волновой энергии.

Следует отметить также, что вид зависимости $\kappa = \kappa(\bar{r}_v, L_{0v})$ свидетельствует о наличии предела для функции $A_{1+} = A_{1+}(\bar{r}_v, L_{0v})$ по параметру L_{0v} во всем диапазоне рассмотренных эпицентральных удалений. Соответствующее указанному пределу значение L_{0v} на заданном эпицентральной удалении легко определяется при помощи рис. 2. Кроме того, скорость распространения волны во всех случаях близка к теоретической.

В заключение остановимся на характеристике геометрии волновых профилей, вид которых в различные моменты времени приведен на рис. 3 ($L_0 = 8$). Для осесимметричного источника крутизна внешнего склона всюду в пределах расчетной области меньше, чем наклон внутреннего. Вытянутый очаг характеризуется качественно неоднозначным соотношением крутизны внешнего и внутреннего склонов в процессе распространения колебаний. Нетрудно видеть, что в момент времени, близкий к моменту окончательного формирования головной волны при осесимметричном очаге ($\bar{t} = 1,169$), оба сопоставляемых внутренних склона почти параллельны. При этом внешняя сторона профиля протяженного возмущения круче внутренней и примерно вдвое круче внешнего склона расходящейся кольцевой волны.

В процессе последующего перемещения указанное соотношение крутизны внешней поверхности головного гребня для рассматриваемых форм очага возмущения в плане сохраняется. Однако постепенный спад высоты гребня, сопровождающийся его растягиванием, во всех случаях приводит к уменьшению абсолютной крутизны переднего склона.

Имеющиеся данные о волнах взрывного происхождения [4] демонстрируют полную качественную аналогию с результатами численного моделирования распада осесимметричного возмущения. В качестве прогнозируемых величин наклона внешней стороны волнового профиля при групповом взрыве могут быть названы, по-видимому, значение $40-45^\circ$ в первое время после формирования и в 3-4 раза меньшее значение

на границе исследуемой области. Сказанное справедливо практически для всех $L_{00} \geq 4$.

Подведем итоги проведенного исследования. При размещении под водой серии одиночных зарядов, расположенных на прямой детонирующей линии, условиями реализации волновых эффектов, свойственных цилиндрическому взрыву, являются неперевышение расстояния между зарядами максимального радиуса единичного пузыря и синхронизация подрыва в пределах 10% от периода глубоководной пульсации элементарной газовой полости.

Окончательно сформировавшийся после взрыва головной гребень имеет амплитуду, абсолютная величина которой определяется характером функционирования источника возмущения и параметрами среды, тогда как отношение измеренных в тот же момент амплитуд поперек и вдоль источника зависит исключительно от соотношения размеров последнего в плане, если особенности развития процесса на данной стадии допускают идеализацию среды в рамках одной модели.

Выбор коэффициента пропорциональности в преобразованиях подобия для точек, сходных в смысле равенства указанного отношения, из условия одинаковости безразмерных эпицентральных удалений гребня первой элементарной кольцевой волны в момент его окончательного формирования позволяет осуществить несложные преобразования подобия для амплитуды гребня на любом другом расстоянии в направлении наибольшей концентрации волновой энергии. При этом в качестве модельного возмущения может быть использован источник, для которого теоретический расчет волновой картины на ЭВМ не вызывает существенных затруднений.

Групповой взрыв, выполненный по рассмотренной здесь технологической схеме, может, по-видимому, сопровождаться неожиданными эффектами роста суммарной амплитуды и длины головной волны с расстоянием. Однако это предположение требует дополнительной проверки.

Скорость распространения волны при групповом взрыве не отличается от соответствующей величины при элементарном возмущении.

Внешняя поверхность распространяющегося волнового профиля наклонена примерно вдвое круче соответствующей поверхности расходящейся кольцевой волны. Можно ожидать, что в широком диапазоне длин очага крутизна переднего склона в первое время после формирования будет составлять 40—45°, уменьшаясь в 3—4 раза на удалении, равном примерно десятикратной начальной ширине зоны возмущения, очерченной по гребню первой волны.

Поступила в редакцию 3/XI 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Перехвальский, А. Н. Салов, Г. В. Ставер. ФГВ, 1975, 11, 2, 304.
2. В. М. Кузнецов, Э. Б. Поляк. ФТПРПИ, 1974, 4, 32.
3. Н. Е. Вольцингер, Р. В. Пясковский. Теория мелкой воды. Л.: Гидрометеиздат, 1977.
4. Л. С. Козаченко, Б. Д. Христофоров. ФГВ, 1972, 8, 3, 433.
5. В. Le Méhauté. Adv. in Hydrosci., 1971, 7, 1, 1.
6. К. В. Мясников, Л. Б. Прозоров, И. Е. Ситников.— В сб.: Атомные взрывы в мирных целях. М.: Атомиздат, 1970.
7. В. Л. Заонегин, Л. С. Козаченко, В. Н. Костюченко. ПМТФ, 1960, 2, 120.
8. Э. А. Кошелев, Е. Н. Шер. ФГВ, 1972, 8, 3, 441.
9. В. Ф. Минин. ПМТФ, 1964, 3, 159.
10. Ч. Л. Мейдер.— В сб.: Подводные и подземные взрывы. М.: Мир, 1974.
11. Расчет двумерной осесимметричной задачи о сильном контактном взрыве. Отчет № 1565, НИИ механики МГУ, 1974.
12. A. J. Chabai. J. Geophys. Res., 1965, 70, 20, 5075.
13. М. А. Лаврентьев, Б. В. Шабат. Проблемы гидродинамики и их математические модели. М.: Наука, 1973.
14. С. Ф. Доценко, Б. Ю. Сергиевский, Л. В. Черкесов.— В сб.: Поверхностные и внутренние волны. Севастополь, МГИ АН УССР, 1978.

15. О. Л. Кедровский, И. Я. Иванов и др.— В сб.: Атомные взрывы в мирных целях. М.: Атомиздат, 1970.
 16. Р. Коул. Подводные взрывы. М.: ИЛ, 1950.
 17. Б. В. Замышляев, Ю. С. Яковлев. Динамические нагрузки при подводном взрыве. Л.: Судостроение, 1967.

УДК 533.601.1

ВОЗБУЖДЕНИЕ ГАЗОВОЙ ДЕТОНАЦИЕЙ УДАРНЫХ ВОЛН В ТРУБАХ

*Т. П. Гавриленко, В. В. Григорьев, С. А. Ждан,
Ю. А. Николаев, В. И. Феденок*
(Новосибирск)

Задача представляет интерес в связи с проблемами инициирования детонации ударной волной, передачи детонации через инертные пробки и техники безопасности. В работе проведены экспериментальные исследования, расчет на ЭВМ с учетом потерь и построена приближенная модель затухания амплитуды ударных волн.

Постановка эксперимента. Экспериментальная установка состояла из дюралюминиевой трубы диаметром 30 мм, разделенной мембраной на детонационную секцию, заполняемую взрывчатой смесью, и ударную, заполняемую воздухом. Иницирование проводилось у глухого торца детонационной секции электрическим разрядом (автомобильная система зажигания). Длина детонационной секции составляла 0,161, 0,292 и 1,33 м, шероховатость внутренней поверхности трубы в среднем — ~60 мкм. Мембрана представляла собой растянутую тонкую резину, самоубирающуюся при прокалывании иглой в зазор (0,3 мм) между детонационной и ударной секциями¹. Обе секции и стык между ними герметизировались. После вакуумирования обеих секций в них напускались соответствующие газы до давления 1 атм. Перепад давлений между секциями был не более 0,5%. Детонация инициировалась через несколько секунд после прокалывания мембраны. Взрывчатая смесь готовилась предварительно, использовались газы из технических баллонов. Эксперименты проводились со смесями $C_2H_2 + aO_2 + bN_2$, где $a = 1,2; 2,5; b = 0; 0,9$.

Скорость волны в обеих секциях определялась хронометрированием (частотомер ЧЗ-34А) прихода волны к пьезоэлектрическим датчикам давления с размером чувствительного элемента 1 мм и расстоянием между ними 100—300 мм. Численное дифференцирование координаты по времени проводилось по двухточечной схеме (ширина штриховки на рис. 1 соответствует разбросу данных как в одном опыте, так и от опыта к опыту) и посредством параболического сглаживания по пяти точкам (метод наименьших квадратов). Сглаженные профили для различных опытов практически совпадают и лежат в серединах заштрихованных полос. Разброс данных вызван, по-видимому, большими возмущениями вблизи фронта, источником которых явилось неравномерное смещение газов вблизи мембраны.

Численное решение задачи. Течение газа за фронтом ударной волны с учетом трения и теплоотвода в стенке трубы описывалось системой уравнений в безразмерных переменных:

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \bar{u})}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial (\bar{\rho} \bar{u})}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{p} + \bar{\rho} \bar{u}^2)}{\partial x} = -\kappa \bar{\rho} \bar{u} |\bar{u}|/2,$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\bar{p}}{\gamma - 1} + \bar{\rho} \bar{u}^2/2 \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} \bar{p} + \bar{\rho} \bar{u}^2/2 \right) \bar{u} \right] = \quad (1)$$

¹ Данная конструкция мембраны предложена В. Ю. Ульяницким.