

УДК 534.222.2

СТРУКТУРА УДАРНЫХ ВОЛН В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ ПРИ ВЗРЫВЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ЗАРЯДОВ В ВОЗДУХЕ

А. В. Пинаев, В. Т. Кузавов, В. К. Кедринский

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск

Определены профили и величины давления в ударных волнах при взрыве в воздухе сферических, линейных и пространственных зарядов типа витка объемной спирали, плоских кольцевых витков и спиралей Архимеда различной длины. При взрыве колец и спиралей вдоль направления их осей вблизи зарядов регистрируется сложная структура волнового поля в виде последовательности нескольких ударных волн, наблюдаются более слабое затухание ударных волн с расстоянием и амплитуды давления в 2–3 раза выше, чем в случае со сферическим зарядом той же массы. Установлено, что увеличение длины плоской спирали не приводит к росту максимального давления в ударной волне на расстояниях порядка нескольких шагов спирали от ее плоскости. С удалением от пространственных зарядов различной формы, но одинаковой массы значения давлений во фронте ударных волн совпадают и асимптотически стремятся к значениям параметров сферического взрыва при существенном увеличении длительности излученного пространственным зарядом волнового пакета. Приведены зависимости для оценки амплитуд давления ударных волн в ближней зоне взрыва.

Введение. Заряды конденсированных взрывчатых веществ (ВВ), химически активные газовые смеси и источники взрывного типа используются для решения ряда проблем в гидроакустике в качестве мощных источников звука, излучение которых регистрируется на значительном расстоянии, а системы антенного типа из таких источников и пространственные заряды типа спиралей позволяют решать проблемы, связанные с направленностью излучения и его длительностью [1, 2]. Заметим, что последние формируются из так называемых шнуровых зарядов, при помощи которых можно решать задачи гидроакустики, используя эти линейные заряды в качестве непрерывно распределенных источников взрывного звука. Данные многолетних исследований по распространению взрывных волн от линейных (а также сферических) зарядов в различных средах приведены в [3].

Целью данной работы является исследование параметров и структуры волнового поля при взрыве в воздухе объемных зарядов типа колец и плоских спиралей. Ближнюю зону для пространственных зарядов в целом определим диапазоном расстояний $0 < r \leq 15R_0$, отсчитываемых от центра (плоскости) заряда с характерным радиусом R_0 . Для самого детонационного шнура (ДШ), из которого сформирован пространственный заряд, масштаб ближней зоны ($r \leq 15r_0$) определяется радиусом его поперечного сечения r_0 .

1. Постановка экспериментов. Эксперименты с пространственными зарядами, а также тестовые эксперименты со сферическими и линейными зарядами проводились в сферической взрывной камере диаметром 10 м с горизонтальным бетонным полом, расположенным на 1 м ниже ее центра. В опытах использовался промышленный ДШ, состоящий из гексогена плотностью около $1,6 \text{ г/см}^3$ с диаметром заряда ВВ 3 мм и внешней коаксиальной оболочки с наружным диаметром 4,8 мм, пропитанной водоотталкивающим составом. Удельный вес ВВ в шнуре составляет 11–12 г/м, инертной оболочки — 11 г/м, удельная теплота взрыва Q — 1400 ккал/кг, скорость детонации — 7,5 км/с. Заряд инициировался

промышленными высоковольтными детонаторами ЭДВ-1 и ЭД-637, содержание вторичного ВВ в которых составляло соответственно около 1 и 0,3 г.

В тестовых экспериментах линейный заряд из ДШ длиной 2–3 м подвешивался горизонтально на высоте 1,5 м от пола и инициировался с одного конца. В центральной плоскости, перпендикулярной оси заряда, вдоль радиусов окружности (с шагом 45°) располагались три датчика давления. Ударные волны (УВ) регистрировались на расстояниях $r = 15, 20, 50, 100$ см от оси заряда. Сферический литой заряд из ТГ 50/50 радиусом 12 мм (эквивалентен заряду ДШ длиной 1 м) инициировался из центра детонатором ЭД-637, давление измерялось пьезодатчиком на расстояниях $r = 10, 15, 30, \dots, 150$ см от центра заряда. Скорость УВ измерялась по интервалу времени регистрации волны двумя стержневыми пьезодатчиками (радиус кристалла $r_0 = 1$ мм) на базе 15 мм.

Плоские кольцевые заряды диаметром $D_0 = 300, 450, 600$ мм, витки объемной спирали с шагом $h = 150$ мм, $D_0 = 300$ мм и длиной $L = 1$ м, витки плоской спирали с шагом $h = 150$ мм, $L = 1$ м и заряды в виде плоской спирали Архимеда (длина ДШ 10 м, шаг 150 мм) фиксировались на жестком цилиндрическом каркасе из стальной проволоки диаметром 6 мм и подвешивались на высоте 1,5–2,0 м от пола. Форма каркаса и способ крепления к нему ДШ позволяли избежать заметных искажений поля давления из-за отраженных от каркаса волн. Для ослабления взрывной волны от инициирующего детонатора экспериментальная сборка содержала стальную толстостенную трубку длиной около 1 м, внутри которой находился отрезок ДШ, соединяющий исследуемый заряд с детонатором. Детонация возбуждалась с наиболее удаленного от датчика конца заряда, а УВ регистрировались одним пьезодатчиком вдоль оси заряда в диапазоне относительных расстояний $r^* = r/R_0 = 1 \div 10$ или $r^* = r/h = 1 \div 10$, отсчитываемых от его центральной плоскости симметрии (для объемного витка центр симметрии расположен на оси на расстоянии 75 мм от торцов).

Сигналы датчиков давления подавались последовательно на истоковый повторитель с входным сопротивлением 10^9 Ом и двухлучевой цифровой осциллограф С9-16, информация с которого считывалась на компьютер РС-386. Запуск осциллографа осуществлялся с помощью генератора задержки импульсов ГЗИ-6 высоковольтным (5 или 10 кВ) импульсом тока, используемым для инициирования детонатора.

В схеме регистрации ударных волн удалось существенно снизить “паразитные” эффекты, которые, как известно, связаны с возбуждением электрических сигналов в кабелях и разъемах, вызванных механическими нагрузками, а также с электромагнитными излучениями, обусловленными воздействиями ударных волн на материалы, используемые для крепления и акустической развязки датчиков. Эти эффекты возникают в резиновых или пластмассовых трубах, используемых для защиты от кабельного эффекта при ударно-волновом воздействии.

Конструкция указанных стержневых датчиков и способ измерения давления описаны в [4]. Дополнительно были изготовлены ножевые датчики с дисковой пластиной диаметром 30 мм и толщиной ее центральной части 3,5 мм, в углублении которой к корпусу припаян пьезоэлемент диаметром 2 мм и толщиной 0,4 мм. Дисковая пластина крепилась к медной трубке диаметром 7 мм и длиной 70 мм. Собственная частота датчиков составляла 300–500 кГц. В описываемых экспериментах датчики на основе сегнетоэлектрика ЦТС-19 более предпочтительны, чем турмалиновые датчики с относительно низкой чувствительностью.

2. Результаты тестовых измерений. При проведении тестовых экспериментов особенно существенны данные по линейным ДШ, на основе которых формировались описанные выше пространственные заряды. Эти данные, а также данные по сферическим зарядам сравнивались с полученными в [3, 5, 6]. Проходящие УВ в тестовых экспериментах измерялись ножевыми датчиками с плоскостью диска, перпендикулярной фронту волны.

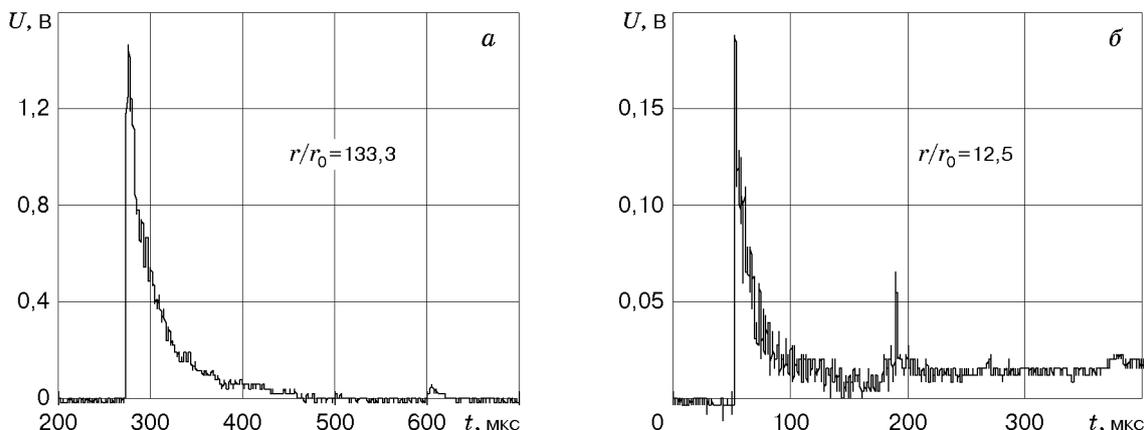


Рис. 1. Экспериментальные профили давления при взрыве зарядов ВВ:
 а — линейного ($r \approx 20$ см), б — сферического ($r \approx 30$ см)

Экспериментальные данные по максимальному давлению в проходящих УВ совпали с расчетными при той же скорости волны. В опытах с падающей УВ, в которых использовались тарированные в ударной трубе торцевые датчики, амплитуды также оказались близки к расчетным для отраженных УВ.

Линейный заряд. Экспериментальные профили давления в УВ от взрыва линейного заряда приведены на рис. 1,а для $r \approx 20$ см (для сравнения на рис. 1,б показан профиль давления от взрыва сферического заряда весом 100 г для $r \approx 30$ см). Видна характерная двухволновая структура (вторая, более слабая УВ регистрируется примерно через 340 мкс за фронтом основной волны). Характерная длительность волны τ (время, отсчитываемое от фронта УВ до выхода скачка давления на нуль) возрастает с удалением от заряда. Так, при $r = 150, 200, 500, 1000$ мм она меняется в интервалах $\tau = 150\text{--}250; 190\text{--}280; 350\text{--}420; 500\text{--}580$ мкс соответственно.

Давление во фронте проходящей УВ Δp_1 убывает от 1,02–0,63 до 0,065–0,055 МПа с увеличением r в указанном диапазоне (точки на рис. 2). Экспериментальные кривые 2 и 4 для падающих и проходящих УВ соответственно получены по усреднению 10 опытов при каждом значении r . Наибольший разброс значений Δp_1 относительно средней величины составляет $\pm(25\text{--}30)\%$ и имеет место вблизи заряда ($r = 150, 200$ мм) как в одном опыте для разных датчиков, так и в различных опытах для одного датчика при одном и том же значении r . Соответствующее среднеквадратичное отклонение составля-

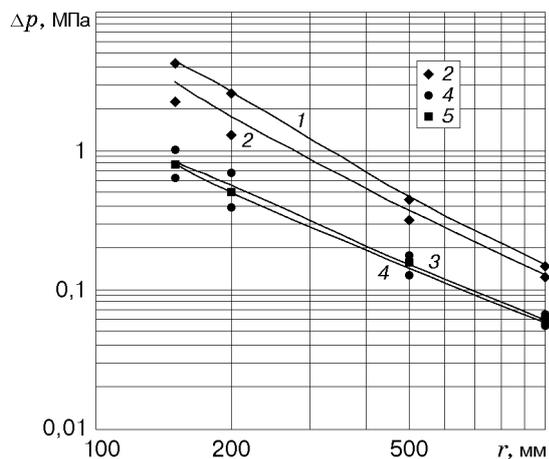


Рис. 2. Затухание ударных волн при взрыве линейных зарядов:

1, 3 — расчет для отраженной и проходящей УВ; 2, 4 — экспериментальные данные по давлению в падающей Δp_2 и проходящей Δp_1 УВ; 5 — экспериментальные данные [5]

ет 10–13%. Для $r = 1$ м разброс значений Δp_1 уменьшается до $\pm(5-7)\%$ и практически совпадает с ошибкой измерений (менее 5%). Очевидно, на стадии расширения продуктов взрыва неоднородный характер разрушения инертной оболочки заряда существенно влияет на формирование и параметры УВ, что подтверждается анализом осциллограмм (пульсации давления во фронте, профиль волны).

На ослабление ударной волны оболочкой заряда указано в [5, 7], хотя о наличии неустойчивости и разбросе параметров УВ от опыта к опыту при взрыве ДШ в этих работах не сообщалось. В [5] установлено, что при наличии инертной оболочки с удельным весом 19 г/м и ВВ (гексогена) с удельным весом 14,2 г/м давление во фронте УВ в ближней зоне понижается в 2,5 раза, а импульса (по фазе сжатия) — в 1,8 раза по сравнению со взрывом такого же заряда ВВ без оболочки. В [7] при детонации короткого отрезка ДШ тэна на теплограммах зарегистрировано существенное (в 1,5–2 раза) уменьшение скорости фронта УВ по сравнению с расчетом без учета оболочки на расстояниях от заряда до $50r_0$.

Скачки давления во фронте проходящей УВ Δp_{1p} , рассчитанные по величине средней скорости D ударной волны, и экспериментальные $\Delta p_{1э}$ (соответственно кривые 3, 4 на рис. 2) практически совпадают во всей области измерений с экспериментальными данными [5] и могут быть аппроксимированы зависимостью

$$\pi_1 = bx^{-a}, \quad (1)$$

где $a = 1,372$. Если $\pi_1 = \Delta p_1$ и измеряется в мегапаскалях, а x — в метрах, то коэффициент $b = 5,655 \cdot 10^{-2}$. Если $\pi_1 = \Delta p_1/p_0$ и $x = r/r_0$, то $b = 4240,1$. В случае введения характерного размера для цилиндрического заряда $\lambda = (q_l/p_0)^{0,5}$ [5], где $q_l = Qm/L$ — теплота взрыва на единицу длины заряда; $m/L = 11,5$ г/м — удельный вес заряда, то $\lambda = 0,82$ м, и для $\pi_1 = \Delta p_1/p_0$, $x = r/\lambda$ имеем $b = 0,743$.

Сферический заряд. В результате аналогичных измерений для сферического заряда получен разброс значений Δp_1 во фронте УВ на расстояниях $r = 0,1; 0,15$ м того же порядка, что и для линейного заряда. Это свидетельствует о наличии неустойчивости границы расширяющихся продуктов и проявлении неустойчивости на ранней стадии формирования УВ даже при отсутствии инертной оболочки. При $r > 0,3$ м разброс значений Δp_1 не превышает ошибки измерений. Экспериментальные результаты измерения давления в УВ ножевыми и торцевыми датчиками, а также расчетные значения перепада давления по величине скорости проходящих и падающих УВ приведены на рис. 3. При этом относительный перепад давления $\Delta p_1/p_0$ в проходящей УВ в зависимости от r/r_0 во всем диапазоне измерений описывается зависимостью (1) при $a = 2,039$, $b = 3,56 \cdot 10^3$.

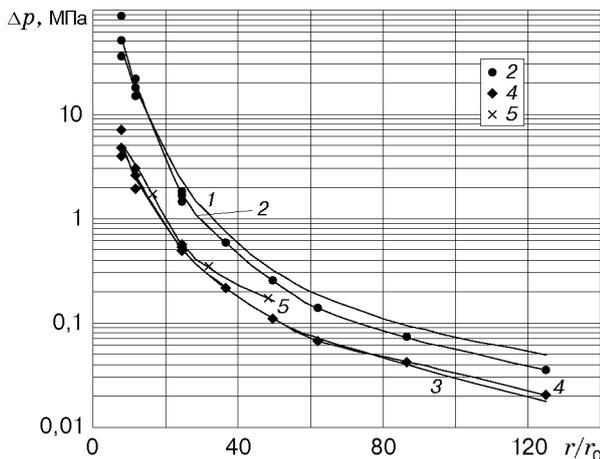


Рис. 3. Затухание ударных волн при взрыве сферических зарядов:

1, 3 — расчет для отраженной и проходящей УВ; 2, 4 — экспериментальные данные по давлению в падающей Δp_2 и проходящей Δp_1 УВ; 5 — экспериментальные данные [7]

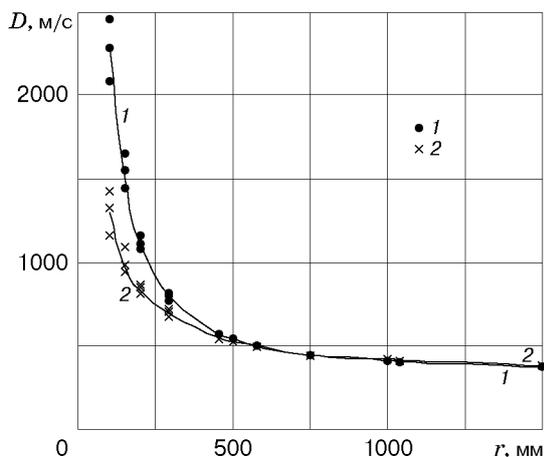


Рис. 4. Изменение скорости УВ с расстоянием при взрыве сферического (1) и линейного (2) зарядов

Тарировочные коэффициенты торцевых пьезодатчиков для линейного и сферического случаев совпадают в пределах ошибки измерений и позволяют определять давление в УВ с погрешностью менее 5%. Результаты измерения скорости УВ D в зависимости от r для сферического и линейного зарядов приведены на рис. 4. Погрешность измерений значений D составляет около 3%. Их разброс вблизи заряда наибольший и совпадает во всей области измерений с разбросом значений Δp_1 .

3. Кольцевые и спиральные заряды. Заметим, что при регистрации УВ от взрыва пространственных зарядов ножевые датчики не столь эффективны в ближней зоне из-за пространственного характера течения: они искажают поток. В результате возникают отраженные волны и область “тени” для пьезокристалла. В описываемых опытах с пространственными зарядами давление в УВ измерялось вдоль выделенного направления по оси торцевыми пьезодатчиками, создающими меньшее искажение потока. Для пространственных зарядов скачок давления в проходящих УВ $\Delta p_1 = p_1 - p_0$ определялся с использованием тарировочных кривых $\Delta p_1 = k\Delta p_{2\theta}$, полученных в тестовых измерениях (тарировка в падающей волне).

На первом этапе экспериментов сравнивались заряды одной и той же массы, но различной формы. Профили давления оказались подобными для всех трех типов зарядов. Характерные осциллограммы давления при различных относительных расстояниях r^* приведены на рис. 5 для зарядов ДШ с $L = 1$ м. В ближней зоне ($r^* = 1$) наблюдается двухволновая структура. При этом интенсивность второй волны может превышать интенсивность первой в 1,5–2 раза для кольца (рис. 5,а) и объемной спирали (рис. 5,б) и в 6–7 раз для плоской спирали. Происхождение первой волны связано со взрывом ближнего к датчику конца заряда, второй — с фокусировкой криволинейной УВ, сходящейся во внутренней области заряда. На большем удалении от заряда головная УВ имеет плавно спадающий треугольный профиль (рис. 5,а–в, справа). Длительности волн τ для рассмотренных форм зарядов при одинаковых r^* почти совпадают, а с ростом r^* от 1 до 10 их величина изменяется соответственно от 60–125 до 650–700 мкс практически по линейной зависимости (см. таблицу).

Форма заряда	τ , мкс						
	$r^* = 1$	$r^* = 2$	$r^* = 3$	$r^* = 4$	$r^* = 5$	$r^* = 7$	$r^* = 10$
Кольцо	110–125	140–150	190–290	280–290	320–370	465–475	650
Объемный виток	80–105	120–140	170–190	240–270	305–320	440–475	680–700
Плоский виток	60–95	140–170	140–190	195–230	340	385	550–650

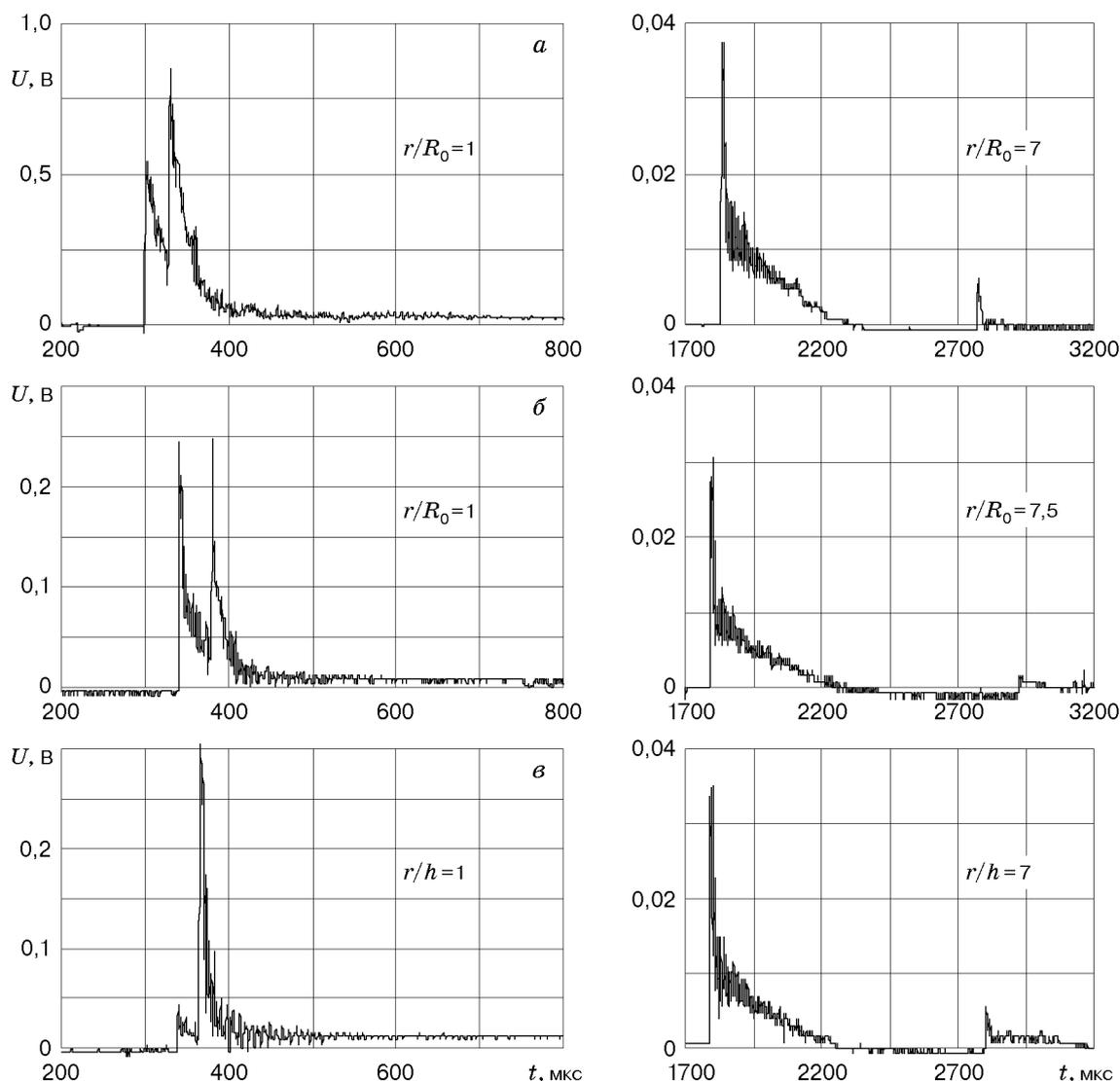


Рис. 5. Характерные осциллограммы давления вдоль осей при взрыве зарядов ДШ длиной 1 м в форме:

a — кольца ($R_0 = 150$ мм), *б* — витка объемной спирали ($R_0 = 150$ мм, $h = 150$ мм), *в* — плоской спирали ($h = 150$ мм)

Для всех пространственных зарядов разброс значений давления относительно средней величины в ближней зоне достигал $\pm(25-30)\%$ (среднеквадратичное отклонение 10–15%), в дальней уменьшался до $\pm(5-8)\%$. Экспериментальные данные по затуханию первой и второй волн (зависимости $\Delta p(r^*)$) приведены на рис. 6. Видно, что давление во фронте для трех типов зарядов начиная с $r^* \geq 3$ практически совпадает и не зависит от формы пространственного заряда (кривые 1–3). Амплитуда УВ в этой области описывается зависимостью (1) при $a = 2,31$, $b = 48,6$.

Сопоставление экспериментальных данных для пространственных (кривые 1–3) и сферических зарядов эквивалентной массы ВВ (кривая 4 на рис. 6) показывает, что пространственные заряды дают выигрыш в величине давления в 2–3 раза по сравнению с сосредоточенными на одних и тех же абсолютных расстояниях от геометрического центра заряда. Это связано с более резким спадом давления во фронте УВ в сферическом

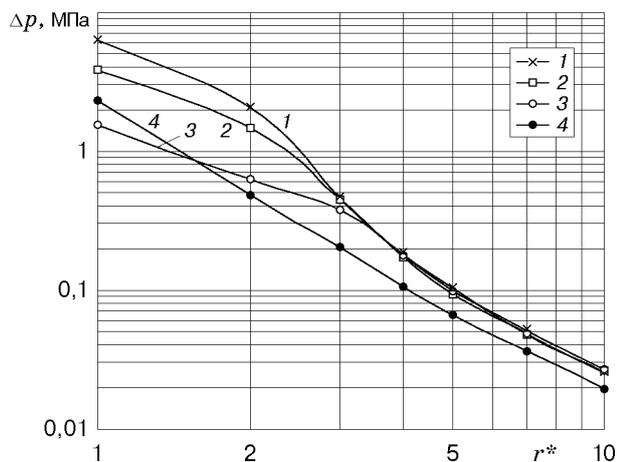


Рис. 6. Затухание давления во фронте проходящих УВ для зарядов одинаковой массы в форме:
 1 — объемного витка, 2 — витка плоской спирали Архимеда, 3 — плоского кольца, 4 — сферы

случае ($p \sim r_f^{-1,5}$) по сравнению, например, с цилиндрическим ($p \sim r_f^{-1}$) [8], в котором, кроме того, проявляется эффект направленности излучения в плоскости, перпендикулярной оси заряда. Заметим, что из рассмотренных типов пространственных зарядов лучшим направленным и фокусирующим действием вдоль оси (в ближней от заряда зоне) обладает объемный виток спирали, у которого при $r^* = 1$ давление во фронте второй волны достигало 6,5 МПа.

Представляет интерес рассмотреть структуру волнового поля, возникающего в результате взрыва многовитковой плоской спирали (плоская спираль Архимеда с длиной ДШ 10 м, шаг 15 см) на различных расстояниях вдоль оси. Ее динамика представлена на рис. 7, а–в в виде осциллограмм давления с длительностью разверток соответственно 2, 4 и 8 мс. Инициирование детонации ДШ осуществлялось с внешнего витка. Видно, что “излучение” спирали представляет собой волновой пакет сложной структуры, который характеризуется явной неоднородностью поля давления по амплитуде. Осциллограмма на

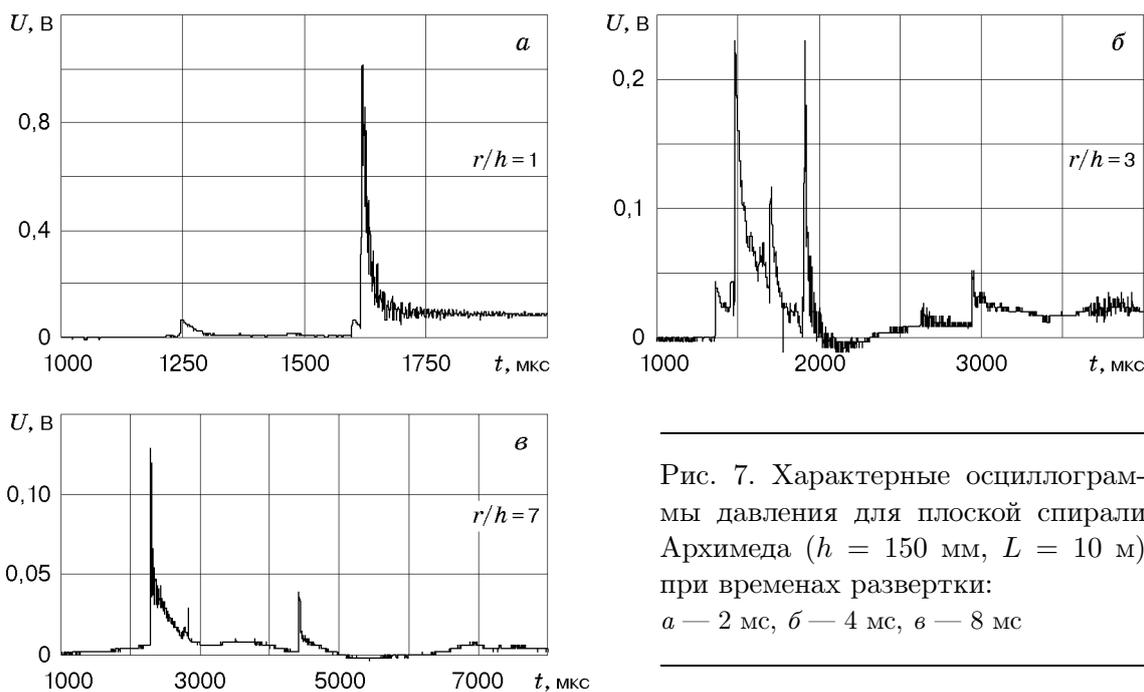


Рис. 7. Характерные осциллограммы давления для плоской спирали Архимеда ($h = 150$ мм, $L = 10$ м) при временах развертки:
 а — 2 мс, б — 4 мс, в — 8 мс

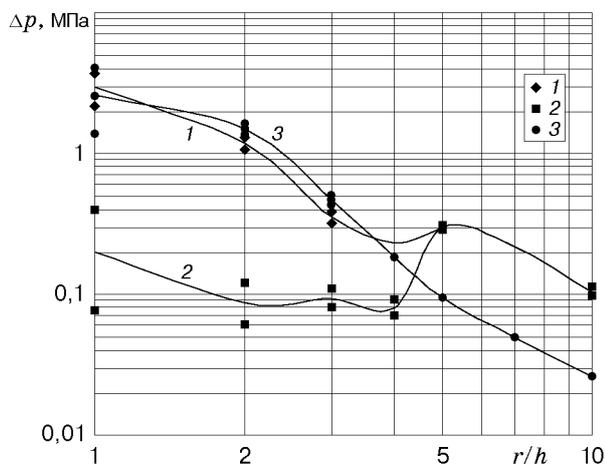


Рис. 8. Затухание УВ при взрыве плоского витка и спирали Архимеда:

1 — давление $\Delta p_{3,4}$ в третьей или четвертой волне с наибольшей амплитудой при взрыве спирали Архимеда; 2 — давление Δp_1 в передней УВ того же заряда; 3 — давление Δp_1 при взрыве плоского витка

рис. 7,а соответствует расстоянию от плоскости спирали 15 см, т. е. равно ее шагу h . Видно, что при $t \approx 1600$ мкс регистрируется сильная волна с амплитудой, на порядок превышающей другие возмущения в волновом пакете. По мере удаления от заряда и уменьшения средней амплитуды можно наблюдать более тонкую структуру пакета (рис. 7,б), хотя для идентификации участков спирали или зон фокусировки, генерирующих соответствующие волны в пакете, необходимо иметь данные оптической съемки. Эксперимент показывает, что длина волнового пакета, излученного при взрыве спирального заряда, может заметно превышать время пробега детонационной волной длины шнура ДШ в заряде (рис. 7,в). Это своеобразное “растяжение” сигнала, очевидно, связано с временами фокусировки.

Несмотря на то что анализ структуры усложняется сильной зависимостью скорости УВ в воздухе от расстояния до заряда (в отличие от гидроакустики), некоторые ее особенности целесообразно отметить. На рис. 8 представлены экспериментальные данные по распределению амплитуд давления в волновых пакетах от взрыва зарядов типа плоского витка и спирали Архимеда. Кривые являются аппроксимацией экспериментальных данных (точки). На относительно малых расстояниях $r^* = 1$ (рис. 7,а) в волновом пакете с общей (разрешимой) длительностью $\tau \geq 750$ мкс наибольшая амплитуда достигается в третьей или четвертой волне (кривая 1 на рис. 8). При этом амплитуда первой УВ (кривая 2) здесь почти на порядок меньше. В промежуточной области $2 < r^* < 5$ наблюдается несколько волн с близкими амплитудами давления ($\tau \approx 650 \div 750$ мкс), поскольку при удалении от плоскости заряда влияние внешних витков спирали становится заметнее (см. рис. 7). При $r^* > 5$ в результате слияния серии передних ударных волн (на рис. 8 кривые 1 и 2 совпадают) формируется головная УВ ($\tau \approx 700 \div 750$ мкс), за которой примерно через 2,1 мс следует вторичная, более слабая УВ (см. рис. 7,в).

Экспериментальные зависимости $\Delta p(r/h)$ в УВ при взрыве витка и плоской спирали (кривые 3 и 1 соответственно на рис. 8) показывают, что в ближней к заряду зоне длина спирали практически не влияет на максимальные давления в УВ, которые у обоих зарядов близки. При $r^* > 4 \div 5$ ситуация резко меняется: амплитуды волн в пакете от взрыва спирали существенно превышают амплитуды волн в пакете от взрыва одиночного витка. Естественно, при этом возрастают длительность волны и ее суммарный импульс. Сопоставление осциллограмм давления на рис. 5,в и рис. 7 позволяет сделать вывод, что более слабые ударные скачки с последовательно возрастающими значениями давления во фронте формируются от внешних витков большого радиуса, по которым детонация распространяется к центру, а максимальная амплитуда давления в последнем ударном скачке достигается при фокусировке криволинейной ударной волны от взрыва витка центральной части плоской спирали длиной около 1 м.

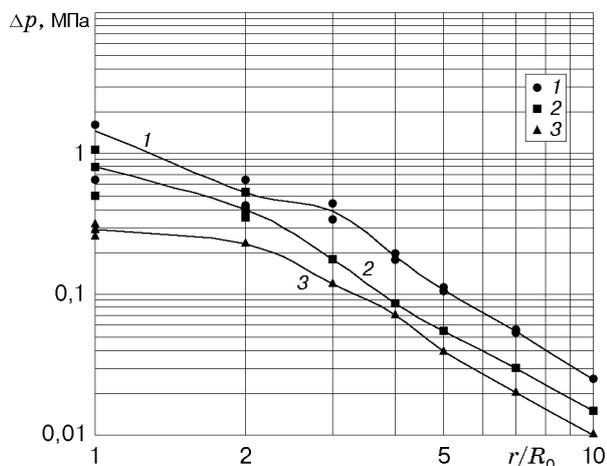


Рис. 9. Затухание УВ от взрыва плоских колец различного радиуса вдоль их осей:
 1 — $R_0 = 150$ мм, 2 — $R_0 = 225$ мм, 3 — $R_0 = 300$ мм

Более четко данный эффект виден в экспериментах с тремя кольцевыми зарядами с радиусами $R_0 = 150, 225, 300$ мм, результаты которых представлены на рис. 9 (кривые являются аппроксимацией экспериментальных данных (точки)). На рис. 9 видно, что с увеличением радиуса отдельного кольца (как и для выделенного витка плоской спирали Архимеда) давление в ударной волне в ближней зоне на фиксированном расстоянии уменьшается. Полученные результаты по амплитуде ударных волн для колец из ДШ можно описать эмпирическими зависимостями, которые для кольца $R_0 = 150$ мм имеют вид

$$\begin{aligned} \pi_1 &= 0,081x^3 + 0,164x^2 - 1,057x + 2,25 && \text{при } 1 \leq x \leq 4, \\ \pi_1 &= 3,674x^{-2,17} && \text{при } 4 \leq x \leq 10. \end{aligned}$$

Здесь π_1 измеряется в мегапаскалях; $x = x'/R_0$; x' — расстояние от плоскости заряда в миллиметрах.

4. Выводы. Проведенные экспериментальные исследования показали, что значительный разброс данных по давлению и скорости распространения УВ, регистрируемых в ближней зоне при взрывах в воздухе пространственных, сферических и цилиндрических зарядов, связан с неустойчивостью границы расширяющихся продуктов детонации. Экспериментально установлено более слабое затухание УВ от взрыва пространственных зарядов и амплитуды во фронте в 2–3 раза выше по сравнению со сферическими зарядами той же массы. По мере удаления точки регистрации от пространственных зарядов с одинаковой массой (колец, витков спиралей) давление во фронте ударных волн асимптотически стремится к значению, соответствующему эквивалентному по массе сосредоточенному заряду.

Основные особенности пространственных зарядов — направленное излучение, превышение амплитуды УВ по сравнению с сосредоточенными зарядами той же массы в ближней зоне, в которой не проявляется эффект эквивалентности по массе, и длительность излучения, на порядки большая по сравнению с сосредоточенными зарядами той же массы. При этом с удлинением ДШ в плоской спирали возрастают длительность (приближаясь к 3 мс при длине ДШ в спирали около 10 м) и импульс волнового пакета без существенного роста давления в ударных волнах в ближней зоне от ее плоскости (на расстояниях от одного до нескольких шагов спирали). Наибольший скачок в УВ создается при фокусировке криволинейной ударной волны в центральной области заряда.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Kedrinskii V. K.** Underwater explosives sound sources // Encyclopedia of acoustics / Ed. by M. J. Crocker. N. Y.; Toronto: John Wiley and Sons, 1997. V. 1. P. 539–547.

2. **Кедринский В. К.** Особенности структуры ударных волн при подводных взрывах спиральных зарядов // ПМТФ. 1980. № 5. С. 51–59.
3. **Механическое** действие взрыва: Сб. М.: Ин-т динамики геосфер РАН, 1994.
4. **Лямин Г. А., Пинаев А. В., Лебедев А. С.** Пьезоэлектрики для измерения импульсных и статических давлений // Физика горения и взрыва. 1991. Т. 27, № 3. С. 94–103.
5. **Цикулин М. А.** Воздушная ударная волна при взрыве цилиндрического заряда большой длины // ПМТФ. 1960. № 3. С. 188–193.
6. **Адушкин В. В.** О формировании ударной волны и разлете продуктов взрыва в воздухе // ПМТФ. 1963. № 5. С. 107–114.
7. **Васильев А. А., Ждан С. А.** Параметры ударной волны при взрыве цилиндрического заряда ВВ в воздухе // Физика горения и взрыва. 1981. Т. 17, № 6. С. 99–105.
8. **Седов Л. И.** Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1972.

Поступила в редакцию 23/VI 2000 г.
