

РАСЧЕТ ИНТЕНСИВНОСТИ УДАРНЫХ ВОЗДУШНЫХ ВОЛН В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ ДЕЙСТВИЯ ВЗРЫВА

Л. А. Шушко, Ю. А. Каганер

НПЦ «Квазар-ВВ», 109444 Москва

Выполнен анализ результатов ряда работ, в которых изучались параметры ударных воздушных волн, проведены собственные исследования этих параметров. Получены обобщенные эмпирические зависимости для расчета их интенсивности в ближней зоне действия взрыва открытых сосредоточенных и линейных зарядов большой протяженности различных взрывчатых веществ без оболочек в широком диапазоне начальных плотностей. В теоретическом плане рассмотрены поля взрыва полного торообразного заряда, а также зарядов (линейного и части торообразного) конечной длины. Получены формулы для расчета интенсивности ударных воздушных волн этих зарядов, согласующиеся с экспериментом.

Взрывные методы разделки судов на металллом получают все большее признание [1–3] благодаря высокой производительности и дешевизне. Зачастую взрывные работы приходится вести в стесненных условиях: в доках, вблизи конструкций и сооружений, внутри отсеков кораблей и т. д. Поэтому так важно правильно оценить действие взрыва на окружающие сооружения и конструкции, организовать их защиту и рассчитать предельно допустимый эффективный заряд. Для этого необходимо знать параметры поля взрыва, прежде всего в ближней зоне действия заряда. Технология, на которую ориентируются авторы статьи, использует безосколочные сосредоточенные и удлиненные, в том числе кумулятивные, заряды [3]. Поэтому в данном случае расчету подлежат только параметры ударной воздушной волны (УВВ). Однако поле взрыва вблизи заряда изучено недостаточно. Данные о нем часто не согласуются друг с другом. Кроме того, приходится использовать заряды различной формы и длины. Поэтому появилась необходимость систематизировать и проанализировать имеющиеся сведения о расчете параметров УВВ и провести дополнительные исследования, особенно в ближней зоне.

РАСЧЕТ ИНТЕНСИВНОСТИ УВВ СОСРЕДОТОЧЕННЫХ И УДЛИНЕННЫХ ЗАРЯДОВ БОЛЬШОЙ ПРОТЯЖЕННОСТИ

Расчету начальных параметров УВВ и параметров в процессе ее распространения в ближней к заряду области посвящены работы [4–6]. Однако методика [4] дает занижен-

ные значения параметров, а расчет по методу [5, 6] предполагает знание изоэнтропы продуктов взрыва, значение которой далеко не всегда известно. Кроме того, удлиненный заряд рассматривается при условии одновременного инициирования вдоль его оси, когда векторы скоростей детонации (D) и разлета продуктов взрыва совпадают. В реальных же условиях удлиненные* заряды инициируют обычно с какого-либо конца, и векторы упомянутых скоростей почти перпендикулярны друг другу. В ближней зоне действия взрыва это обстоятельство обязательно следует учитывать.

Представляется возможным получить простые эмпирические зависимости, если использовать постулат о геометрическом подобии и учесть начальные параметры УВВ, т. е. действие потока продуктов взрыва.

В работе [7] показано, что в ближней к заряду зоне, т. е. на расстоянии $R = (1 \div 15)r_0$ (r_0 — радиус заряда), геометрический закон подобия выполняется только для одного и того же взрывчатого вещества (ВВ) при его постоянной плотности (ρ_0). На малых расстояниях от заряда на параметры УВВ влияет начальная скорость продуктов взрыва. При этом скорость фронта УВВ сферического заряда рассчитывается по формуле [7]

$$D_1 = A/\xi^n, \quad \xi = R/\sqrt[3]{E}, \quad E = Q_V m, \quad (1)$$

где R — расстояние от места взрыва; A , n — постоянные величины, принимающие определенные значения в различных интервалах ξ ;

*Во взрывном деле общепринято удлиненным считать заряд длиной $l \geq 5r_0$ [21].

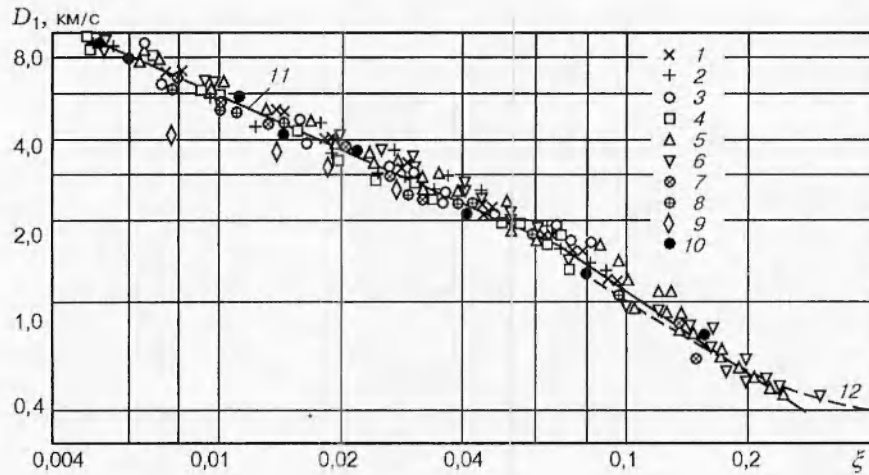


Рис. 1. Зависимость $D_1(\xi)$ для сосредоточенного заряда:

тэн: 1 — $\rho_0 = 0,4 \text{ г/см}^3$ [8], 2 — $\rho_0 = 1,6 \text{ г/см}^3$ [8, 9]; флегматизированный гексоген: 3 — $\rho_0 = 0,88 \text{ г/см}^3$ [10], 4 — $\rho_0 = 1,66 \text{ г/см}^3$ [6]; ТГ 50/50 [7, 9]: 5 — $\rho_0 = 0,88 \div 0,9 \text{ г/см}^3$, 6 — $\rho_0 = 1,67 \div 1,68 \text{ г/см}^3$; 7 — АТ 80/20, $\rho_0 = 0,9 \text{ г/см}^3$ [7]; 8 — азид свинца, $\rho_0 = 1,6 \text{ г/см}^3$ [8]; 9 — тэн, $\rho_0 = 0,4 \text{ г/см}^3$ до приведения к «табличным» значениям; 10 — ВВЖИМИ, $\rho_0 = 1,29 \text{ г/см}^3$, данные авторов; 11 — зависимость (2); 12 — зависимость $D_1(\xi)$, рассчитанная с использованием формулы Садовского [11]

E — полная энергия взрыва заряда; Q_V — удельная теплота взрыва; m — масса заряда. К сожалению, коэффициенты A , приведенные в работе [7], по нашему мнению, ошибочны.

Авторы статьи провели обработку данных целого ряда работ и собственных экспериментов, в которых исследовались сферические заряды различных ВВ (бризантных и инициирующих, индивидуальных и смесевых, в твердом состоянии и жидких). При этом диапазон начальных плотностей ВВ охватывал все виды зарядов (насыпные, прессованные и сплавы) и составлял $\rho_0 = 0,4 \div 1,68 \text{ г/см}^3$. Результаты обработки приведены на рис. 1. Получены следующие значения постоянных зависимости (1): $A = 271$, $n = 2/3$ в интервале $0,005 \leq \xi \leq 0,07$ и $A = 112$, $n = 1$ при $0,07 < \xi \leq 0,2$. (Размерность параметров: Q_V — ккал/кг, m — кг, R — м и D_1 — м/с.) Параметры УВВ, вычисленные по этому соотношению, наиболее близки к полученным для литого заряда ТГ 50/50 при $\rho_0 = 1,67 \text{ г/см}^3$, $D = 7700 \text{ м/с}$ и $Q_V = 1140 \text{ ккал/кг}$. Назовем их «табличными» и обозначим верхним индексом ноль. Тогда зависимость (1) примет вид

$$D_1^0 = A/\xi^n. \quad (2)$$

На рис. 1 она показана сплошной линией.

Влияние начальных параметров, например начальной скорости УВВ D_x ($D_x = D_1$

при $\xi_0 = r_0 E^{-1/2}$), на значения D_1 можно учесть с помощью коэффициента K_ξ . В интервале $0,005 \leq \xi \leq 0,07$ в логарифмической шкале зависимость $D_1(\xi)$ линейна. Тогда

$$D_1 = D_1^0 K_\xi^a, \quad a = \lg(D_x/D_x^0), \quad (3)$$

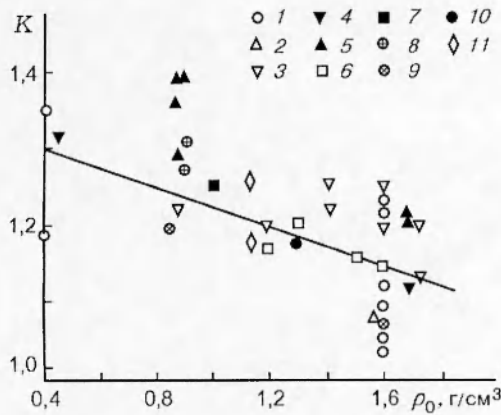
$$K_\xi = (0,07/\xi)^b, \quad b = \lg(0,07/\xi_0),$$

где D_x^0 , D_x — табличная и реальная начальные скорости УВВ при ξ_0 . Значение D_x определяется экспериментально или расчетом. Кроме того, если скорость D_x неизвестна, ее можно определить с точностью до $\pm 10\%$, пользуясь данными рис. 2:

$$K = D_x/D = 1,23 - 0,13(\rho_0 - 1) \quad (4)$$

(ρ_0 в г/см^3). Зависимость (4) получена для различных зарядов ВВ (бризантных и инициирующих; индивидуальных ВВ, смесей и сплавов, твердого агрегатного состояния и жидких) в широком диапазоне плотностей $\rho_0 = 0,4 \div 1,68 \text{ г/см}^3$, поэтому ее можно считать достаточно универсальной.

Следует отметить, что анализ значений D_x для ТГ 50/50 ($\rho_0 = 1,67 \text{ г/см}^3$) и отношения $D_x/D = K$ [7] показал противоречие указанных величин данным других авторов. Так, в работах [5, 6] для более мощного ВВ гексоген (значение Q_V больше на 14%, D — на 6,5%, кислородного коэффициента — на 30%, продук-

Рис. 2. Зависимость $K(\rho_0)$:

1 — тэн [4, 8, 9]; 2 — гексоген [12]; флегматизированный гексоген: 3 — [4-6, 10], 4 — расчет авторов по данным [6]; 5 — ТГ 50/50 [7, 9]; тротил: 6 — [4], 7 — расчет авторов; 8 — АТ 80/20 [7]; 9 — азид свинца [8]; 10 — ВВЖИМИ [3]; 11 — нитрометан (расчет авторов по методике работ [4, 5])

ты взрыва менее загрязнены углеродом) расчетное значение $D_x = 9300 \div 9870$ м/с. Аналогичный результат ($D_x = 9400$ м/с) получен в экспериментах [13]. Опытные данные [4] ($D_x = 9500$ м/с) близки к вышеуказанным. Для тротила ($\rho_0 = 1,6$ г/см³) по данным тех же работ $D_x = 8000$ м/с. Поэтому для ТГ 50/50 ($\rho_0 = 1,67$ г/см³, $Q_V = 1140$ ккал/кг, $D = 7700$ м/с) значение D_x не может составлять 11 000 м/с. Это значение близко к скорости разлета продуктов взрыва в вакуум [4]. Ввиду изложенного значение D_x при $\rho_0 = 1,67$ г/см³ из работы [7] не принималось во внимание. Были использованы данные [9]: $D_x = 9500$ м/с, что вычислено по формуле (3.1), и $D_x = 9587$ м/с, вычислено по значению Δp_x (ТГ 50/50, $\rho_0 = 1,67$ г/см³). Скорость детонации ($D = 7850$ м/с) взята из работы [14]. Тогда $K = 1,21 \div 1,22$.

Зависимость (2) построена по опытным значениям D_1 , которые были приведены к «табличным» (D_1^0). Например, на рис. 1 (позиция 9) показано положение точек, соответствующих значениям D_1 для тэна ($\rho_0 = 0,4$ г/см³, $D = 4400$ м/с, $Q_V = 1300$ ккал/кг). По значениям R , отвечающим опытным величинам D_1 , и по соотношению (1) находим ξ , а по r_0 — ξ_0 . Затем рассчитываем D_x^0 по формуле

$$D_x^0 = 271/\xi_0^{2/3}, \quad (5)$$

а по значениям ρ_0 , D и зависимости (4) получаем D_x . По равенствам (3) находим a , b и K_ξ . Тогда

$$D_1^0 = \frac{D_1}{K_\xi^a}.$$

Положение точек D_1^0 для тэна ($\rho_0 = 0,4$ г/см³) показано на рис. 1 (позиция 1).

Зависимость $D_1^0(\xi)$ построена по опытным

точкам D_x , $D_1(\xi)$ и $D_1(0,07)$ в интервале $\xi_0 \leq \xi \leq 0,07$. При $\xi > 0,07$ практически $\bar{D}_1^0 = D_1$.

Значительное (до 15%) отклонение некоторых точек можно объяснить тем, что опытные значения D_1 взяты с графиков, построенных в малом масштабе. В свою очередь, авторы цитированных работ определяли D_1 методом графического дифференцирования зависимостей «путь — время», который тоже дает большой разброс скоростей. Однако средняя ошибка зависимости (2) не превышает 6%.

Со значений $R/r_0 \geq 20$ ($\xi \geq 0,15$) начинается область, где справедлива формула М. А. Садовского [11] (штриховая линия на рис. 1).

Порядок расчета параметров УВВ для любого заряда ВВ следующий. По значениям m , Q_V , R и зависимости (2) определяем D_1^0 . При этом для выбора постоянных A и n необходимо ориентироваться на значения ξ . Затем по ρ_0 и D и равенству (4) находим D_x , а «табличное» значение начальной скорости УВВ — по зависимости (5). И наконец, по формулам (3) определяем искомое значение D_1 .

Таким образом, по известным значениям D_x^0 и D_x , которые характеризуют влияние потока продуктов взрыва на параметры УВВ, используя зависимости (2)–(5), всегда можно рассчитать значение D_1 при любом ξ или привести опытные значения D_1 к «табличным».

Аналогичная обработка данных ряда работ проведена также для линейных зарядов большой длины ($l \gg r_0$) из различных ВВ в диапазоне плотностей $\rho_0 = 0,85 \div 1,82$ г/см³ (рис. 3).

Зависимость $D_1(\xi)$ аппроксимируется функцией, аналогичной (1) и (2), в которой

$$\xi = R^{2/3}/E^{1/3}, \quad E = Q_V m/l, \quad (6)$$

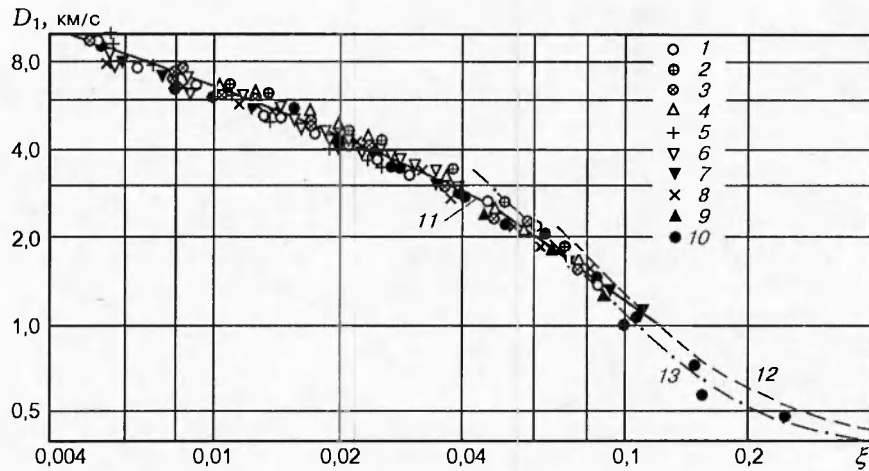


Рис. 3. Зависимость $D_1(\xi)$ для линейного заряда длиной $l \gg r_0$:

тэн: 1 — $\rho_0 = 0,85 \text{ г/см}^3$, 2 — $\rho_0 = 1,5 \text{ г/см}^3$, 3 — $\rho_0 = 1,77 \text{ г/см}^3$ [15]; 4 — гексоген, $\rho_0 = 1,82 \text{ г/см}^3$ [15]; 5 — флегматизированный гексоген, $\rho_0 = 1,66 \text{ г/см}^3$ [6]; ТГ 50/50: 6 — $\rho_0 = 1,68 \text{ г/см}^3$ [16], 7 — $\rho_0 = 1,7 \text{ г/см}^3$ [17], 8 — $\rho_0 = 1,735 \text{ г/см}^3$ [15]; 9 — тротил, $\rho_0 = 1,663 \text{ г/см}^3$ [15]; 10 — ВВЖИМИ, $\rho_0 = 1,29 \text{ г/см}^3$, данные авторов; 11 — зависимость (2); 12 — зависимость $D_1(\xi)$, рассчитанная с использованием формулы Садовского [11], приведенной к линейному заряду; 13 — то же, но с использованием формулы Цикулина [17]

где $A = 662$, $n = 1/2$ в интервале $0,0045 \leq \xi \leq 0,02$; $A = 345$, $n = 2/3$ для $0,02 < \xi \leq 0,045$; $A = 128$, $n = 1$ для $0,045 < \xi \leq 0,1$. Значения A и n рассчитаны для «табличных» данных, которые наиболее близки к полученным для ТГ 50/50. В случае, когда требуется рассчитать параметры УВВ для заряда ВВ, характеристики которого отличны от «табличных», следует использовать формулы перехода:

$$D_1 = D_1^0 (D_x / D_x^0)^{d/b}, \quad d = \lg(0,07/\xi), \quad (7)$$

$$b = \lg(0,07/\xi_0), \quad \xi_0 = r_0^{2/3} / \sqrt[3]{E}.$$

Эти же зависимости использованы для пересчета опытных значений D_1 и D_x в «табличные».

Зависимость (2) при параметрах формулы (6) показана на рис. 3 сплошной линией. Средняя ошибка не превышает 6%.

При $\xi > 0,1$ ($R/r_0 > 100$) начинается область, где справедлива формула Садовского [11], преобразованная по методике [18] для линейного заряда длиной $l \gg r_0$. На рис. 3 эта зависимость показана штриховой линией, штрихпунктирной линией показана зависимость $D_1(\xi)$, рассчитанная по формуле Цикулина [17]. Она проходит несколько ниже зависимости Садовского [11] и довольно хорошо описывает третий интервал равенства (2) с параметрами (6).

Формула (2) для сосредоточенного заряда, преобразованная по методу [18] для линейного заряда, удовлетворительно совпадает с равенством (6) для линейного заряда.

Таким образом, если известны значения ρ_0 , D и Q_V , можно довольно точно рассчитать интенсивность УВВ в ближней зоне действия открытых сосредоточенных и линейных зарядов длиной $l \gg r_0$.

Следует отметить, что прессованные и литые заряды не имели оболочек, а заряды насыпной плотности и из жидких ВВ были в легких оболочках. Влияние оболочек на параметры УВВ можно учесть с помощью данных работы [11], где экспериментально установлена зависимость массы эквивалентного заряда m_e из ВВ, аналогичного использованному для снаряжения боеприпаса, от коэффициента наполнения η . Согласно [11] эквивалентным считается открытый заряд, создающий на равных с боеприпасом расстояниях равноценные по давлению и импульсу поля взрыва. Эту зависимость можно аппроксимировать соотношением

$$\mu = 0,57\eta^{0,34}, \quad \mu = m_e/m, \quad \eta = m/M,$$

где M — масса оболочки.

Наши исследования показывают, что опытные и расчетные по формулам работы [4] значения скоростей оболочек W таковы, что

значения μ , определенные по формуле

$$\mu = m_e/m = 1 - W^2/2\eta Q_V,$$

удовлетворительно согласуются с зависимостью Садовского $\mu(\eta)$ из [11]. Это объясняется тем, что энергия формоизменения и разрушения оболочки мала по сравнению с другими компонентами уравнения баланса энергии заряда. Общий объем данных позволил скорректировать зависимость $\mu(\eta)$ Садовского [11], которая приобрела вид

$$\mu = 0,65\eta^{0,21}. \quad (8)$$

Она установлена по данным о боеприпасах из работы [11], а также по данным о зарядах насыпной плотности (сосредоточенных и линейных) в легких оболочках из работ [7–10, 15] и собственных экспериментов и расчетов авторов для зарядов, в том числе и кумулятивных из жидких ВВ на основе N_2O_4 и углеводородного жидкого горючего (ВВЖИМИ).

Расчеты показывают, что для насыпных зарядов в легких оболочках из бумаги и алюминиевой фольги толщиной 0,15 мм $m_e = (0,9 \div 0,98)m$, а для зарядов из ВВЖИМИ в оболочках из полиэтилена с толщиной стенки 0,3 ÷ 3 мм $m_e = (0,8 \div 0,98)m$. Эти значения m_e и были использованы для получения зависимостей (2) и (6). Правомерность такого подхода подтверждается следующим. Как показал опыт и расчеты [4], разгон оболочки, т. е. передача ей энергии от продуктов взрыва, завершается при ее расширении до $R \approx 2,5r_0$. В дальнейшем энергия передается только УВВ. Это подтверждено в опытах М. А. Садовского, Ю. Б. Харитона, К. И. Козорезова и др. [11] при прямом измерении давлений и импульсов УВВ зарядов в оболочках и эквивалентных им зарядов без оболочки.

РАСЧЕТ ИНТЕНСИВНОСТИ УВВ ЛИНЕЙНЫХ И ТОРООБРАЗНЫХ ЗАРЯДОВ КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ

Опыт ведения взрывных работ по разделке судов на лом [3] показывает, что обычно приходится использовать заряды различной формы (линейные и кольцевые или торообразные) конечной длины.

Известно, что форма заряда влияет на характер поля взрыва. Этим объясняется различие законов затухания УВВ сосредоточенных (1) и линейных зарядов длиной $l \gg r_0$ (6), которые исследованы в предыдущем параграфе.

Рассмотрим поле взрыва и закон затухания УВВ торообразного заряда. Обычно такой заряд устанавливают на поверхности разрезаемой конструкции (например, на корпусе подводной лодки). Предположим, что заряд располагается по периметру сечения корпуса на внешней либо внутренней цилиндрической его поверхности. Энергия заряда поступает в пространство, ограниченное внешней (внутренней) половиной торообразной поверхности фронта УВВ и поверхностью цилиндра. Из геометрических соображений можно определить отношение площадей внешней ϑ_f или внутренней ϑ_i полуторовой поверхности и полной поверхности тора, образованного фронтом УВВ:

$$\vartheta_f = 0,5 + 0,328(R/R_c), \quad \vartheta_i = 0,5(1 - R/R_c), \quad (9)$$

где R_c — радиус цилиндрической поверхности. Площадь полуторовой поверхности $S = 4\pi^2 R R_c \vartheta = 2\pi R l \vartheta$. Тогда, используя метод [18], для поля взрыва торообразного заряда, расположенного на цилиндрической поверхности, получим аргумент ξ формулы (6):

$$\begin{aligned} \xi &= R^{2/3} / \sqrt[3]{Q_V m / 2\pi R_c \vartheta} = \\ &= R^{2/3} / \sqrt[3]{(Q_V / \vartheta)(m/l)}. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь значения ϑ выбираются соответственно расположению заряда на внешней или внутренней поверхности цилиндра (9).

Параметры УВВ в дальней зоне действия взрыва торообразного заряда при $(R/r_0 > 80 \div 100)$ можно рассчитать по формуле Садовского [11], записанной в виде

$$\Delta p_1 = 0,75\xi_S + 2,46\xi_S^2 + 6,5\xi_S^3, \quad (11)$$

где Δp_1 — избыточное давление во фронте УВВ, 10^5 Н/м²;

$$\begin{aligned} \xi_S &= \sqrt[3]{m\alpha / \pi R^2 R_c \vartheta} = \sqrt[3]{(2\alpha / R^2 \vartheta)(m/l)}, \\ \alpha &= Q_V / Q_{V,TNT}, \end{aligned} \quad (12)$$

где Q_V , $Q_{V,TNT}$ — удельные теплоты взрыва используемого ВВ и тротила. Можно также воспользоваться зависимостью Цикулина [17]:

$$\Delta p_1 = 10,2\xi_C + 2\xi_C^{3/8}, \quad (13)$$

для которой

$$\xi_C = m\alpha / 2\pi R^2 R_c \vartheta = (\alpha / R^2 \vartheta)(m/l). \quad (14)$$

Значения ξ из равенств (6) и (10) для торообразного и линейного зарядов, расположенных

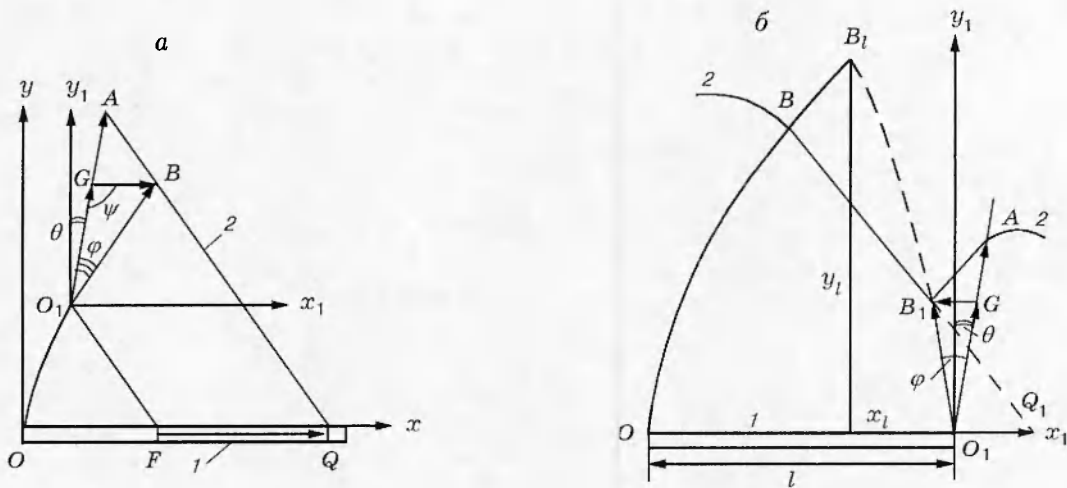


Рис. 4. Взаимодействие левой (а) и правой (б) БВР с фронтом УВВ линейного заряда конечной длины:

O — точка инициирования заряда; 1 — заряд; 2 — фронт УВВ

на абсолютно жесткой поверхности, отличаются коэффициентом $\chi = (2\vartheta)^{-1/3}$. При расположении заряда на внешней стороне цилиндрической поверхности $\chi < 1$; следовательно, УВВ, образующаяся при взрыве такого торообразного заряда, затухает быстрее, чем линейного той же массы. Чем больше кривизна поверхности (меньше R_c), тем сильнее затухает УВВ. Если торообразный заряд расположен на внутренней стороне цилиндрической поверхности, то $\chi > 1$ и УВВ сначала затухает медленнее, чем у линейного заряда, затем, пройдя минимум, быстро растет. При $R = R_c$ происходит схлопывание сходящейся УВВ, и возникает газовая кумуляция, которую следует рассмотреть особо.

При взрыве удлиненного (линейного и торообразного) заряда конечной длины на его концах образуются боковые волны разрежения (БВР), распространяющиеся навстречу друг другу. Их взаимодействие надо учитывать при расчете параметров УВВ, поскольку оно искажает поле взрыва.

Рассмотрим поле взрыва линейного заряда длиной l , инициированного с одного конца, что соответствует реальным условиям. При расширении облака продуктов взрыва давление в нем уже на расстоянии $R \approx 3r_0$ в 5–6 раз меньше, чем во фронте УВВ. Поэтому взаимодействие БВР и продуктов взрыва рассматривать не будем.

Положение фронта УВВ и разлет продуктов взрыва в районе левого конца заряда в мо-

мент времени t при инициировании линейного заряда слева показан на рис. 4,а, где $O_1A = D_1 dt$, $O_1G = u_1 dt$, $GB = c_1 dt$, $O_1B = w dt$, $FQ = D dt$. Координаты точки B пересечения фронтов УВВ и БВР, идущей слева, а следовательно, и ее траекторию можно рассчитать по зависимостям

$$\angle A = \frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{2} + \theta \right) + \operatorname{arctg} \left[\frac{D - D_1}{D + D_1} \operatorname{tg} \frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{2} + \theta \right) \right],$$

$$\psi = \angle A + \operatorname{arcsin} \left(\frac{D - u_1}{c_1} \sin A \right),$$

$$\varphi = \frac{\pi - \psi}{2} - \operatorname{arctg} \left(\frac{u_1 - c_1}{u_1 + c_1} \operatorname{ctg} \frac{\psi}{2} \right),$$

$$w = u_1 \frac{\sin \psi}{\sin(\psi + \varphi)},$$

$$x = \int_0^t \frac{w dt}{\sin \psi}, \quad y = \int_0^t \frac{w dt}{\cos(\varphi + \theta)},$$

где θ — угол между вектором скорости разлета продуктов взрыва и нормалью к поверхности заряда ($\theta \approx 14^\circ$ [4]); u_1 и c_1 — массовая скорость и местная скорость звука во фронте УВВ; w — скорость движения точки B взаимодействия фронтов БВР и УВВ; x и y — координаты точки B в неподвижной системе координат. Через время $t_k = l/D$ детонационная волна достигнет другого конца линейного заряда и возникнет правая БВР, бегущая навстречу левой. Положение точки B_1 взаимодействия

правой БВР с фронтом УВВ в момент времени t показано на рис. 4,б. Здесь все обозначения аналогичны рис. 4,а, за исключением мнимого положения фронта детонационной волны — Q_1 . Тогда $OQ_1 = D(t_k + dt)$. Система уравнений для расчета координат точки B_1 правой БВР имеет вид

$$w = (D \sin Q_1) / \cos(Q_1 + \varphi - \theta),$$

$$\angle Q_1 = \arctg[y' / (Dt - x')],$$

$$u_1/c_1 = \sqrt{1 - (w/c_1)^2 \sin^2 \varphi} + (w/c_1) \cos \varphi,$$

$$x = l - \int_{t_k}^t w \sin(\varphi - \theta) dt, \quad y = \int_{t_k}^t w \cos(\varphi - \theta) dt,$$

где x' и y' — координаты траектории левой точки B в момент времени t . Систему уравнений для левого и правого концов заряда удобнее решать графически.

Через определенное время $t_l > t_k$ правая и левая БВР встретятся в точке B_l (см. рис. 4,б) и фронт УВВ будет полностью перехвачен их действием. До момента времени t_l распространение УВВ в ее лидирующей части, не перехваченной БВР, описывалось формулами, введенными для заряда длиной $l \gg r_0$. При $t > t_l$ эти формулы уже не являются справедливыми. Расчеты показывают, что координаты точки B_l составляют $x_l = 0,85l$; $y_l = 1,1l$, т. е. БВР полностью перехватывают фронт УВВ на расстоянии $R_l = 1,1l$. Модели мгновенной детонации дают значения $x_l = 0,5l$ и $y_l = (1 \div 1,5)l$.

По опытным данным работы [19] $R_l \approx 1,2l$. В результате теоретических и экспериментальных исследований в [20] получена зависимость, согласно которой ближайшая к цилиндрическому заряду точка границы области, где заряд можно считать сферическим, находится на расстоянии $R^* = 4,15l$.

На основании проведенных исследований и данных работ [19, 20] примем, что при $R \leq R_l = 1,2l$ расчет Δp_1 проводится так же, как для линейного заряда длиной $l \gg r_0$, а при $R \geq R^* = 4l$ заряд можно считать сферическим. В условиях $1,2l < R < 4l$ имеет место переходная область, в которой избыточное давление Δp_1 следует рассчитывать с помощью аппроксимации:

$$\Delta p_1 = \Delta p_{1,s} + \frac{4 - r/l}{2,8} (\Delta p_l - \Delta p_s)_{R,l}, \quad (15)$$

где $\Delta p_{1,s}$ — избыточное давление на расстоянии R , рассчитанное для сосредоточенного за-

ряда массой, равной массе линейного заряда конечной длины; $(\Delta p_l - \Delta p_s)_{R,l}$ — разность избыточных давлений, рассчитанных для линейного ($l \gg r_0$) и сосредоточенного зарядов одинаковой массы при $R_l = 1,2l$.

Аналогичные исследования проведены для части торообразного заряда длиной $l \leq \pi R_c/2$, т. е. не более четверти периметра цилиндрической поверхности, на наружной стороне которой лежит заряд. При этом оказалось, что полный перехват фронта УВВ действием БВР происходит на расстоянии $R_l \approx 1,5l$. Точка встречи правой и левой БВР находится на луче, который делит заряд на две части, находящиеся между собой в соотношении 1 : 2. Большой участок находится на стороне, откуда инициируется заряд.

Таким образом, на расстоянии $R \leq 1,5l$ расчет следует проводить с использованием зависимостей (2), (6)–(10) или (11)–(14). При $R \geq R^* = 4l$ заряд можно считать сосредоточенным и рассчитывать D_1 по равенствам (1)–(5) или по формуле Садовского [11]. В промежуточной области следует использовать аппроксимацию, аналогичную (15):

$$\Delta p_1 = \Delta p_{1,s} + \frac{4 - R/l}{2,5} (\Delta p_l - \Delta p_s)_{R,l}. \quad (16)$$

Здесь $(\Delta p_l - \Delta p_s)_{R,l}$ необходимо рассчитывать при $R_l = 1,5l$.

ВЫВОДЫ

1. В результате использования закона геометрического подобия и учета влияния начальной скорости УВВ на характер ее распространения получены эмпирические зависимости для расчета скорости УВВ в ближней зоне действия взрыва сосредоточенных и удлиненных зарядов ($l \gg r_0$) различных ВВ в широком диапазоне начальных плотностей. Средняя ошибка аппроксимации не превосходит 6%.

2. Рассмотрено влияние формы удлиненных зарядов на закон затухания УВВ. Получены формулы для расчета избыточного давления во фронте УВВ торообразного заряда на жесткой поверхности. При этом аргумент ξ отличается от такового для линейного заряда коэффициентом $(2\vartheta)^{-1/3}$, зависящим от отношения R/R_c .

3. Изучено влияние размера удлиненного заряда на закон затухания УВВ. Получены формулы для расчета избыточного давления во фронте УВВ линейного и торообразного зарядов конечной длины. При $R \leq R_l$ следует ис-

пользовать зависимости для удлиненного заряда ($l \gg r_0$), при $R \geq R^*$ — для сферического заряда и при $R_l < R < R^*$ — формулы (15) и (16).

ЛИТЕРАТУРА

1. Козлов В. С., Воронцов В. Р. и др. Утилизация поднимаемых объектов взрывными средствами // Научно-технические проблемы создания средств подъема и учета утилизации затопленных объектов: Материалы Всерос. научно-техн. конф. СПб, 1994.
2. Бабанин В. Ф., Прокофьев О. П. Перспектива использования энергии направленного взрыва для разделки корпусов судов // Судостроение. 1993. № 1.
3. Каганер Ю. А., Шушко Л. А. Квазартехнология взрывных работ и ее применение при разделке судов на металлолом // Судостроение. 1997. № 4. С. 67–69.
4. Физика взрыва / Ф. А. Баум, Л. П. Орленко, К. П. Станюкович, В. П. Челышев, Б. И. Шехтер / Под ред. К. П. Станюковича. М.: Наука, 1975.
5. Козорезов К. И., Сергеев В. В. Трехстадийная изэнтропа расширения продуктов детонации ВВ // Физика горения и взрыва. 1975. Т. 11, № 1. С. 102–107.
6. Козорезов К. И., Сергеев В. В. Расчет параметров ударной волны вблизи заряда взрывчатого вещества // Физика горения и взрыва. 1975. Т. 11, № 6. С. 928–938.
7. Рябинин Ю. Н., Тамм И. И. О подобии воздушных ударных волн, образуемых зарядами ВВ // Механическое действие взрыва. М.: ИДГ РАН, 1994. С. 203–216.
8. Христофоров Б. Д. Параметры фронта ударной волны в воздухе при взрыве зарядов тэна и азида свинца разной плотности // Там же. С. 217–224.
9. Адушкин В. В. О формировании ударной волны и разлете продуктов взрыва в воздухе // Там же. С. 225–232.
10. Адушкин В. В., Коротков А. Н. Параметры ударной волны вблизи от заряда ВВ при взрыве в воздухе // ПМТФ. 1961. № 5.
11. Садовский М. А. Механическое действие воздушных ударных волн взрыва по данным экспериментальных исследований // Механическое действие взрыва. М.: ИДГ РАН, 1994. С. 7–102.
12. Справочник по буровзрывным работам / Под ред. М. Ф. Друкованного. М.: Недра, 1976.
13. Адушкин В. В. О формировании ударной волны и разлете продуктов взрыва в воздухе // ПМТФ. 1963. № 5. С. 107–119.
14. Детонационные волны в конденсированных средах / А. Н. Дремин и др. М.: Наука, 1970.
15. 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.
16. Тамм И. И., Рябинин Ю. Н. О разлете продуктов взрыва цилиндрического заряда // Механическое действие взрыва. М.: ИДГ РАН, 1994. С. 233–242.
17. Цикулин М. А. Воздушная ударная волна при взрыве цилиндрического заряда большой длины // Там же. С. 243–248.
18. Покровский Г. И. Взрыв. М.: Недра, 1980.
19. Барлас Н. Я., Денисюк И. И., Кравец В. Г. и др. Цилиндрические взрывные волны в грунтах по измерениям напряжений и деформаций // Физика горения и взрыва. 1977. Т. 13, № 6. С. 896–902.
20. Павлов М. М. Максимальные массовые скорости в волне при взрыве цилиндрических зарядов в горных породах // Физика горения и взрыва. 1981. Т. 17, № 3. С. 125–128.
21. Эпов Б. А. Основы взрывного дела. М.: Воениздат, 1974.

Поступила в редакцию 18/VIII 1997 г.,
в окончательном варианте — 20/IV 1998 г.