УДК 551.463:533.6

ФОРМИРОВАНИЕ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

© 2024 г. В. В. Адушкин, А. А. Спивак*

Институт динамики геосфер имени академика М. А. Садовского РАН, Москва, Россия *E-mail: spivak@idg.ras.ru

Предложен новый подход к оценке амплитуды ударных волн и волн сжатия в атмосфере, вызванных источниками взрывного типа: промышленные взрывы, мощные взрывы сосредоточенных зарядов, взрывы конденсированных химических ВВ и взрывы газовых смесей. В результате обобщения данных инструментальных наблюдений показана возможность использования формул М. А. Садовского для описания механического эффекта ударных волн в атмосфере, для всех выше перечисленных источников, путем учета зависимости масштабных коэффициентов закона энергетического подобия и тротилового эквивалента взрыва от объемной плотности энергии в источнике, что делает формулу М. А. Садовского универсальной для расчета параметров механического действия взрывов зарядов ВВ с любым состоянием вещества, различными свойствами и энергетическими характеристиками. Полученные данные могут быть использованы для предупреждения негативных последствий применения взрывных технологий в народном хозяйстве и при проведении экспериментальных взрывов взрывов взрывать всех веществ.

Ключевые слова: взрывной источник, атмосфера, воздушные волны, экспериментальные данные.

Для цитирования: Адушкин В.В., Спивак А.А. Формирование и распространение ударных волн в атмосфере Земли // Динамические процессы в геосферах. 2024. Т. 16. № 3. С. 122–136. http://doi.org/10.26006/29490995 2024 16 3 122

Введение

Широкое использование взрывных технологий при добыче твердых полезных ископаемых и строительстве сооружений разного предназначения требует рассмотрения ряда вопросов, связанных с воздействием взрыва на среду обитания. Среди основных негативных факторов взрыва особо следует отметить формирование и распространение воздушных, в частности, ударных волн. Здесь следует отметить, что наряду с промышленными взрывами в качестве источников ударных волн в атмосфере могут выступать также землетрясения, извержения вулканов, грозовые фронты и разряды, падение метеоритных тел, обрушение и обвалы горных склонов, а также другие активные процессы природного и техногенного происхождений.

Наибольший интерес с точки зрения экологии вызывают ударные волны взрывного происхождения. Характеристики воздушных ударных волн в этом случае зависят от многих параметров взрывного источника, таких как его размеры, плотность используемого взрывчатого вещества (ВВ), общая энергия, выделяющаяся при взрыве, и т.д. Наиболее детально исследования параметров ударных волн и волн сжатия в атмосфере были выполнены в свое время М. А. Садовским, который экспериментально получил широко известную формулу для определения амплитуды воздушных волн для взрывов химического конденсированного вещества достаточно высокой плотности [Садовский, 1952; 2004]. По мере развития техники и технологии возникла необходимость оценить параметры ударных волн, вызванных взрывами не только конденсированных ВВ, но также, например, эмульсионными ВВ, менее плотными смесями разных твердых химических веществ, способных к детонации, а также газовых смесей.

В настоящей работе рассматриваются особенности формирования воздушной ударной волны в широком диапазоне изменения начальной объемной плотности энергии в источнике, примерно

на 6–7 порядков – от газовых взрывчатых смесей до взрывов большой мощности. При этом для описания параметров взрывной волны в воздухе привлекается зависимость между энергетической характеристикой источника и расстоянием, структурно повторяющим формулу М. А. Садовского [Садовский, 1994].

Основные параметры взрывных волн в атмосфере

При взрывах любой природы вне зависимости от плотности энергии в источнике быстрое, практически мгновенное выделение энергии в ограниченном объеме приводит к нестационарному движению окружающей среды и образованию ударной волны, вызванной расширением продуктов детонации. В зависимости от начального давления в продуктах взрыва, их состава и свойств, расширение газового облака продуктов взрыва происходит с различной скоростью, сопровождаясь образованием ударных волн различной интенсивности. При взрывах в воздухе передача энергии окружающей среде происходит посредством ударной волны, в которой эта энергия и диссипирует. Этим обстоятельством объясняется тот факт, что теория взрыва в воздухе сводится к определению законов распространения и затухания воздушных ударных волн.

Основными параметрами воздушной ударной волны, которые поддаются непосредственному измерению, являются:

1) скорость фронта ударной волны D, или его движение в пространстве и во времени R(t), где R – расстояние от точки взрыва, t – время;

2) перепад давления на фронте ударной волны ΔP и изменение давления ударной волны во времени в данной точке P(t);

3) импульс давления в положительной фазе ударной волны $I = \int \Delta P(t) dt$;

4) продолжительность положительной фазы давления τ_+ ;

5) параметры отрицательной фазы $\Delta P, I$ и τ .

За многие годы измерений собраны и систематизированы значительные по объему экспериментального материала базы данных перечисленных выше параметров воздушной ударной волны, начиная от модельных взрывов химических ВВ до взрывов ядерных зарядов. В результате обработки данных установлены экспериментальные зависимости основных параметров ударной волны от энергии взрыва и расстояния. Опыт наблюдений всех указанных типов взрывов показал также, что в процессе образования и развития воздушной ударной волны можно выделить три стадии ее развития и, соответственно, три зоны вокруг источника взрыва:

 начальную стадию и, соответственно, ближнюю зону, в которой происходит формирование ударной воздушной волны путем передачи энергии взрыва от расширяющихся продуктов окружающему воздуху;

 последующую стадию распространения сформировавшейся и достаточно сильной воздушной ударной волны, так называемую зону энергетического подобия, в которой ударная волна утрачивает связь с источниками взрыва, его продуктами и другими деталями в начальных условиях и ее параметры зависят только от величины энергии взрыва и свойств окружающего воздуха;

– заключительную стадию распространения слабой воздушной ударной волны или зону асимптотического затухания ударной волны, в которой она постепенно превращается в акустическую, а затем в весьма заметную инфразвуковую волну в случае достаточно большого масштаба взрыва.

Особенности формирования воздушной ударной волны при ядерном взрыве

При ядерном взрыве мгновенно выделившаяся энергия в объеме заряда по определенному закону переходит в энергию излучения и внутреннюю энергию вещества заряда и прилегающей части окружающего воздуха. В результате образуется тепловая волна в виде огненного шара, при расширении которого от фронта тепловой волны отделяется газодинамическая волна сжатия с ударным фронтом. На начальной стадии развития ядерного взрыва единственным экспериментальным методом

изучения, с точки зрения газодинамики, является скоростная киносъемка. По материалам киносъемки определяется зависимость радиуса огненного шара от времени и вычисляется скорость его расширения. Интенсивность воздушной ударной волны на этой стадии достигает величины порядка 10^5-10^6 МПа, так что фронт волны является источником светового излучения. Установлена зависимость радиуса огненного взрыва *E* [Glasstone, 1971]:

$$R_{\rm s} = 33 \ E^{2/5} \,\rm{m}; \ [E] = \kappa T \tag{1}$$

(1)

и зависимость максимального радиуса облака продуктов взрыва R_E от энергии E в конце активной стадии его расширения [Zablocki, 1966]:

$$R_E \approx 77 E^{2/5} \text{ m}; [E] = \text{kt.}$$
 (2)

Экспериментально установлено, что скорость распространения фронта ударной волны изменяется от примерно 20 км/сек в момент образования огненного шара, до скорости порядка 1 км/сек и соответствует решению Л. И. Седова [Седов, 1967] для сильного точечного взрыва в однородной атмосфере плотностью ρ_0 , радиус *R* возмущенной области составляет:

$$R(t) = \left[\xi(\gamma)\frac{E}{\rho_0}\right]^{1/5} t^{2/5}, \qquad (3)$$

где ζ – независимая переменная, определяемая величиной $\gamma = \frac{c_P}{c_V}$ – отношение удельных теплоемкостей.

Оказалось, что закон расширения огненного шара совпадает с решением задачи о сильном сосредоточенном взрыве в случае $\lambda = 1.2$.

Решение Л. И. Седова о распространении сильной ударной волны точечного взрыва получено интегрированием уравнений газодинамики, которые были упрощены и приведены к одной переменной с помощью метода анализа размерностей. Из выражения (3) получаем скорость фронта ударной волны:

$$D = \frac{dR}{dt} = \frac{2}{5} \left[\xi(\gamma) \frac{E}{\rho_0} \right]^{1/5} t^{-3/5} = \frac{2}{5} \left[\xi(\gamma) \frac{E}{\rho_0} \right]^{1/2} R^{-3/2}.$$
(4)

При этом давление P_m и плотность газа ρ_m на фронте ударной волны определяются по формулам:

$$P_{m} = \frac{2\rho_{0}D^{2}}{\gamma+1} = \frac{8\xi(\gamma)}{25(\gamma+1)} \cdot \frac{E}{R^{3}}, \ \rho_{m} = \rho_{0}\frac{\gamma+1}{\gamma-1},$$
(5)

где независимая переменная $\zeta = 1.73$ при $\lambda = 1.2$.

Таким образом, из решения задачи о сильном взрыве в однородной атмосфере следует, что давление в сильной ударной волне в ближней зоне воздушного ядерного взрыва затухает как $\frac{1}{R^3}$ и

вся картина движения является автомодельной, т.е. остается подобной самой себе во времени. При этом давление и плотность газа за фронтом ударной волны резко уменьшаются к центру взрыва, давление спадает до $0.41 P_m$, а плотность уменьшается в 160 раз. Почти вся масса вовлеченного в движение газа сосредоточена в узком шаровом слое, прилегающем к поверхности ударного фронта, так что вблизи фронта воздух сильно сжат (до 11 раз), давление и плотность сильно возрастают. В результате диссипация энергии взрыва, передаваемой посредством ударной волны окружающему воздуху в условиях высокой интенсивности фронта, оказывается настолько значительной, что величина тротилового эквивалента воздушного ядерного взрыва по механическому воздействию на среду уменьшается до 0.5. Напомним, что тротиловым эквивалентом ядерного взрыва q называется отношение энергии ядерного и тротилового взрывов, образующих в зоне энергетического подобия ударные волны с равной величиной максимального давления на фронте. В конечном итоге размер ближней зоны воздушного ядерного взрыва начинается от места отрыва ударного фронта от тепловой волны и заканчивается на расстоянии, где нарушается автомодельность распределения давления и плотности за фронтом волны, и затухание амплитуды ударной волны становится слабее $\frac{1}{R^3}$. При этом

величина максимального давления на фронте ударной волны становится меньше 10–20 МПа.

Формирование воздушной ударной волны при взрыве конденсированных ВВ и газовых смесей

В случае взрывов химических ВВ как конденсированных, так и газовых взрывчатых смесей размеры ближней зоны определяются процессом формирования воздушной ударной волны под действием расширяющегося облака продуктов взрыва. При взрывах конденсированных ВВ на каждый килограмм массы заряда, в зависимости от типа ВВ, выделяется от 3 до 6 МДж энергии и образуется облако продуктов взрыва, начальная плотность которого примерно в 10^3 раз превышает плотность окружающего воздуха. Так, при взрыве тротилового заряда на один килограмм веса выделяется 4.19 МДж энергии, начальное давление в облаке продуктов взрыва составляет величину порядка 10^4 МПа и температуру несколько тысяч градусов (~ 5000° С). Процесс формирования воздушной ударной волны при взрывах конденсированных BB был экспериментально исследован в работе [Адушкин, 1963] при взрывах сферических зарядов из сплава тротил-гексоген (ТГ) 50/50) плотностью $\rho = 1680$ кг/м³ и ТГ 50/50 насыпной плотностью $\rho = 900$ кг/м³. По результатам скоростной фоторегистрации и измерениям пьезоэлектрическими датчиками давления был установлен размер ближней зоны, измерены параметры воздушной ударной волны и их затухание в пределах ближней зоны.

Размер ближней зоны, равный расстоянию, на котором начинают выполняться условия применимости принципа энергетического подобия (формула М. А. Садовского), при взрывах конденсированных ВВ составил 12–15 радиусов заряда, что соответствует приведенному расстоянию $R/q^{1/3} = 0.7-0.9$ м/кг^{1/3}. В пределах ближней зоны законы затухания скорости фронта волны *D* и максимального давления ΔP_m имеют вид:

- в случае зарядов из литого ТГ 50/50

$$D = \frac{9500}{(R/r_0)^{0.86}} \text{ M/c } \text{ M } \Delta P_m = \frac{110}{(R/r_0)^{1.4}} \text{ Mna;}$$
(6)

- в случае зарядов из насыпного ТГ 50/50

$$D = \frac{8000}{\left(R / r_0\right)^{0.64}} \text{ м/с и } \Delta P_m = \frac{73}{\left(R / r_0\right)^{1.35}} \text{ Мпа.}$$
(7)

В формулах (6) и (7) цифры в числителе – значения скорости фронта D и максимального давления P_m в ударной волне в непосредственной близости к заряду, которые уменьшаются до величины $D = 10^5$ м/с и $\Delta P_m = 1.5-2$ МПа в конце ближней зоны. Можно отметить также, что размер ближней зоны заметно зависит от свойств ВВ, увеличиваясь с понижением бризантности ВВ (или плотности ВВ в заряде). Процесс передачи энергии взрыва продуктами взрыва ударной волне особенно заметен по результатам измерения удельного импульса и продолжительности фазы сжатия. Так, удельный импульс ударной волны в ближней зоне вместо того, чтобы снижаться вместе с затуханием максимального давления, возрастает примерно на 10%, достигая максимума к окончанию ближней зоны. Также чрезвычайно быстро и примерно на порядок увеличивается в конце ближней зоны продолжительность фазы сжатия.

При взрывах газовых смесей особенности формирования и распространения воздушной

ударной волны и размеры ближней зоны были установлены по результатам экспериментальных исследований этих взрывов, опубликованных в работах [Когарко и др., 1965; Адушкин и др., 1995; 1996]. Эти исследования были проведены со смесями метана и пропана с кислородом и воздухом в стехиометрических соотношениях. Объемы смесей сферической формы в экспериментах составляли от 5 до 15 м³. Инициирование производилось в центре объема. Составы смеси и их основные энергетические характеристики приведены в табл. 1.

Таблица 1.

Тип источника	р, кг/м	Δ <i>Р</i> _а , Па	<i>Q</i> , МДж/кг	р <i>Q</i> , МДж/м ³	$rac{r_0}{\left(ho Q ight)^{1/3}},$ м/МДж ^{1/3}	Δ <i>Р_н</i> , МПа
Метан с кислородом $CH_4 + 2O_2$	11.13	33.1	10.03	11.33	0.28	2.5
Пропан с кислородом $C_{3}H_{8} + 5O_{2}$	11.44	33.4	10.03	14.44	0.25	2.6
Метан с воздухом $CH_4 + 2O_2 + 7.5N_2$	11.17	11.6	2.76	3.29	0.42	1.2
Пропан с воздухом С.Н. + 5О. + 18.8N.	11.25	11.9	2.79	3.49	0.41	1.5

Характеристики источников газовых взрывчатых смесей

Здесь ρ – плотность смеси, ΔP_a – давление на фронте детонационной волны, Q – удельная энергия взрыва, ρQ – объемная плотность энергии взрыва, $\frac{r_0}{(\rho Q)^{1/3}}$ – приведенный радиус газового объема,

 ΔP_{H} – начальное давление на фронте воздушной ударной волны на границе объема газовой смеси с окружающим воздухом.

Результаты измерений параметров ударной волны в воздухе показали, что не только в ближней зоне, но и во всем диапазоне расстояний зависимость максимального давления на фронте волны для смесей с кислородом расположена выше, чем для смесей с воздухом, и обе эти зависимости значительно ниже кривой для конденсированного ВВ. Такой результат связан с тем, что начальная плотность продуктов взрыва газовой смеси на три порядка меньше начальной плотности продуктов взрыва конденсированного ВВ. Поэтому доля энергии, передаваемая в ударную волну продуктами взрыва при расширении, в случае взрыва газовой смеси значительно ниже, чем при взрыве конденсированного ВВ и зависит не только от энергии взрыва, но и от объемной плотности энергии в источнике. Размер ближней зоны взрыва газовых смесей, в которой происходит формирование воздушной ударной волны, определяется расстоянием до места выхода зависимости максимального давления ударной волны ΔP_m от приведенного расстояния $R_1 = R/(mQ)^{1/3}$, где mQ – полная энергия взрыва смеси, на кривую энергетического подобия. В конечном итоге, для всех исследованных газовых смесей место выхода зависимости $\Delta P_m(R_1)$ на кривую подобия оказалось практически одинаковым, равным 1.5 м/МДж^{1/3}, и, соответственно, размер ближней зоны составляет $\frac{r_0}{(\rho Q)^{1/3}} \le R \le 1.5$ м/МДж^{4/3}, что для смесей с кислородом примерно 6 радиусов объема газовой смеси, для смесей с воздухом примерно 4 радиуса объема смеси. В пределах ближней зоны зависимости $\Delta P(R_1)$ очень слабо зависят от вида газа и для смесей с кислородом соответствуют эмпирической формуле:

$$\Delta P_m = \frac{0.152}{\left[R / mQ^{1/3}\right]^{1.7}} \text{ MIIa.}$$
(8)

Для смесей с воздухом соответствуют эмпирической формуле:

$$\Delta P_m = \frac{0.116}{\left[R / mQ^{1/3}\right]^{1.7}} \text{ MIIa.}$$
(9)

Таким образом, в каждом из трех рассмотренных типов взрывов – ядерном, конденсированных ВВ и газовых смесей – процесс формирования и распространения воздушной ударной волны в ближней зоне обладает своими особенностями, связанными с различной природой и скоростью выделения энергии, различной объемной плотностью энергии, скоростью распространения и интенсивностью ударной волны. При этом также заметно различаются и размеры ближних зон.

В зоне энергетического подобия ударная волна отрывается от продуктов взрыва и утрачивает зависимость от деталей начальных условий. В результате ударные волны всех трех типов взрыва оказываются подобными друг другу. При этом, как следует из результатов измерений их параметров, величина максимального давления на фронте находится на уровне ниже 1–3 МПа. Однако в случае ядерных взрывов энергия ударной волны вдвое меньше энергии ударной волны, образующейся при взрывах конденсированных BB в условиях одинаковой энергии в источнике. В результате был сделан вывод, что в случае ядерных взрывов, наряду с энергией взрыва, таким же важным фактором в образовании ударной волны становится начальная плотность энергии взрыва в источнике, поскольку у ядерных взрывов она достигает $10^5 - 10^6$ МДж/м³, что на 3–4 порядка выше, чем при взрывах конденсированных BB, у которых она составляет (3-5) × 10^3 МДж/м³.

Взрывы тротиловых зарядов

Наиболее актуальной, в практической деятельности человека, является зона расстояний энергетического подобия при взрывах конденсированных BB, которые зачастую обобщенно называют тротиловыми взрывами. Именно в этой зоне по результатам многочисленных экспериментов со взрывами крупных сосредоточенных (сфера, цилиндр с высотой примерно равной диаметру, кубическая форма и т.д.) зарядов тротила академиком М. А. Садовским были установлены известные зависимости параметров воздушных ударных волн от веса заряда и расстояния. Так, зависимость максимального давления ΔP_m на фронте воздушной ударной волны при взрыве в свободной атмосфере от веса тротилового заряда q, [кг] ТNT и расстояния R, [м] до центра взрыва имеет вид:

$$\Delta P_m = 0.084 \frac{q^{1/3}}{R} + 0.27 \frac{q^{2/3}}{R^2} + 0.695 \frac{q}{R^3} \text{ MIIa.}$$
(10)

Зависимость удельного импульса:

$$I = 200 \frac{q^{1/3}}{R} \text{ Mma·c/m}^2.$$
(11)

Зависимость времени действия фазы сжатия:

$$\tau_{+} = 1.2 \cdot 10^{-3} q^{1/6} R^{1/2} \text{ c.}$$
(12)

Определен также диапазон расстояний зоны энергетического подобия, в котором справедливы зависимости (10)–(12):

$$10 \ge \frac{R}{q^{1/3}} \ge 1_{\mathrm{M/K\Gamma}^{1/3}},$$

который включает интервал максимальных избыточных давлений воздушной ударной волны от

1–3 до 0.01–0.02 МПа. Этот диапазон расстояний и указанный интервал интенсивности ударной волны являются наиболее актуальными при расчетах поражающего действия взрывов.

Крупные взрывы в атмосфере обычно проводят, располагая заряд конденсированного BB на поверхности земли. При наземном взрыве зависимости основных параметров воздушной ударной волны от веса тротилового заряда q, [кг] и расстояния R, [м] имеют вид:

$$\Delta P_m = 0.095 \frac{q^{1/3}}{R} + 0.39 \frac{q^{2/3}}{R^2} + 1.3 \frac{q}{R^3} \text{ MIIa},$$
(13)

$$I = 300 \frac{q^{1/3}}{R} \text{ M}\Pi a \cdot c/m^2,$$
(14)

$$\tau_{+} = 1.35 \cdot 10^{-3} q^{1/6} R^{1/2} \text{ c.}$$
⁽¹⁵⁾

При обработке результатов измерений параметров воздушных ударных волн при проведении наземных взрывов было установлено, что примерно 20% энергии взрыва расходуется на образование воронки и деформационные процессы в грунте.

При наземном взрыве без потерь энергии (скальный грунт, прочное покрытие грунта в эпицентре или заряд не касается поверхности и приподнят на незначительную высоту) зависимости параметров ударной волны от веса тротилового заряда *q*, [кг] и расстояния *R*, [м] имеют следующий вид:

$$\Delta P_m = 0.106 \frac{q^{1/3}}{R} + 0.43 \frac{q^{2/3}}{R^2} + 1.39 \frac{q}{R^3} \text{ M}\Pi a,$$
(16)

$$I = 350 \frac{q^{1/3}}{R} \text{ M}\Pi \text{a·c/m}^2, \tag{17}$$

$$\tau_{+} = 1.5 \cdot 10^{-3} q^{1/6} R^{1/2} \text{ c.}$$
⁽¹⁸⁾

В процессе работы над формулами (10)–(18) М. А. Садовским был сформулирован закон энергетического подобия, в соответствии с которым параметры ударной волны при взрывах ВВ с различными свойствами и энергетическими характеристиками определяются только величиной энергии взрыва (отсюда и соответствующее название данного диапазона расстояний).

Зависимости (16)–(18) рекомендуется также применять для расчета параметров воздушных ударных волн в случае приземных тротиловых взрывов на расстоянии $R \ge H$, где H – высота взрыва. Вблизи заряда, непосредственно в области эпицентра под зарядом, реализуется давление нормального отражения:

$$\Delta P_2 = 2\Delta P_m + \frac{6\Delta P_m^2}{\Delta P_m + 7} \text{ M}\Pi a, \tag{19}$$

где ΔP_m из формулы (10).

Величина удельного импульса в отраженной ударной волне:

$$I_2 = 600 \frac{q^{1/3}}{R} \text{ M}\Pi \text{a·c/m}^2.$$
(20)

В области регулярного отражения максимальное давление в ударной волне при $\Delta P_m < 0.3$ МПа:

$$\Delta P_m = 0.085 \frac{q^{1/3}}{(R^2 + H^2)^{1/2}} + 0.3 \frac{q^{2/3}}{(R^2 + H^2)} + 0.8 \frac{q}{(R^2 + H^2)^{3/2}} \text{ MIIa.}$$
(21)

В области нерегулярного отражения, которая начинается после образования тройной конфигурации, возникающей при слиянии падающей и отраженной ударных волн, величину максимального давления можно рассчитать по формуле:

$$\Delta P_m = 0.106 \frac{q^{1/3}}{R - H} + 0.43 \frac{q^{2/3}}{R^2 - H^2} + 1.39 \frac{q}{R^3 - H^3}$$
(22)

при 2*H* < *R*< 10*H*.

Размеры областей регулярного и нерегулярного отражений зависят от высоты взрыва и растут при ее увеличении.

Приведенные выше формулы (10)-(22), привлекая закон энергетического подобия, могут быть использованы в расчетах параметров воздушных ударных волн при взрывах конденсированных ВВ с другими энергетическими характеристиками. Для этого следует в указанных формулах вместо веса заряда тротила q подставить величину эквивалентного заряда $q_e = q_x Q_x / Q_{\text{TNT}}$, где q_x – вес заряда любого применяемого BB, Q_r – удельная энергия (теплота) взрыва этого BB, Q_{TNT} – удельная энергия (теплота) взрыва тротила (1000 ккал/кг = 4.19 МДж/кг). В табл. 2 приведены значения удельных энергий взрыва для ряда известных конденсированных ВВ.

Таблица 2.

BB	ТЭН	Гексоген	ТГ50/50	Пластит	Аммонит	АС-ДТ	Эмульсионные			
МДж/кг	5.86	5.0	4.8	5.8	3.5-5.0	3.3–4.5	2.9–4.3			

Улельная энергия (теплота) взрыва

М. А. Садовский предлагает для расчета максимального давления на фронте волны при взрывах любых ВВ пользоваться приведенными выше трехчленными формулами, умножая указанные в них коэффициенты на $\frac{Q_x}{Q_{TNT}}$ [Садовский, 1952; 1994].

Воздушные ударные волны при взрывах газовых смесей

Что касается параметров воздушных ударных волн в зоне расстояний энергетического подобия в случае взрывов газовых смесей отметим, что зависимости максимального давления от приведенного расстояния расположены существенно ниже соответствующей кривой взрывов конденсированных ВВ, как уже было отмечено ранее при обсуждении ближней зоны. Этот факт свидетельствует о том, что параметры воздушной ударной волны при взрывах газовых смесей определяются не только энергией взрыва, но и зависят от ее объемной плотности в источнике. Так, объемная плотность энергии газовых смесей с воздухом и кислородом составляет 3-15 МДж/м³ (см. табл. 1), что на три порядка меньше объемной плотности энергии конденсированных BB, у которых она достигает (3-5)10³·МДж/м³. Результаты экспериментальных исследований параметров воздушных ударных волн при взрывах газовых смесей [Когарко и др., 1965] показали, что в случае смесей с кислородом величина тротилового эквивалента η = 0.5, при взрывах смесей с воздухом η = 0.36. Подставляя указанные значения тротиловых эквивалентов в формулы М. А. Садовского в виде $q = \eta E$, где E – полная энергия взрыва, возможно на их основе проводить расчеты параметров воздушных ударных волн как для указанных газовых смесей, так и других составов с известной объемной плотностью энергии в источнике.

В результате обобщения данных о параметрах ударных волн при взрывах газовых смесей, а также при взрывах конденсированных ВВ и ядерных взрывов, была установлена зависимость тротилового эквивалента от объемной плотности энергии в источнике [Адушкин и др., 1995; 1996]. Такая функциональная зависимость $\eta = f(\rho Q)$ в широком диапазоне изменения объемной плотности энергии от величины порядка 1-10 МДж/м³ в случае газовых взрывчатых смесей до значения порядка 10⁶–10⁷ МДж/м³ при ядерных взрывах показана на рис. 1. При построении этой зависимости величина тротилового эквивалента взрывов конденсированных ВВ была принята равной η = 1.



Рис. 1. Зависимость тротилового эквивалента от объемной плотности энергии в источнике взрыва (точки – значения η для взрывов газовых смесей, тротиловых и ядерных взрывов с разными значениями ρ*Q*)

В представленном на рис. 1 виде величина тротилового эквивалента служит показателем эффективности передачи энергии взрыва в ударную волну при взрывах с различной объемной плотностью энергии в источнике. При этом подразумевается, что наиболее эффективным этот процесс является в случае взрывов конденсированных BB.

Таким образом, из рассмотрения особенностей распространения ударных волн в зоне расстояний энергетического подобия следует вывод о том, что формулы М. А. Садовского (10)–(18) с использованием закона энергетического подобия и зависимости тротилового эквивалента от объемной плотности энергии в источнике становятся универсальным методом расчета параметров механического действия взрывов зарядов ВВ с любым состоянием вещества, различными свойствами и энергетическими характеристиками.

Переходя к заключительной стадии распространения воздушных ударных волн следует отметить, что формулы М. А. Садовского применяют при расчетах их параметров на расстояниях, заметно превышающих зону расстояний энергетического подобия. Тем более, что трехчленная формула для расчета максимального давления на большом расстоянии соответствует закономерности убывания амплитуды звуковых волн как 1/R. В частности, встречается опыт проведения таких расчетов как минимум до расстояния 50 м/кг^{1/3}, на котором интенсивность волны снижается до уровня 1 кПа. При этом для определения продолжительности фазы сжатия слабой ударной волны рекомендуется экспериментальная зависимость:

$$\tau_{+} = 2.2 \cdot 10^{-3} q^{2/3} R^{1/3} \text{ c.}$$
(23)

Формула (23) свидетельствует об увеличении времени действия фазы сжатия с увеличением расстояния от места возникновения волны, а также о постепенном превращении воздушной ударной волны в слабую, длиннопериодную волну малой амплитуды. Можно отметить также заметную роль масштаба взрыва в увеличении продолжительности волны.

Диапазон больших расстояний от места возникновения волны принято называть зоной асимптотического затухания. Такое название связано с тем, что на больших расстояниях от источника взрыва амплитуда ударной волны в условиях центральной симметрии затухает по известному ассимптотическому закону [Ландау,1945]:

$$P_m - P_0 = \frac{a}{R\sqrt{\ln(R/r_0)}}.$$
 (24)

Соответственно время действия фазы сжатия и импульс І выражаются формулами [Губкин, 1970]:

$$C_0 \tau_+ = aA\sqrt{\ln(R/r_0)}$$
 M $C_0 I = \frac{1}{2}a^2 A \frac{1}{R}$, (25)

где P_0 – атмосферное давление, r_0 – начальный радиус источника, C_0 – скорость звука в невозмущенной среде, $A = \frac{\gamma + 1}{2\rho C_0^2}$ для идеального газа. Асимптотический закон затухания амплитуды ударной волны по сравнению с акустическим законом затухания 1/R содержит дополнительный множитель, который

по сравнению с акустическим законом затухания 1/*R* содержит дополнительный множитель, который свидетельствует о том, что реально амплитуда убывает несколько сильнее по сравнению с акустическим законом. Дело в том, что при распространении слабой ударной волны на большое расстояние важную роль в ее постепенном превращении в акустическую волну начинают играть нелинейные эффекты. Нелинейные эффекты возникают в связи с тем, что реальная скорость распространения слабых возмущений отличается от скорости звука в невозмущенной среде. Это обстоятельство приводит к нелинейному искажению профиля волны и влиянию течения позади ударного фронта на его амплитуду.

Чтобы записать асимптотические формулы (24)–(25) для параметров слабой воздушной ударной волны в терминах энергетического подобия следует воспользоваться условием, что формула Ландау (24) и формула Садовского (10) для давления на фронте ударной волны одновременно применимы в области давлений $\Delta P_m = 10^{-2}-10^{-3}$ МПа. При этом условии были получены значения констант $a = 0.135 E^{1/3} P_0^{2/3}$ и $r_0 = 0.27 E^{1/3} P_0^{1/3}$ [Губкин, 1961; 1978] в формулах 24 и 25 и установлен вид асимптотических формул в тех же единицах, что и формулы Садовского [Коротков,1958]:

$$\Delta P_m = \frac{1.35 \cdot 10^5 q^{1/3}}{R \sqrt{\ln(0.4R / q^{1/3})}} \quad \Pi a, \tag{26}$$

$$I_{+} = 2.35 \frac{q^{1/3}}{R} \text{ M}\Pi \text{a·c/m}^2,$$
(27)

$$\tau_{+} = 0.35 \cdot 10^{-3} q^{1/3} \sqrt{\ln(0.4R / q^{1/3})} \quad c.$$
⁽²⁸⁾

Отметим, что формулы (26)–(28) применимы в условиях взрыва в безграничной однородной атмосфере. Поэтому при наземном взрыве, когда энергия взрыва распределяется в полупространстве, энергия взрыва удваивается. При вертикальном распространении акустического сигнала следует учитывать неоднородность атмосферы. На рис. 2 приведена характерная форма слабой ударной волны на расстоянии 9 км от места наземного тротилового взрыва с энергией 10³ т.

Максимальное давление на фронте волны $P_m = 0.0077 P_0$ соответствует диапазону асимптотических формул (26)–(28). Форма волны близка к треугольной и ширина фронта волны пренебрежимо мала по сравнению с длиной импульса. Нелинейные искажения формы волны практически отсутствуют для столь малой амплитуды. Спектральный анализ волны показал, что основная часть (около 80%) энергии волны сосредоточена в полосе частот 0.1–1 Гц. Максимум спектрального распределения отвечает частоте 0.43 Гц. Следует отметить также, что по законам газовой динамики форма импульса взрыва

в условиях центральной симметрии не может быть однополярной – давление и скорость движения воздуха в нем обязательно меняют знак. При дальнейшем распространении профиль волны утрачивает характерную форму, изображенную на рис. 2 и постепенно превращается в акустическую, с плавным нарастанием фронта, а затем на больших расстояниях вследствие неоднородности атмосферы, преломления и отражения от инверсионных слоев в верхней атмосфере и ионосфере превращается в длительную последовательность колебаний.



Рис. 2. Форма слабой ударной волны на расстоянии 9 км от взрыва тротилового заряда 1000 т ($\Delta Pm = 0.0077 P_0$)

Процесс превращения слабой ударной волны в акустическую подробно рассмотрен в работе [Наугольных, 1972]. Показано, что при распространении волнового импульса амплитуда разрыва уменьшается, а длительность импульса возрастает. В процессе распространения волнового импульса нелинейные эффекты противодействуют диссипативным, стремящимся сгладить разрыв. Если бы действовали только нелинейные эффекты, то происходило бы «захлестывание» профиля. Напротив, если бы действовали только диссипативные эффекты, то происходило бы постепенное расплывание импульса, приводящее к увеличению ширины его фронта. Совместное влияние тех и других процессов приводит к равновесному плавному профилю, характерному для слабой ударной волны. Тем не менее, по мере распространения продолжительность импульса увеличивается, влияние нелинейных эффектов уменьшается и ширина фронта импульса возрастает на фоне более медленных процессов диссипативного размытия. В результате переход слабой ударной волны в акустическую происходит постепенно, асимптотически, в условиях взаимодействия нелинейных эффектов, сравнимых с диссипативными. Расстояние такого перехода от места возникновения импульса и его продолжительность определяются величиной энергии взрыва (масштабом события) и процессами дисперсии и поглощения волны, зависящими в свою очередь от распределения спектральной амплитуды сигнала по частоте. В связи с этим важным фактором, определяющим расстояние и время возникновения акустического сигнала, является не только величина энергии волнового импульса, но и ее распределение по частоте.

В качестве примера постепенного перехода типичной формы слабой ударной волны в акустическую на рис. З приведены результаты модельного расчета изменения ударно-волнового профиля, распространяющегося вертикально вверх при наземном взрыве тротилового заряда с энергией 500 т [Barry et al., 1966; Reed, 1972].

На рис. 3 представлены как бы «мгновенные» снимки формы импульса, как функции расстояния в заданный момент времени t на соответствующей высоте z в условиях стандартной безветренной атмосферы с учетом изменения скорости звука с высотой. Видно, что сферическая ударная волна, при своей трансформации в акустическую, проходит через стадию образования так называемой N-волны. Этот эффект связан с тем, что по законам газовой динамики при распространении сферического импульса, состоящего из фазы сжатия и разрежения, в нелинейной волне образуются два разрыва впереди и позади импульса. Поскольку импульс волны P(t) пропорционален производной потенциала

скорости, а потенциал скорости расходящейся сферической волны $\phi = \frac{1}{r} f\left(t - \frac{r}{C}\right)$ должен обращаться



Расстояние, пройденное волной, км

Рис. 3. Эволюция профиля слабой ударной волны при распространении в безграничной атмосфере при наземном взрыве 600 т ВВ [Ваггу et al., 1966]

в нуль как впереди, так и позади импульса, образуя форму *N*-волны. При дальнейшем распространении импульса оба разрыва сглаживаются и максимум волны перемещается в отрицательную фазу волны, увеличивая ее амплитуду. При этом длительность головной положительной фазы импульса увеличивается, а ее амплитуда уменьшается, уменьшается также длительность отрицательной фазы. Результаты расчета нашли определенное подтверждение в упомянутом эксперименте с наземным взрывом заряда BB 600 т при регистрации давления с помощью датчиков, установленных на четырех парашютах, находившихся на высоте от 8.2 до 9 км.

После завершения перехода слабой ударной волны в акустическую при дальнейшем ее распространении наступает стадия развития акустических волн низкой частоты на расстояниях сотни и тысячи км от места их возникновения. На этих расстояниях акустические возмущения по большей части представляют собой длиннопериодные и главным образом инфразвуковые волны с частотой 0.1–

10 Гц и длиной волны, соизмеримой с вертикальным масштабом нижней, средней и верхней атмосфер. На формирование акустических волн в этих условиях существенное влияние оказывает неоднородная структура атмосферы, наличие стратосферных и мезосферных слоев с инверсиями температуры, а также существование естественных звуковых каналов на высоте примерно 30 км (слой озоносферы) и на высоте около 80 км (слой нижней ионосферы). На этих высотах происходит более интенсивное поглощение солнечного излучения и температура воздуха становится выше, чем в областях выше и ниже. От слоев с повышенной скоростью звука происходит отражение акустических сигналов и возвращение их к поверхности Земли. От слоя озоносферы акустические сигналы приходят примерно на расстояние 150-200 км от эпицентра взрыва, от ионосферы – на расстояние 400-500 км. После нескольких отражений волны перемешиваются и акустический сигнал превращается в длинный цуг продолжительных колебаний. Продолжительность цуга этих колебаний, их амплитуда и характерные периоды зависят как от масштаба взрыва и расстояния, так и от размеров рассеивающих слоев, градиентов их акустических показателей преломления, локальных изменений температуры, вязкости, направления и скорости ветра. Так как высота звуковых каналов большая, то такие волны являются инфразвуковыми с периодами колебаний от одной до пяти минут и длиной волны от десятка до сотен километров. Поглощение и рассеяние при таких больших длинах волн малы, поэтому инфразвуковые волны распространяются на значительные расстояния, огибая Землю в случае мощных источников.

Заключение

Полученные данные позволяют существенно расширить возможности применения формул М. А. Садовского для определения параметров воздушных волн, вызванных источниками взрывного типа с сильно отличающимися плотностями энергии в очаге. Это подтверждает универсальность подхода к описанию параметров воздушных волн от источников взрывного типа, разработанного М. А. Садовским на основе принципа энергетического подобия.

Финансирование

Исследования выполнены в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ (тема № 122032900185-5).

Список литературы

Адушкин В.В. О формировании ударной волны и разлете продуктов взрыва в воздухе // ПМТФ. 1963. № 5. С. 107–114.

Адушкин В.В., Гостинцев Ю.А., Фортов В.Е. Энергетические характеристики взрыва и параметры ударных волн в воздухе при детонации водородосодержащих облаков в свободной атмосфере // Химическая физика. 1995. Т. 14. № 6. С. 59–102.

Адушкин В.В., Гостинцев Ю.А., Петухов В.В., Фортов В.Е. Тротиловые эквиваленты взрывов турбулентных топливо-воздушных облаков // Химическая физика. 1996 Т. 15. № 10. С. 68–81.

Губкин К.Е. Нелинейная геометрическая акустика и ее приложения / Некоторые проблемы математики и механики. Новосибирск: Изд-во С АН СССР. 1961. С. 69–75.

Губкин К.Е. Распространение взрывных волн. В сб.: Механика в СССР за 50 лет. М. : Наука, 1970. Т. 2. С. 269–311.

Губкин К.Е. О подобии взрывов // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1978. № 10. С. 49–60.

Когарко С.М., Адушкин В.В., Лямин А.Г. Исследование сферической детонации газовых смесей // Научнотехнические проблемы горения и взрыва. 1965. № 2. С. 22–34.

Коротков П.Ф. Об ударных волнах на значительном расстоянии от места взрыва // Изв. АН СССР. Сер. ОТН. 1958. № 3. С. 165–168.

Ландау Л.Д. Об ударных волнах на далеких расстояниях от места возникновения // ПММ. 1945. Т. 9. № 4. С. 286–292.

Наугольных Е.А. О переходе ударной волны в акустическую // Акустический журнал. 1972. Т. XVIII (4). С. 579–583.

Садовский М.А. Механическое действие воздушных ударных волн взрыва по данным экспериментальных исследований. Физика взрыва: Сборник № 1 научно-исследовательских работ в области физики взрыва. М. : Изд-во АН СССР, 1952. – 198 с.

Садовский М.А. Избранные труды: геофизика и физика взрыва. М. : Наука, 2004. – 440 с.

Садовский М.А. Механическое действие воздушных ударных волн взрыва по данным экспериментальных исследований. В сб.: Механическое действие взрыва. М. : Институт динамики геосфер РАН. 1994. С. 7–102.

Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. М. : Наука. 1967. – 428 с.

Barry G.H., Griffiths I.J. HF radio measurements of high-altitude acoustic waves from a ground-level explosion // J. Geophys. Res. 1966. Vol. 71. P. 4173–4182. https://doi.org/10.1029/JZ071i017p04173

Glasstone S. The effects of nuclear weapons. USA Atom.Energy Commission. Revised ed. Washington, 1964. / Перевод: Гласстоун С. Действие ядерного взрыва. М. : Воениздат, 1971.

Reed J.W. Air blast overpressure decay at long ranger // J. Geoph. Res. 1972. Vol. 77 (9). P. 1623–1629. https://doi.org/10.1029/JC077i009p01623

Zablocki C.J. Electrical transients observed during underground nuclear explosions // J. Geophys. Res. 1966. Vol. 71 (7) P. 3523–3542. https://doi.org/10.1029/JZ071i014p03523

FORMATION AND PROPAGATION OF SHOCK WAVES IN THE EARTH'S ATMOSPHERE

© 2024 V. V. Adushkin, A. A. Spivak*

Sadovsky Institute of Geospheres Dynamics of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

*E-mail: spivak@idg.ras.ru

A new approach is proposed to estimate the amplitude of shock waves and compression waves in the atmosphere caused by explosive sources: industrial explosions, powerful explosions of concentrated charges, explosions of condensed chemical explosives and explosions of gas mixtures. As a result of generalization of the data of instrumental observations, the possibility of using M.A. Sadovsky's formulas to describe the mechanical effect of shock waves in the atmosphere for all the above sources is shown by taking into account the dependence of the scale coefficients of the law of energy similarity and the TNT equivalent of the explosion on the volumetric energy density in the source, which makes M.A. Sadovsky's formula universal for calculating the parameters of the mechanical action of explosive charge explosions with any state of matter, different properties and energy characteristics. The data obtained can be used to prevent the negative consequences of the use of explosive technologies in the national economy and during experimental explosions of explosives.

Keywords: explosive source, atmosphere, air waves, experimental data.