

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Андреев, Г. И. Киселев и др. В сб. «Динамика сплошной среды». Вып. X, Ин-т гидродинамики. Новосибирск, 1972.
2. А. Ф. Беляев. Горение, детонация и работа взрыва конденсированных систем. М., «Наука», 1968.
3. А. Ф. Беляев, В. К. Боболев и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв. М., «Наука», 1973.
4. А. Н. Дремин, С. А. Колдунов. В сб. «Взрывное дело», № 63/20. М., «Недра», 1967.
5. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М., «Наука», 1970.
6. В. В. Андреев, Л. А. Лукьянчиков. В сб. «Динамика сплошной среды». Вып. VII, Новосибирск, ин-т гидродинамики, 1971.
7. С. А. Колдунов, К. К. Шведов, А. Н. Дремин. ФГВ, 1973, 9, 2.
8. А. К. Парфенов, И. М. Воскобойников. ФГВ, 1969, 5, 3.
9. А. К. Парфенов, А. Я. Апин. НТПГВ, 1965, 1, 1.
10. А. В. Дубовик, В. И. Боболев. В сб. «Взрывное дело», № 63/20. М., «Недра», 1967.
11. К. К. Андреев. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ. М., «Наука», 1966.
12. Ю. В. Фролов, В. Ф. Дубовицкий и др. ФГВ, 1972, 8, 3.
13. П. А. Зыков, Р. Н. Севастьянов. Тр. ЦАГИ, вып. 1398. М., 1972.
14. Н. Е. Буянова, А. П. Карнаухов. Определение удельной поверхности твердых тел хроматографическим методом по тепловой десорбции аргона. Новосибирск, «Наука», 1965.
15. С. А. Христианович, В. Г. Гальперин и др. Прикладная газовая динамика. М., 1948.
16. М. А. Мельников, В. В. Никитин. ФГВ, 1972, 8, 4.

УДК 534.2

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СЛАБЫХ УДАРНЫХ ВОЗДУШНЫХ ВОЛН ПРИ ВЗРЫВАХ НАРУЖНЫХ ЗАРЯДОВ

*Н. И. Смолий, Я. И. Цейтлин*

*(Москва)*

В согласии с [1], под слабыми ударно-воздушными волнами (УВВ) следует понимать такие, у которых давление на фронте не превышает  $10^4$  Н/м<sup>2</sup>. Они могут реализоваться лишь на больших расстояниях от места взрыва. Последнее обстоятельство дало возможность сделать некоторые упрощения при теоретическом анализе распространения слабых УВВ. Однако полученные теоретические результаты [1—4] основаны на идеальных условиях, в то время как именно слабые УВВ особенно чувствительны к таким внешним факторам как неоднородность атмосферы, градиенты температур, ветер, вариации земной поверхности [4, 5] и т. п. Поэтому для практического использования большую ценность представляют экспериментальные данные.

Наиболее полный анализ экспериментального материала и соответствующие обобщения по параметрам УВВ приведены в работе [6]. Однако полученные в этой работе эмпирические зависимости для давления на фронте УВВ  $\Delta p_0$ , импульса в волне сжатия  $S_+$  и длительности положительной фазы давления  $\tau_+$  применены лишь в области

$$1 \leq \bar{r} = \frac{r}{\sqrt[3]{Q}} \leq 10$$

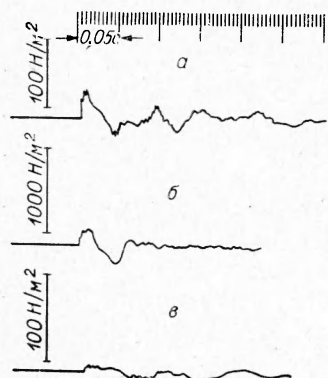


Рис. 1. Осциллограммы давлений в ударных воздушных волнах.

а)  $r=1600$  м,  $Q=44$  кг; б)  $r=1600$  м,  $Q=22$  кг; в)  $r=5000$  м,  $Q=44$  кг.

Каждый из наружных зарядов состоял из сосредоточенных (от трех-четырех до нескольких десятков), размещенных в карьере на отдельных негабаритных камнях. Все сосредоточенные заряды взрывались одновременно. Суммарная масса наружных зарядов менялась от 1 до 1000 кг. Расстояние пункта регистрации давления в УВВ от места взрыва находилось в пределах 15—5000 м. В качестве ВВ использовался аммонит 6ЖВ. Место взрыва и пункт регистрации находились примерно на одном уровне. Рельеф местности на пути распространения волн был представлен относительно ровной поверхностью без резко выраженных препятствий.

На рис. 1 показаны записи давления в УВВ, полученные на разных расстояниях от места взрыва. Изменение максимального давления в УВВ в зависимости от приведенного заряда характеризуется графиком на рис. 2. Довольно значительный разброс опытных данных объясняется вариацией условий (и в первую очередь метеорологических), при которых производились измерения ударной волны взрывов. Существенное влияние на результаты измерений, по-видимому, оказала форма заряда, которая в значительной степени характеризует распределение давления в пространстве вблизи очага взрыва. В наших экспериментах заряд, как правило, был распределен по площади 20—50 м<sup>2</sup>. Кривую на рис. 2 можно аппроксимировать степенной функцией

$$\Delta p_0 = \left( \frac{\sqrt[3]{Q}}{r} \right)^n \quad (1)$$

( $Q$  — масса заряда, кг;  $r$  — расстояние, м), т. е. при давлении  $\Delta p_0 > 10^4$  Н/м<sup>2</sup>. Между тем при изучении условий повреждения остекления слабыми УВВ могут представлять интерес давления на фронте начиная с  $10^2$  Н/м<sup>2</sup> и даже меньше.

Для регистрации давления в функции времени был использован прибор, аналогичный описанному в работе [7], но приспособленный для записи малых давлений ( $\Delta p \geq 1$  Н/м<sup>2</sup>) и импульсов большей длительности ( $\tau_+ \leq 0,1$  с). Чувствительность прибора составляла 3—4 Н/м<sup>2</sup>. Тарировка приборов производилась перед каждой серией экспериментов с помощью устройства, аналогичного описанному в работе [8]. Источниками ударных воздушных волн были взрывы наружных зарядов.

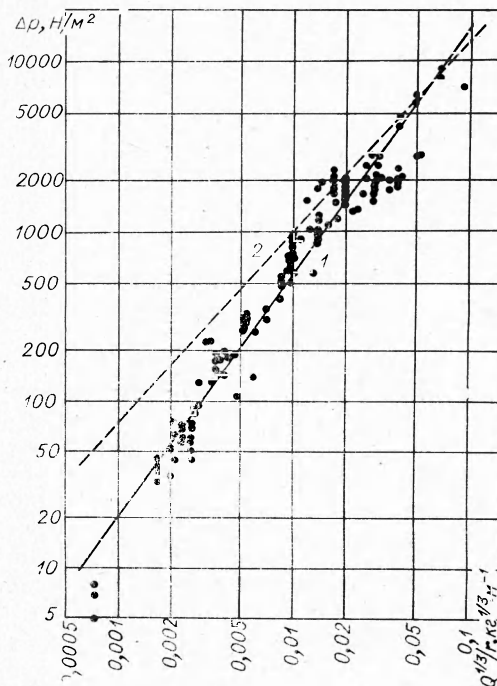


Рис. 2. Зависимость давления в ударных воздушных волнах от приведенного заряда.

1 — по формуле (2); 2 — по формуле (3).

Обработка результатов способом наименьших квадратов дала следующие значения коэффициентов:  $n = 1,4 \pm 0,11$ ;  $B = (4,4 \pm 0,69) \cdot 10^5$ . Окончательно формула для максимального давления в УВВ

$$\Delta p_0 = 4,4 \cdot 10^5 \left( \frac{\sqrt[3]{Q}}{r} \right)^{1,4} \text{ при } 10 \leq \bar{r} \leq 1000. \quad (2)$$

Из немногочисленных исследований, посвященных экспериментальному изучению слабых ударных волн при взрывах на карьерах, заслуживает внимания работа [9], в которой приведены некоторые результаты измерения максимального давления на фронте УВВ. Из работы [9] следует, что закон снижения давления с уменьшением приведенного заряда можно представить в виде формулы типа (1), причем в области  $20 \leq \bar{r} \leq 500$  коэффициенты  $B = 3,7 \cdot 10^5$  и  $n = 1,4$ , т. е. попадают в пределы разброса наших экспериментальных данных.

Для слабых ударных волн при взрывах сферических зарядов на границе полупространства, учитывая удвоение заряда, по [1] получаем следующие формулы:

$$\Delta p_0 = \frac{1,22 \cdot 10^5}{\bar{r} \sqrt{\lg 0,4 \bar{r}}}, \quad (3)$$

$$l = 2,07 \sqrt[3]{Q} \sqrt{\lg 0,4 \bar{r}}, \quad (4)$$

$$S_+ = 350 \frac{\sqrt[3]{Q}}{\bar{r}}, \quad (5)$$

где  $\Delta p_0$  — избыточное давление на фронте УВВ, Н/м<sup>2</sup>;  $l$  — длина волны, м;  $S_+$  — удельный импульс, Н·с/м<sup>2</sup>;  $\bar{r} = \frac{r}{\sqrt[3]{Q}}$  — приведенное расстояние, м·кг<sup>-1/3</sup>.

На рис. 2 совместно с экспериментальной построена теоретическая кривая зависимости давления на фронте от величины приведенного заряда. Из рисунка видно, что формула (3) дает завышенные против эксперимента величины давлений при  $\bar{r} > 20$ , что, по-видимому, объясняется рассредоточенностью зарядов на площади.

На основании опытных данных и закона энергетического подобия М. А. Садовским была получена эмпирическая зависимость для расчета времени действия положительной фазы давления в УВВ

$$\tau_+ = \sqrt[6]{Q} \sqrt{\bar{r}} \cdot 10^{-3}, \quad (6)$$

дающая хорошее приближение к экспериментальным данным на расстояниях  $\bar{r} < 20$ . На больших расстояниях, как показали опытные данные настоящей работы и других исследователей, длительность положительной фазы в УВВ растет значительно медленнее, чем это следует из формулы (6).

На рис. 3 приведен график зависимости приведенной длительности положительной фазы от приведенного расстояния, построенный по экспериментальным данным. В интервале приведенных расстояний  $10 \leq \bar{r} \leq 1000$  время длительности положительной фазы давления удовлетворительно соот-

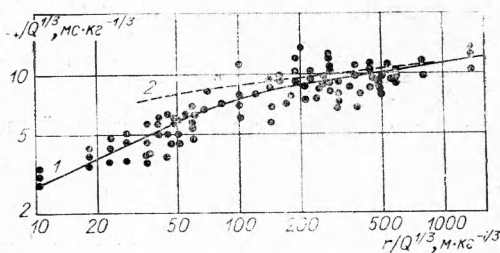


Рис. 3. Зависимость приведенной длительности положительной фазы давления от приведенного расстояния.

1 — по формуле (7); 2 — по формуле (8).

ветствует закону энергетического подобия и может быть представлено логарифмической функцией

$$\frac{\tau_+}{\sqrt[3]{Q}} = 3,15 \lg \bar{r}. \quad (7)$$

Если ограничиться приведенными расстояниями  $\bar{r} < 100$ , то кривая на рис. 3 представляется зависимостью  $\tau_+ = 0,85 \sqrt[3]{Q} \sqrt{\bar{r}} \cdot 10^{-3}$ , что почти в точности совпадает с формулой (6). На больших приведенных расстояниях разница становится существенной. Например, при  $\bar{r} = 1000$  время длительности положительной фазы, согласно формуле (6), почти в три раза превышает экспериментальную величину. Представляется интересным сопоставить эмпирическую формулу (7) с теоретическим выражением (4). Для этого разделим выражение (4) на скорость распространения УВВ или звука (что практически то же самое в нашем случае; возьмем для определенности скорость звука 330 м/с), после чего получим

$$\frac{\tau_+}{\sqrt[3]{Q}} = 6,3 \sqrt{\lg 0,4 \bar{r}}. \quad (8)$$

Сравнение экспериментальной и теоретической кривых указывает на их удовлетворительное соответствие в случае больших приведенных расстояний ( $\bar{r} \geq 100$ ).

Как следует из теории и практики, временной график у положительной фазы слабых УВВ приближенно характеризуется треугольным профилем

$$\Delta p = \Delta p_0 \left(1 - \frac{t}{\tau_+}\right). \quad (9)$$

При этом следует иметь в виду, что слабые УВВ в отличие от сильных осложнены различными воздушными волнами большой амплитуды (отраженные, рефрагированные, дифрагированные и пр.), так что на реальной осциллограмме может отмечаться длинный цуг волн. Замечание о треугольном профиле относится только к волне первого вступления (если волна чисто проходящая). В случае треугольного профиля импульс сжатия определяется выражением

$$S_+ = \frac{1}{2} \tau_+ \Delta p_0. \quad (10)$$

Подставив (2) и (7) в (10), получим формулу импульса

$$S_+ = 700 \sqrt[3]{Q} \frac{\lg \bar{r}}{\bar{r}^{1.4}}.$$

Приближенно импульс для ограниченной области  $\bar{r}$  может быть выражен также формулой типа (5). Так, в указанных выше пределах изменения  $Q$  и  $r$  по результатам обработки 110 взрывов

$$S_+ = 230 \frac{Q^{2/3}}{r}$$

с относительной среднеквадратичной ошибкой 20%.

Поступила в редакцию  
26/III 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. П. Ф. Коротков. Изв. АН СССР, ОТН, 1958, 3.
2. Л. Д. Ландау. ПММ, 1945, IX, 4.
3. С. А. Христианович. ПММ, 1956, XX, 5.

4. К. Е. Губкин. Канд. дисс., ИХФ АН СССР, 1961.
5. П. Ф. Коротков. ПМТФ, 1961, 3.
6. М. А. Садовский. В сб. «Физика взрыва», № 1, М., Изд-во АН СССР, 1952.
7. А. И. Соколик, А. И. Станиловский. ПНТПО № П—57/29/8, филиал ВИНТИ, 1957.
8. Р. И. Солоухин. Ударные волны и детонация в газах. М., «Физматгиз», 1963.
9. Brian J. Greenland, J. D. Knowles. Quarry Manag. J., 1970, 54, 10.

УДК 535+621.375.82

## О ПРЕОБРАЗОВАНИИ АБЕЛЯ ПРИ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ ТОЧЕЧНОГО ВЗРЫВА

*В. В. Пикалов, Н. Г. Преображенский*  
(Новосибирск)

1. Развитие импульсных голографических методов исследования плазмы и нагретых газов открывает много новых интересных возможностей для изучения взрывных явлений. Это относится, в частности, и к классической газодинамической задаче о точечном взрыве [1, 2], ряд аспектов которой диктует необходимость постановки целой серии уточняющих экспериментов [3—5].

Весьма важным элементом обработки интерферограмм, снятых как на стадии существования плазмы, так и в те интервалы времени, когда по газу движется лишь сравнительно слабая ударная волна, является переход от набега фазы световой волны  $\Phi(x)$ , суммируемого вдоль выбранного луча зрения, к радиальному распределению плотности основного компонента среды  $\rho(r)$ . Как известно, эти функции связаны друг с другом интегральным соотношением

$$\Phi(x) = \frac{4\pi k}{\lambda} \int_x^R \frac{[\rho(r) - \rho(R)] r dr}{\sqrt{r^2 - x^2}}, \quad (1.1)$$

где  $\lambda$  — длина волны и  $k$  — постоянная (например, константа Гладстона — Дэйла). Выражение (1.1) есть хорошо известное уравнение Абеля, формальное решение которого нетрудно записать. Однако присутствие в этом решении производной  $\Phi'(x)$  может привести в реальной ситуации к столь большой потере точности, что беспредметным окажется сам голографический эксперимент, например типа описанного в работах [3] или [5]. В самом деле, как показывают простые оценки [6], даже при оптимальном выборе отсчетного дискретного шага погрешность в измерении  $\Phi(x=0)$ , равная  $\pm 2\%$ , дает ошибку в определении плотности  $\pm 40\%$ . В таких условиях уже трудно или вообще невозможно выделить роль вязкости, теплопроводности, излучения, химических реакций в динамике взрывного процесса. Конечно, следует оговориться, что оценки в [6] относятся к случаю, когда решение уравнения (1.1) находится без применения какой-либо регуляризационной процедуры. Однако именно в отношении регуляризации и сохраняется, пожалуй, наиболее существенный пробел в исследованиях по голографической интерферометрии взрыва. Нижеследующие расчеты ставят своей основной целью по возможности заполнить данный пробел.