

## О ФОРМИРОВАНИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ И РАЗ ЛЕТЕ ПРОДУКТОВ ВЗРЫВА В ВОЗДУХЕ

В. В. Адушкин (Москва)

При помощи пьезоаппаратуры, скоростного фотографирования и ионизационного зонда изучались законы движения фронта ударной волны и продуктов взрыва (ПВ) при взрыве в воздухе сферических зарядов некоторых типов взрывчатого вещества (ВВ). По скорости фронта построены зависимости основных параметров фронта вблизи от заряда до расстояний, при которых справедливы формулы М. А. Садовского [1]. В области действия ПВ построена зависимость ширины слоя, сжатого в волне воздуха между фронтом и ПВ от расстояния.

Методом, развитым в работе [2] и близким к методу тонкого слоя [3, 4], на основании измерений параметров фронта ударной волны получено распределение давления и плотности в слое воздуха за фронтом до контактной поверхности. Вычисленное распределение давления в слое дополнено эпюрами  $\Delta p = f(t)$ , полученными при измерении параметров ударных волн в воздухе вблизи от заряда ВВ [5]. По распределению давления, плотности и скорости воздуха в ударной волне вычислена энергия, которую приобретает воздух от расширяющихся ПВ в результате их интенсивного торможения. Показано, на какой стадии и как распределена энергия воздуха за фронтом ударной волны. Проведено сравнение некоторых полученных результатов с результатами численного расчета ударной волны от взрыва сферического заряда тротила [6], сильного точечного взрыва [7] и точечного взрыва с противодавлением [8].

1. Описание эксперимента. В эксперименте измерялись времена прихода  $t$  фронта волны и ПВ на различные расстояния  $r$  от центра заряда в трех сериях опытов на зарядах различного типа ВВ сферической формы. Заряды инициировались из центра. В табл. 1 приведены данные о зарядах тротил-гексоген 50/50 (ТГ) и тэн, использованных в эксперименте.

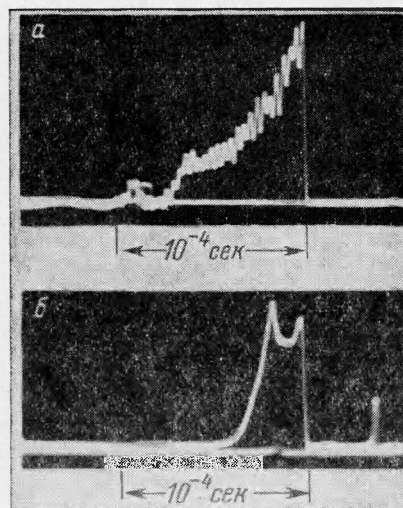
Таблица 1

Серия	Тип заряда ВВ	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$C$ , кг	$\varepsilon$ , ккал/кг	$\delta$ , мм	$\beta$
1	ТГ литой	1.68	$24 \cdot 10^{-3}$ , $135 \cdot 10^{-3}$	1140	0	0.052
2	ТГ насыпной	0.9	$36 \cdot 10^{-3}$ , $150 \cdot 10^{-3}$	1030	2	0.064
3	тэн прессованный	1.6	$0.8 \cdot 10^{-3}$ , $2.5 \cdot 10^{-3}$	1400	0.2	0.053

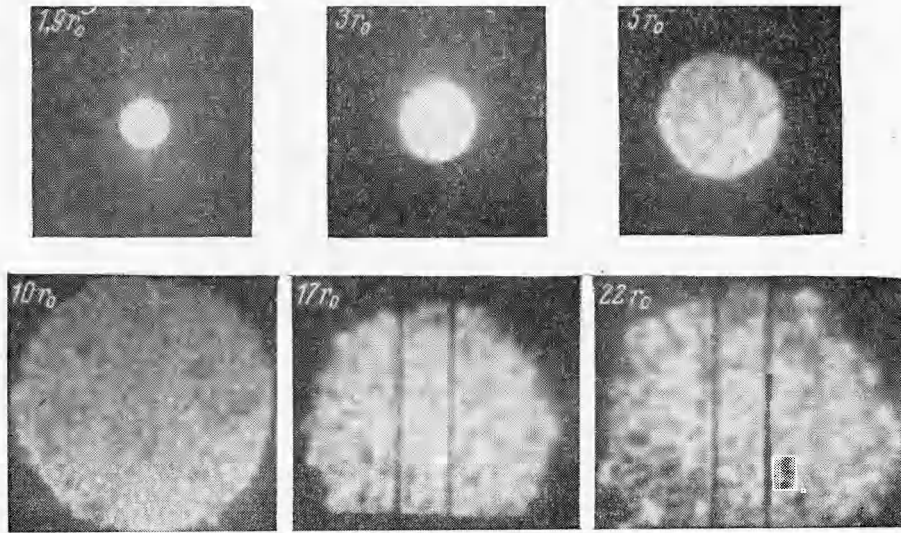
Здесь  $\rho$  — плотность зарядов,  $C$  — вес зарядов,  $\varepsilon$  — удельная энергия взрыва,  $\delta$  — толщина разбрасываемого слоя ВВ,  $\beta = r_0/C^{1/3}$ , где  $r_0$  — радиус заряда в м за вычетом разбрасываемого слоя.

В серии опытов 1 и 2 движение фронта волны и ПВ в области от поверхности заряда до  $13 r_0$  получено методом ионизационного зонда, обнаженные концы которого замыкались фронтом сильной ударной волны, где воздух частично ионизован. Запись производилась на электронных осциллографах ОК-17 и ОК-24. Кроме того, в области расстояний свыше  $4 r_0$  времена прихода фронта волны измерялись на записях  $\Delta p = f(t)$ , полученных при помощи пьезодатчиков. Результаты измерений параметров ударных волн пьезодатчиками в ближней зоне взрыва и их устройство приведены в работе [5]. На фиг. 1 показаны образцы записей, полученных при помощи пьезодатчика (а) и ионизационного зонда (б) на расстоянии  $11.1 r_0$ .

Движение ПВ фотографировалось прибором СФР-2М, который, кроме непрерывной развертки во времени, позволяет получать ряд кадров с частотой съемки от 20 тыс. до 2 млн. кадров в сек. Некоторые кадры фотосъемки взрыва из серии 1 зарядов весом  $135$  г представлены на фиг. 2. Около кадров обозначен размер видимого облака от центра взрыва в радиусах заряда  $r_0$ . Отметим, что в непосредственной близости к заряду источником света является поверхность фронта ударной волны, образуемой расширяющимися ПВ. Затем, возможно, свечение идет из более глубоких слоев возму-



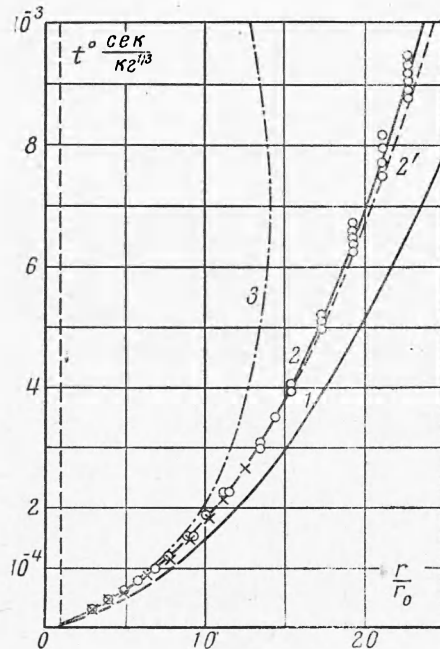
Фиг. 1



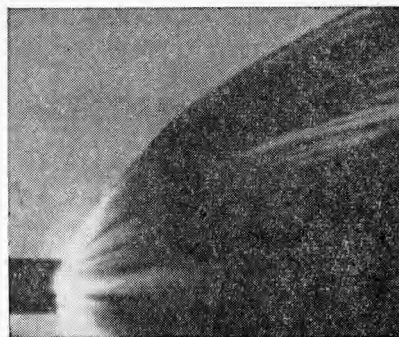
Фиг. 2

щенного воздуха за фронтом волны. В области свыше  $3-4 r_0$ , что особенно хорошо видно на photographиях, полученных на СФР методом стереосъемки, «обнажается» поверхность уже самих ПВ в виде шероховатого облака. Однако не исключено, что источником света все-таки является тонкий слой воздуха, примыкающий к поверхности ПВ. Тем более, что температура воздуха за фронтом волны возрастает, причем особенно резко вблизи контактной поверхности, а температура самих ПВ значительно меньше, чем температура воздуха за фронтом волны [9].

Результаты измерений по движению фронта волны (кривая 1) и ПВ (кривая 2) для взрывов серии 1 приведены на фиг. 3 в виде зависимости приведенного времени  $t^{\circ} = t / C^{1/3}$  в  $\text{сек}/\text{кг}^{1/3}$  от расстояния в радиусах заряда. Так как температура ПВ при их расширении во много раз ниже температуры сжатого воздуха за фронтом ударной



Фиг. 3



Фиг. 4

волны, ожидалось, что ионизационный зонд почувствует различие в электропроводности сжатого в волне воздуха и ПВ. На фиг. 3 результаты измерений времен прихода ПВ ионизационным зондом в области до  $13 r_0$  обозначены крестами. На записях ионизационного зонда (фиг. 16), за время прихода ПВ принимался момент резкого спада за вторым максимумом записи. Эти измерения времен прихода ПВ совпали с оптическими наблюдениями. Таким образом, в условиях эксперимента при фотографировании

собственного свечения процесса взрыва ВВ регистрируются наиболее горячие слои воздуха у самой контактной поверхности или внешние слои ПВ.

В случае взрыва зарядов из тэна движение фронта в области до  $25 r_0$  получено при фотографировании взрывов в параллельном пучке света (шлирно-теневой метод) ждущим фоторегистром ЖФР. Фотография развертки взрыва 2.5 г тэна приведена на фиг. 4. Разлет ПВ сфотографирован прибором СФР-2М. В результате была получена зависимость  $r = r(t)$  для фронта и ПВ зарядов из тэна.

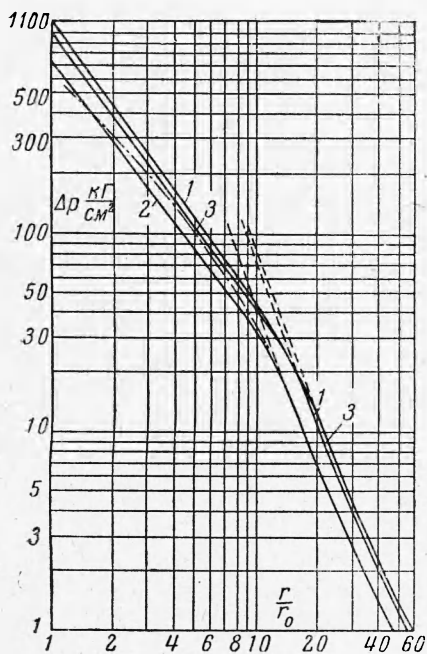
На фиг. 3 штрих-пунктиром 3 представлено движение контактной поверхности, полученное при расчете тротилового взрыва Брудом [6]. Видно, что движение контактной поверхности от центра взрыва в работе [6] прекращается на расстоянии  $13 \div 14 r_0$ , отличие же от движения ПВ, наблюдаемого в эксперименте, начинается примерно с  $5 \div 7 r_0$ .

2. Ширина слоя воздуха между фронтом и продуктами взрыва. По законам движения  $r = r(t)$  фронта волны и ПВ построена эмпирическая формула, представляющая зависимость ширины слоя воздуха  $\Delta$  между ПВ и фронтом от расстояния до фронта волны  $r_s$

$$\frac{\Delta}{r_0} = 0.045 \left[ \left( \frac{r_s}{r_0} \right)^{1.4} - 1 \right], \quad 1 \leq \frac{r_s}{r_0} \leq 35 \quad (2.1)$$

В пределах экспериментального разброса (около 10%) различия в ширине слоя в зависимости от вида ВВ не наблюдается.

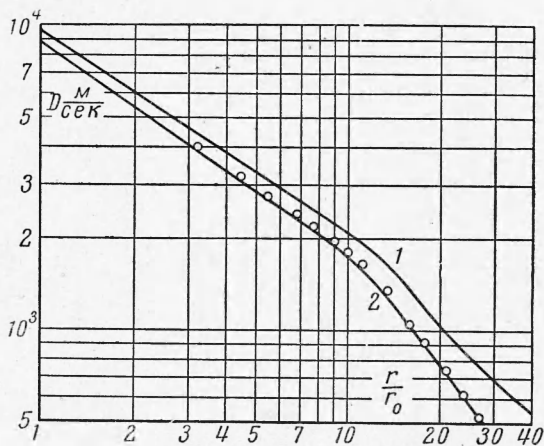
3. Параметры фронта вблизи от заряда ВВ. Графическим дифференцированием экспериментальных зависимостей  $r = r(t)$  для фронта и ПВ были определены скорости их движения в зависимости от расстояния. По скорости фронта при помощи известных таблиц параметров фронта ударной волны в воздухе, составленных А. С. Компанейцем и Н. М. Кузнецовым, а также представленных в работах [10, 11], были построены зависимости максимального давления и массовой скорости на фронте волны от расстояния. На фиг. 5 кривая 1 представляет зависимость скорости фронта от расстояния в случае опытов серии 1, кривая 2 — зависимость массовой скорости воздуха на фронте волны. Кружками обозначены экспериментальные скорости движения границы ПВ — воздух в тот же момент времени, в который измерена скорость фронта. Аналогичное построение было проведено для взрывов серий 2 и 3. Расположение экспериментальных точек по отношению к кривой 2 свидетельствует о том, что измеренные скорости движения границы ПВ — воздух с точностью до  $10 \div 15\%$  совпадают с величиной массовой



Фиг. 6

скорости воздуха на фронте. В связи с этим слой воздуха между фронтом и ПВ в пределах указанной точности представляется состоящим из частиц, которые движутся практически с одинаковой скоростью, изменяющейся лишь со временем (или радиусом фронта).

На фиг. 6 представлены зависимости максимального давления от расстояния: цифры на кривых обозначают серии взрывов, пунктиром продолжены зависимости дав-



Фиг. 5

ления, соответствующие трехчленной формуле М. А. Садовского [1]. Штрих-пунктиром показан результат расчета Броуда [6] при условии, отмеченном в работе [5].

В ближней зоне взрыва зависимости максимального давления и скорости фронта от радиуса фронта, а также зависимость радиуса фронта от приведенного времени  $t^\circ$ , полученную интегрированием выражения для скорости фронта при условии, что  $t = t_d$  при  $r = r_0$ , где  $t_d$  — время детонации заряда ВВ, можно описать следующими эмпирическими формулами соответственно трем сериям опытов:

при  $(1 \leq r/r_0 \leq 12)$

$$\Delta p = \frac{1100}{(r/r_0)^{1.4}}, \quad D = \frac{9500}{(r/r_0)^{0.66}}, \quad \frac{r}{r_0} = [3 \cdot 10^5 (t^\circ - t_d^\circ) + 1]^{0.603} \quad (3.1)$$

при  $(1 \leq r/r_0 \leq 10)$

$$\Delta p = \frac{730}{(r/r_0)^{1.35}}, \quad D = \frac{8000}{(r/r_0)^{0.64}}, \quad \frac{r}{r_0} = [2 \cdot 10^5 (t^\circ - t_d^\circ) + 1]^{0.61} \quad (3.2)$$

при  $(1 \leq r/r_0 \leq 12)$

$$\Delta p = \frac{1000}{(r/r_0)^{1.38}}, \quad D = \frac{9200}{(r/r_0)^{0.65}}, \quad \frac{r}{r_0} = [2.8 \cdot 10^5 (t^\circ - t_d^\circ) + 1]^{0.606} \quad (3.3)$$

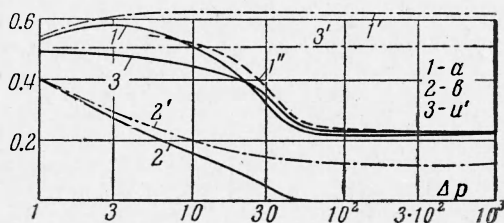
В дальнейшем показатель степени в законе затухания давления с расстоянием начинает возрастать, достигая наибольшей величины 2.7 при давлении около  $20 \text{ кг/см}^2$ , затем, начиная с расстояния  $15 \div 18 r_0$ , зависимость максимального давления соответствует формуле М. А. Садовского, которая выполняется в области расстояний, где не сказывается влияние ПВ и давление на фронте волны от зарядов различного типа ВВ определяется только величиной энергии взрыва.

4. Параметры воздуха за фронтом ударной волны. Полученные экспериментальные результаты, характеризующие в основном фронт ударной волны, при помощи метода, изложенного и обоснованного в работе [2], были использованы для вычисления параметров воздуха, захваченного ударной волной при взрыве заряда ВВ. Это определение параметров проводится по точным значениям производных основных газодинамических величин на фронте волны в лагранжевых (массовых) координатах. По экспериментальным данным для взрывов серии 1 были вычислены производные давления  $a$  и скорости  $b$  с учетом противодействия в случае сферически-симметричного движения ( $v = 3$ )

$$a = \frac{\partial p}{\partial m} \frac{M}{p_s}, \quad b = \frac{\partial u}{\partial m} \frac{M}{u_s}, \quad U' = \frac{d \ln u_s}{d \ln M}$$

$$u_s = \frac{2D}{k+1} \left(1 - \frac{c_0^3}{D^2}\right), \quad M = \frac{4\pi}{3} \rho_0 (r_s^3 - r_0^3) \quad (4.1)$$

Для невозмущенного воздуха  $k_0 = 1.4$ ,  $c_0 = 330 \text{ м/сек}$ ,  $\rho_0 = 1.29 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$ . Результаты вычисления  $a$ ,  $b$ ,  $U'$  в зависимости от величины давления на фронте  $\Delta p_s$  приведены на графике фиг. 7 и обозначены соответственно 1, 2 и 3. Для сравнения на этом же графике штрих-пунктиром 1', 2' и 3' показаны соответствующие величины



Фиг. 7

производная массовой скорости  $b$  обращается в нуль.

Принимая профили давления и скорости линейными по массе сжатого волной воздуха [2], распределение давления, плотности и скорости в лагранжевых координатах в этом слое воздуха может быть записано в виде

$$p_* = 1 - a(1 - \mu), \quad p_* = p/p_s, \quad \mu = m/M \quad (4.2)$$

$$\rho_* = \frac{\rho(m)}{\rho_s(M)} = \frac{\rho_s(m)}{\rho_s(M)} \left\{ [1 - a(1 - \mu)] \frac{p_s(M)}{p_s(m)} \right\}^{-\frac{1}{k(m)}} \quad (4.3)$$

$$u_* = 1 - b(1 - \mu), \quad u_* = u/u_s \quad (4.4)$$

В выражении (4.3) для плотности воздуха предполагается, что процесс расширения сжатого воздуха за фронтом ударной волны происходит адиабатически со своим эффективным показателем адиабаты  $k(m)$  при фиксированном  $m$ . При этом эффективный показатель адиабаты  $k(m)$  для каждого  $m$  связан со сжатием в ударной волне по известной формуле

$$\frac{k(m) + 1}{k(m) - 1} = \frac{\rho_s(m)}{\rho_0} + \frac{k_0 + 1}{k_0 - 1} \frac{\rho_s(m)}{\rho_0} \frac{p_0}{p_s(m)} - \frac{p_0}{p_s(m)} \quad (4.5)$$

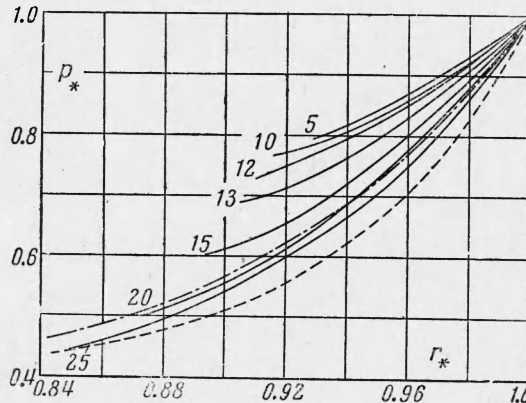
Чтобы получить распределение параметров за фронтом волны по радиусу, необходимо установить связь лагранжевой координаты  $m$  с эйлеровой  $r$ . В случае сферической симметрии эти координаты связаны уравнением неразрывности

$$\frac{\partial r^3}{\partial m} = \frac{3}{\rho} \quad (4.6)$$

Интегрируя и подставляя граничное условие, что при  $r = r_s$ ,  $m = M$  ( $\mu = 1$ ), получим

$$r_*^3 = 1 - \frac{k-1}{k+1} \int_{\mu}^1 \frac{d\mu}{\rho_*}, \quad r_* = \frac{r}{r_s} \quad (4.7)$$

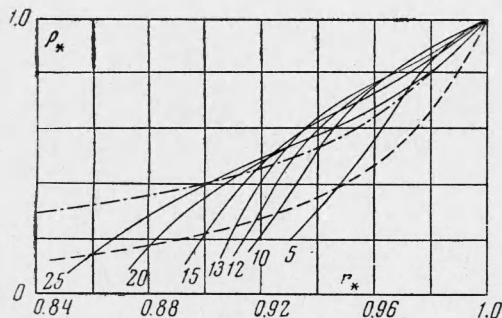
где величина  $\rho_*$  определяется по (4.3). В результате численного интегрирования выражения (4.7) было получено распределение основных параметров воздуха по радиусу за фронтом ударной волны. На фиг. 8 и 9 показано изменение давления и плотности воздуха до контактной поверхности ( $\mu = 0$ ). Цифры на графиках обозначают положение фронта в радиусах заряда  $r_0$ . Для сравнения на фиг. 8 и 9 пунктиром представлено распределение соответствующих величин в случае сильного точечного взрыва [7], штрих-пунктиром — из расчета точечного взрыва с учетом противодействия [8] для волны с  $\Delta p_s = 7.9 \text{ кг/см}^2$ , что соответствует в нашем случае положению фронта около  $25 r_0$ . Можно отметить, во-первых, существенное отличие от случая сильного точечного взрыва [7], и, во-вторых, что распределение давления и плотности воздуха в случае взрыва



Фиг. 8

ВВ становится таким же, как и в случае точечного взрыва, начиная лишь с  $20 \div 25 r_0$ , где  $\Delta p_s < 10 \text{ кг/см}^2$ . Следует отметить, что практически такой же вид, как распределение плотности, имеет величина динамического напора  $\rho u^2$  в слое воздуха между фронтом волны и ПВ. Для оценки динамического напора воздуха при взрыве можно воспользоваться величинами  $u$ , представленными кривой 2 на фиг. 5.

В проведенном расчете не был использован результат эксперимента о положении границы ПВ — воздух и скорости ее движения. Поэтому определение закона движения контактной поверхности из (4.7) при  $\mu = 0$ , а также вычисление величины производной давления на контактной поверхности по скорости ее движения и сравнение ее со значением производной на фронте могут служить контролем примененного приближенного метода определения параметров воздуха за фронтом волны. С другой стороны, это будет дополнительным подтверждением результата эксперимента о движении контактной поверхности, полученного в основном при помощи оптических наблюдений расширяющегося облака ПВ. Действительно, при  $\mu = 0$   $r = r_k$ , т. е.



Фиг. 9

водной давления на контактной поверхности по скорости ее движения и сравнение ее со значением производной на фронте могут служить контролем примененного приближенного метода определения параметров воздуха за фронтом волны. С другой стороны, это будет дополнительным подтверждением результата эксперимента о движении контактной поверхности, полученного в основном при помощи оптических наблюдений расширяющегося облака ПВ. Действительно, при  $\mu = 0$   $r = r_k$ , т. е.

$$r_*^3 k = 1 - \frac{k-1}{k+1} \int_0^1 \frac{d\mu}{\rho_*}, \quad r_* k = \frac{r_k}{r_s} \quad (4.8)$$

Результат вычисления  $r_k$  представлен пунктиром 2' на графике фиг. 3, где кривые 1 — фронт, 2 — граница ПВ — воздух из эксперимента. Видно, что наблюдается хорошее совпадение вычисленного  $r_k$  с движением края ПВ из опыта во всем диапазоне, где проведено вычисление параметров воздуха в ударной волне.

Далее было проведено вычисление производной давления на контактной поверхности. Из уравнения движения

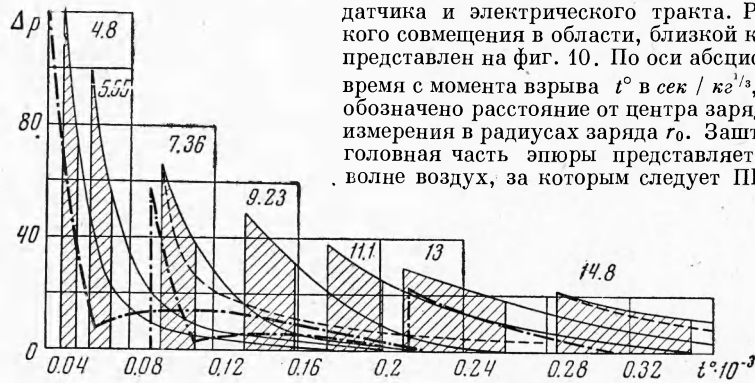
$$\frac{du_k}{dt} = -r_k^2 \frac{\partial p}{\partial m} \quad (4.9)$$

после некоторых преобразований получаем

$$\frac{\partial p}{\partial m} \frac{M}{p_s} = -\frac{\rho_0 u D}{p_s} \frac{u_k}{u} \left(\frac{r_s}{r_k}\right)^2 \frac{d \ln u_k}{d \ln M}, \quad p_s = \rho_0 u D + p_0 \quad (4.10)$$

Результат расчета производной на контактной поверхности по (4.10) представлен на фиг. 7 кривой 1". Видно, что наблюдается удовлетворительное совпадение с кривой 1, представляющей собой производную давления на фронте ударной волны. Таким образом, профиль давления с достаточной степенью точности близок к линейному.

5. Форма ударной волны в ближней зоне взрыва. Фиг. 8 показывает, что профиль давления в сжатом ударной волной слое воздуха меняется сравнительно медленно от одного момента времени к другому. Используя этот факт и привлекая экспериментальную зависимость  $r = r(t)$  для фронта волны, на основании полученного распределения давления по радиусу были построены эпюры затухания давления со временем в этом возмущенном слое воздуха для некоторых фиксированных расстояний от центра взрыва. Затем на тех расстояниях, где при помощи пьезодатчиков были получены записи давления в функции времени [5], экспериментальные эпюры  $\Delta p = f(t)$  были дополнены вычисленными. Это позволило правильно воспроизвести головную часть профиля ударной волны, заваливаемую пьезодатчиками из-за конечного размера и недостаточно высоких частотных характеристик датчика и электрического тракта. Результат такого совмещения в области, близкой к заряду ВВ, представлен на фиг. 10. По оси абсцисс отложено время с момента взрыва  $t^\circ$  в сек /  $\text{кг}^{1/3}$ , около эпюр обозначено расстояние от центра заряда до точки измерения в радиусах заряда  $r_0$ . Заштрихованная головная часть эпюры представляет сжатый в волне воздух, за которым следует ПВ.



Фиг. 10

Кроме того, степень затухания давления  $\Delta p$  в фазе сжатия по мере прохождения ударной волной точки измерения представлена в таблице в зависимости от времени  $\tau^\circ$ , отсчитываемого с момента прихода фронта волны. Сплошной линией обозначена граница ПВ — воздух. В первой строке — значения давлений на фронте волны  $\Delta p_s$ . Величины избыточных давлений, приведенные в табл. 2, показывают процесс формирования фазы сжатия ударной волны. Можно отметить, что поршневое действие ПВ заканчивается, когда давление на фронте волны становится меньше  $20 \text{ кг/см}^2$ . Длина волны (фаза сжатия) к этому времени составляет около  $6 r_0$ . ПВ еще присутствуют в фазе сжатия, объем их достигает 4000 объемов заряда ВВ. Затем ударная волна постепенно отрывается и освобождается от ПВ. Однако примерно до  $30 r_0$  ПВ расширяются, находясь в фазе сжатия волны. Длина волны к этому времени составляет уже  $15 r_0$ .

Анализ формы ударной волны в ближней зоне взрыва показал, что закон затухания давления со временем за фронтом волны не является экспоненциальным. Однако вблизи фронта при  $\tau^\circ < 5 \cdot 10^{-5} \text{ сек / кг}^{1/3}$  его можно представить экспонентой вида

$$\Delta p(\tau^\circ) = \Delta p \exp(-\tau^\circ / \theta^\circ)$$

В зависимости от расстояния величины  $\theta^\circ$ , характеризующие крутизну спада давления за фронтом волны, могут быть представлены следующей эмпирической формулой

$$\theta^\circ = 10^{-6} \left( \frac{r_s}{r_0} \right)^{1.6}, \quad \theta^\circ = - \frac{\Delta p}{d p / d \tau^\circ}, \quad 1 < \frac{r_s}{r_0} \leq 35 \quad (5.1)$$

Для сравнения на фиг. 10 пунктиром показано изменение давления во времени по расчету точечного взрыва с противодавлением [8]. Видно, что в области, где присутствуют ПВ, отмечается существенное различие в характере спада давления в волне тротилового взрыва по сравнению с волной точечного взрыва. Лишь для волн интенсивностью  $\Delta p_s < 10-20 \text{ кг/см}^2$  различие в профилях этих двух типов взрыва становится несущественным.

Значения  $\Delta p, \text{ кг/см}^2$  в зависимости от  $\tau^\circ \cdot 10^6 \text{ сек} \cdot \text{кг}^{-1/3}$

$\tau^\circ$	$\Delta p$					$\tau^\circ$	$\Delta p$		
0	122	100	67	49	38	0	30	22	12.5
3.9	96	80	58	45	35	9.7	25	19.5	11.3
7.8	75	65	52	41	33	19.4	21.5	17.5	10.3
11.6	45	50	46	38	31	29.2	18.5	16	9.2
15.5	30	38	40	35	30	39	17	14.5	8.5
19.4	23	30	35	32	28	97	8	7.5	5.2
29.2	14	18	22	26	25	194	2.5	3.7	2.6
39	9	12	13	20	22	292	1.2	1.9	1.5
58	4	6	7	10	16	390	0.8	1.3	0.9
77	2.5	4	3	3.5	12	486	0.5	0.8	0.5
97	1	2	1.5	1.5	8	580	0.2	0.5	0.3
116	0.5	1.0	0.5	0.5	5	680	0.2	0.2	0.15

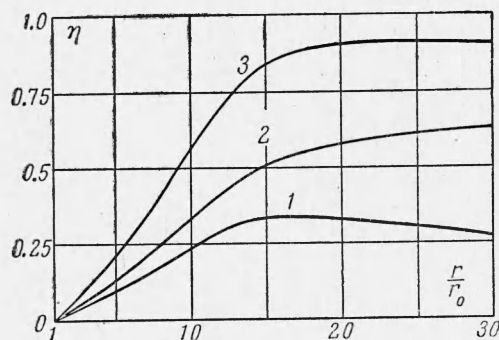
Штрих-пунктиром на фиг. 10 представлены зависимости  $\Delta p = f(t)$  по результатам численного расчета ударной волны от детонации сферического заряда тротила плотностью  $\rho = 1.5 \text{ г/см}^3$  [6]. Сравнение приведенных выше экспериментальных данных с результатами работы [6] показало, что имеются явные отклонения в некоторых деталях картины развития взрыва в области, где присутствуют ПВ. Так, например, согласно [6], при давлении в ударной волне около  $120 \text{ кг/см}^2$  давление после падения в «воздушной пробке» вновь начинает возрастать за контактной поверхностью, достигая максимума около  $15 \text{ кг/см}^2$  ко времени, в три раза большего времени прихода фронта волны.

В настоящей работе при таких же параметрах фронта подобного максимума не наблюдалось, хотя примененная в исследованиях пьезоаппаратура в состоянии это зарегистрировать. Различие наблюдается и в ширине слоя воздуха между фронтом и ПВ и в движении контактной поверхности. Так, в работе [6] движение контактной поверхности от центра прекращается уже на расстоянии 13–14 радиусов заряда, в нашем случае наблюдается расширение ПВ до  $30 r_0$ . Причина указанных отклонений может заключаться в том, что уравнение состояния ПВ, использованное при расчете [12], недостаточно хорошо описывает поздние стадии разлета ПВ. Недостаточная надежность расчета уравнения состояния взрывчатых веществ и приводит к необходимости экспериментального исследования тротилового взрыва.

6. Энергия воздуха между фронтом волны и продуктами взрыва. По распределению давления и плотности в области фронт — ПВ и по величине массовой скорости воздуха за фронтом волны была вычислена энергия, приобретаемая возмущенным слоем воздуха от разлетающихся ПВ. Величина полной энергии воздуха в волне складывается из внутренней и кинетической энергий. Принимая для внутренней энергии единицы массы воздуха выражение  $(k-1)^{-1} p/\rho$ , увеличение внутренней энергии  $E_T$  сжатого волной слоя воздуха можно вычислить по формуле

$$E_T = M \int_0^1 \frac{p(\mu) d\mu}{\rho(\mu) [k(\mu) - 1]} - \frac{M p_0}{\rho_0 (k_0 - 1)} \quad (6.1)$$

Выражение для кинетической энергии  $E_k$  воздуха, приведенного [в движение ударной волной, записывается в виде



Фиг. 11

$$E_k = \frac{Mu_s^3}{2} \int_0^1 [1 - b(1 - \mu)]^2 d\mu \quad (6.2)$$

Результат вычисления внутренней и кинетической энергии по отношению к полной энергии взрыва  $E = C\varepsilon$  представлен графически на фиг. 11 в зависимости от расстояния до фронта волны в радиусах заряда. Кривая 1 показывает изменение кинетической энергии воздуха в волне. Интересно отметить, что на расстоянии  $13-15 r_0$  наблюдается максимум кинетической энергии, который составляет 30—35% энергии взрыва.

Кривая 2 представляет возрастание внутренней энергии возмущенного воздуха и кривая 3 — сумму кинетической и внутренней энергий слоя воздуха в волне. Из графика видно, что ПВ интенсивно отдаёт свою энергию окружающему воздуху. Так, уже при вовлечении в движение массы воздуха, равной массе заряда ВВ, что имеет место на  $11 r_0$ , кинетическая энергия возмущенного воздуха составляет 25% начальной энергии взрыва, внутренняя — 40%, т. е. уже 65% энергии взрыва перешло в узкий ( $1.2 r_0$ ) слой сжатого в волне воздуха. Когда же масса воздуха, участвующего в движении, в 2 ÷ 3 раза превосходит массу заряда ВВ, что происходит при положении фронта в области около  $15 r_0$ , почти 90% энергии взрыва переходит в слой воздуха между фронтом и ПВ.

В заключение автор благодарит И. В. Немчинова за предложенный метод расчета параметров воздуха за фронтом ударной волны и интерес к работе.

Поступила 9 XI 1962

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Садовский М. А. Механическое действие воздушных ударных волн взрыва по данным экспериментальных исследований. Сб. Физика взрыва, Изд. АН СССР, 1952, № 1.
2. Адушкин В. В., Немчинов И. В. Приближенное определение параметров газа за фронтом ударной волны по закону движения фронта. ПМТФ, 1963, № 4.
3. Черный Г. Г. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. Физматгиз, 1959.
4. Черный Г. Г. Адиабатические движения совершенного газа с ударными волнами большой интенсивности. Изв. АН СССР, ОТН, 1957, № 3.
5. Адушкин В. В., Коротков А. И. Параметры ударной волны вблизи от заряда ВВ при взрыве в воздухе. ПМТФ, 1961, № 5.
6. Вгоде Н. L. Blast Wave from a Spherical Charge, The Physics of Fluids, March—April, 1959, vol. 2, No 2.
7. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. Гостехтеоретиздат, 1954.
8. Охочимский Д. Е. и др. Расчет точечного взрыва с учетом противодействия. Тр. Матем. ин-та им. Стеклова, 1957, т. L.
9. Зельдович Я. Б. Теория ударных волн и введение в газодинамику. Изд. АН СССР, М.—Л., 1946.
10. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Ударные волны большой амплитуды в газах. Успехи физ. наук, 1957, т. XIII, вып. 3.
11. Зауер Р. Течения сжимаемой жидкости. ИЛ, 1954.
12. Jones H. and Miller A. R. The detonation of solid explosives. Proc. Roy. Soc., 1948, vol. 194.