

## О ВРЕМЕНИ ДЕЙСТВИЯ ВОЗДУШНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ТРУБЕ

М. А. Цикулин

(Москва)

Излагаются результаты опытов, проведенных для определения времени действия ударной волны в каналах.

Запись изменения давления ударной волны во времени производилась с помощью специального пьезокварцевого датчика на катодных осциллографах ОК-8 и ОК-24.

Таблица 1

Первая серия опытов, размерности:  $x, r_0$  в м,  $\tau$  в мсек,  $\varepsilon$  в кал/см<sup>2</sup>,  $\Delta p$  в кгсм<sup>-2</sup>

$x$	$\frac{x}{d}$	$r_0 = 0.2 \quad \varepsilon = 4,5$		$r_0 = 0.25 \quad \varepsilon = 3.0$	
		$\Delta p$	$\tau$	$\Delta p$	$\tau$
0.30	11.0	—	—	—	—
0.485	18.0	—	—	2.50±0.03	0.57±0.03
0.60	22.0	—	—	2.34	0.67
1.07	29.6	1.88	0.95	1.67±0.05	1.0 ±0.0
1.185	44.0	1.80	1.15	1.50±0.03	1.22±0.01
1.37	50.8	1.71	1.02	1.37±0.02	1.02±0.05
$x$	$\frac{x}{d}$	$r_0 = 0.3 \quad \varepsilon = 2.0$		$r_0 = 0.5 \quad \varepsilon = 1.46$	
		$\Delta p$	$\tau$	$\Delta p$	$\tau$
0.30	11.0	2.88±0.08	0.40±0.0	1.58±0.05	0.57±0.01
0.485	18.0	2.25±0.10	0.54±0.02	1.35±0.0	0.63±0.06
0.60	22.0	1.97±0.08	0.65±0.0	1.26±0.0	0.76±0.03
1.07	29.6	1.49±0.0	0.89±0.02	0.80±0.01	1.00±0.07
1.185	44.0	1.40±0.05	1.06±0.0	0.72±0.04	1.06±0.0
1.37	50.8	0.74±0.02	0.96±0.04	0.49±0.0	1.10±0.04

Датчик вставлялся в отверстие, просверленное в стенке трубы, и поджимался к трубе через прокладку из губчатой резины так, чтобы воспринимающая поверхность его была заподлицо с внутренней поверхностью канала. Диаметр чувствительного элемента датчика равнялся 6 мм. Датчик градуировался ударной волной известной интенсивности.

Таблица 2

## Вторая серия опытов

$x$	$\frac{x}{d}$	$\varepsilon = 0.56$	
		$\Delta p$	$\tau$
0.42	10.0	1.10±0.10	0.57±0.03
0.52	12.4	0.90±0.04	0.63±0.07
1.01	24.1	0.65±0.0	1.10±0.0
1.11	26.4	0.60±0.02	1.20±0.0
1.30	31.0	0.48±0.02	1.34±0.03
1.40	33.4	0.55±0.05	1.40±0.10
1.50	35.7	0.52±0.02	1.50±0.10

Было проведено две серии опытов. В первой серии опытов измерения проводились в круглой стальной трубе диаметром 27 мм и длиной 1670 мм. Ударные волны создавались взрывом заряда литого ТГ 50/50 сферической формы весом 20 г. Центр взрыва располагался на различных расстояниях  $r_0$  от входа в трубу по оси трубы. Во второй серии опытов труба была прямоугольного сечения 44×55 мм и имела длину 2.5 м. Для получения ударной волны использовался взрыв заряда насыщенного ТЭН в плоскости входного отверстия трубы. Вес заряда (за вычетом разбрасываемого слоя) равнялся 0.015 г.

В каждом опыте измерялось максимальное давление и время действия ударной волны. Средние значения по нескольким измерениям с указанием разброса приведены в табл. 1 и 2.

В первом столбце (табл. 1) указаны расстояния  $x$  от входа до точки измерения в м, а во втором столбце — в диаметрах канала. В табл. 1 приведены значения  $\Delta p$  в кг/см<sup>2</sup> и  $\tau$  в мсек для ударной волны в канале на различных расстояниях от входа в трубу и для различных энергий плоского взрыва  $\varepsilon$  кал/см<sup>2</sup>.

Изменение энергии в первой серии опытов достигалось путем изменения расстояния  $r_0$  от центра взрыва до входа в трубу в соответствии с формулой

$$\varepsilon = \frac{q}{4\pi r_0^2} \quad (1)$$

где  $q$  — энергия взрыва в кал.

Обозначения во второй таблице те же, что и в первой. Эквивалентный диаметр определялся по формуле

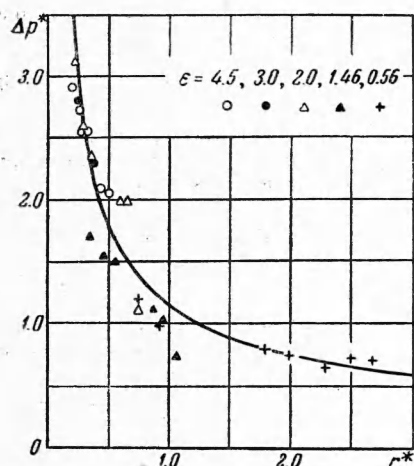
$$a^{\circ} = \frac{4S}{P} \quad (2)$$

где  $S$  и  $P$  — площадь и периметр сечения трубы.

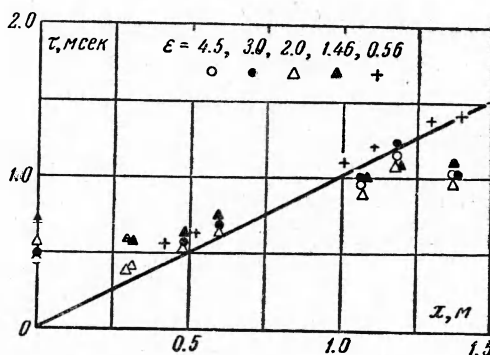
Измеренные значения давления приведены на фиг. 1, где  $r^* = r/\varepsilon$ . Сплошная кривая проведена по формуле, предложенной в работе [1]

$$\Delta p^* = \Delta p \exp \frac{kx}{d} = 0.33 \frac{\varepsilon}{r} + 0.3 \sqrt{\frac{\varepsilon}{r}} \quad (3)$$

где  $r = 0.4 r_0 + x$  (в м) (для второй серии  $r_0 = 0$ );  $d$  — диаметр трубы;  $k$  — коэффициент, учитывающий падение давления ударной волны из-за трения, равный для рассматриваемого случая 0.008. Как видно из графика, полученные данные удовлетворительно согласуются с вычисленными по эмпирической формуле (3).



Фиг. 1



Фиг. 2

На фиг. 2 приведены измеренные времена действия избыточного давления ударной волны  $\tau$  msec на различных расстояниях от торца трубы  $x$  в м.

Для опытов первой серии приведены также значения на входе в трубу ( $x = 0$ ), вычисленные по известной формуле М. А. Садовского

$$\tau = 1.4c^{1/6}R^{1/2} \quad (4)$$

где  $c$  — вес заряда в кг,  $R$  — расстояние в м, равное  $r_0$ ,  $\tau$  — время действия в msec. Результаты опытов обеих серий, несмотря на большое различие в энергиях ( $\varepsilon$  изменялось до 8 раз), хорошо укладываются на общую зависимость

$$\tau_+ \text{ м-сек} = x \text{ м} \quad (5)$$

Выпадение из общей зависимости точек, полученных в первой серии при  $x = 1.37$  м следует, по-видимому, объяснить влиянием открытого выходного отверстия трубы.

Очевидно, формула (5) неприменима для малых значений  $x$ , где происходит формирование плоской волны из сферической.

Таким образом, время действия избыточного давления ударной волны в канале, образованной взрывом заряда перед входом в канал, не зависит от энергии волны и увеличивается прямо пропорционально расстоянию, пройденному волной по каналу.

Эти два факта, обнаруженные экспериментально, вытекают один из другого. Так, по закону подобия для плоского взрыва общая зависимость для времени действия положительного давления  $\tau_+$  от энергии взрыва  $\varepsilon$ , расстояния  $r$  и параметров среды  $P_0$  и  $\rho_0$  выражается в виде

$$\frac{\tau_+}{\varepsilon \rho_0^{1/2} P_0^{-3/2}} = f \left( \frac{P_0 r}{\varepsilon} \right)$$

Если функция  $f$  линейная:

$$f\left(\frac{P_0 r}{\varepsilon}\right) = K \frac{P_0 r}{\varepsilon}, \quad \text{то } \tau_+ = \frac{K_1}{c_0} r$$

не зависит от энергии взрыва ( $c_0$  — скорость звука в среде,  $K$  — коэффициент).

Найденная зависимость (5) будет справедлива для волн не слишком малой интенсивности. Для слабых волн, как это следует из теории распространения плоских волн, имеем

$$\Delta p \sim \frac{1}{\sqrt{r - r_0}}, \quad \tau_+ \sim \sqrt{r - r_0} \quad (r_0 = \text{const}) \quad (6)$$

На основании (6), формулы (3) и закона подобия может быть предложена асимптотическая формула для избыточного давления в плоской ударной волне (без учета влияния трения о стенки):

$$\Delta p = \frac{0.83 p_0}{\sqrt{P_0 r / \varepsilon - 1}} \quad \text{при } \frac{P_0 r}{\varepsilon} \geq 3, \quad \text{или } \Delta p \leq 0.6 \quad (7)$$

где  $\Delta p$  и  $p_0$  выражены в  $\text{кг/см}^2$ ,  $r$  — в  $\text{м}$ ,  $\varepsilon$  — в  $\text{кал/см}^2$ . Расхождение вычисленных значений  $\Delta p$  по формулам (3) и (7) не превышает 4%.

Асимптотическая формула для времени действия  $\tau_+$  в плоской ударной волне получена в виде

$$\tau_+ = \frac{7.10 \varepsilon}{c_0 p_0} \sqrt{\frac{P_0 r}{\varepsilon} - 1} \quad \text{при } \frac{P_0 r}{\varepsilon} \geq 3 \quad (8)$$

где  $\tau_+$  выражено в  $\text{мсек}$ ,  $\varepsilon$  — в  $\text{кал/см}^2$ ,  $r$  — в  $\text{м}$ ,  $c_0$  — в  $\text{м/сек}$ ,  $p_0$  — в  $\text{кг/см}^2$ .

Формула (8), так же как и (7), применима при  $P_0 r / \varepsilon \geq 3$  и при этом значении аргумента привязана к экспериментальным данным, изложенным выше.

Поступила 10 V 1960

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Рябинин Ю. Н., Родионов В. Н., Вахрамеев Ю. С. Затухание ударных волн в каналах постоянного сечения. Сб. Физика взрыва. Изд-во АН СССР, 1956, № 5.

### ОБ УЧЕТЕ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ КОНДУКТИВНОМ ТЕПЛООБМЕНЕ

Э. А. Сидоров

(Москва)

Как известно, из трех основных теплофизических характеристик, используемых при расчетах кондуктивного теплообмена, в наибольшей степени зависит от температуры  $T$  коэффициент теплопроводности  $\lambda$ . Что же касается двух остальных характеристик — плотности  $\rho$  и теплоемкости  $c$ , то их изменение с температурой проявляется обычно слабее и потому этим изменением иногда можно пренебречь.

Для практических расчетов наиболее простым и удобным способом учета влияния  $\lambda = \lambda(T)$  на процесс кондуктивного теплообмена является выбор некоторого эффективного значения коэффициента теплопроводности  $\lambda = \lambda_* = \text{const}$ , подстановка которого в выражения, полученные из решения обычного линейного дифференциального уравнения теплопроводности (т. е. для случая  $\lambda = \text{const}$ ), позволила бы получить близкое к реальному (т. е. с учетом  $\lambda = \lambda(T)$ ) распределение температуры и плотности теплового потока.

Для стационарного режима кондуктивного теплообмена значение  $\lambda_*$ , как известно [1], равно среднеинтегральному значению  $\lambda_{\text{ср}}$  в изучаемом диапазоне температур.

Ниже рассматривается вопрос о выборе значения  $\lambda_*$  для нестационарного режима кондуктивного теплообмена.

При  $\lambda = \lambda(T)$  простейшее дифференциальное уравнение теплопроводности имеет вид

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + W \quad (1)$$

где  $\tau$  — время,  $W$  — интенсивность внутренних источников тепловыделения.