

УДК 533.6.011.72

О СИЛОВОМ ВОЗДЕЙСТВИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ НА ТВЕРДОЕ ТЕЛО

Б. И. Заславский, В. Р. Шлегель, С. Ю. Морозкин, Н. Н. Денисов

Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических
и радиотехнических измерений, 141570 Менделеево Московской области

Предлагаются приближенные методы определения сил, действующих на твердые тела при их взаимодействии с ударными волнами, которые могут быть использованы для инженерных расчетов. Проведена экспериментальная проверка этих методов на ударной трубе, действующие на тела силы измерялись малоинерционными датчиками ускорения. Получено хорошее соответствие данных измерений и результатов приближенных и точных расчетов.

1. Пусть плоская ударная волна (УВ) набегает на тело произвольной формы (рис. 1). Введем систему координат (x, y) , направление оси Ox которой совпадает с направлением распространения УВ, начало координат поместим в точку касания тела фронтом падающей УВ (для цилиндрического тела — в какую-либо точку линии касания). Тогда полная поверхностная сила \mathbf{F} , действующая со стороны потока на поверхность тела, определяется следующим образом:

$$\mathbf{F} = - \oint_{S_m} p \mathbf{n} dS = F_x \mathbf{i} + F_y \mathbf{k}, \quad F_x = - \oint_{S_m} p n_x dS, \quad F_y = - \oint_{S_m} p n_y dS.$$

Здесь p — давление; $\mathbf{n} = (n_x, n_y)$ — единичный вектор нормали к поверхности тела; S_m — площадь поверхности тела; F_x, F_y — “лобовая” и “подъемная” составляющие силы \mathbf{F} ; \mathbf{i}, \mathbf{k} — единичные векторы в направлениях Ox, Oy соответственно. Очевидно, что для тел, обладающих плоскостью симметрии, перпендикулярной плоскости фронта УВ, $F_y = 0$.

В задачах отражения УВ относительно слабой и умеренной интенсивности от тел произвольной формы при оценке давления за фронтом отраженной волны могут быть использованы методы теории геометрической акустики, согласно которой затухание УВ, в том числе отраженной, определяется соотношением площадей поперечных сечений элементарных лучевых трубок [1].

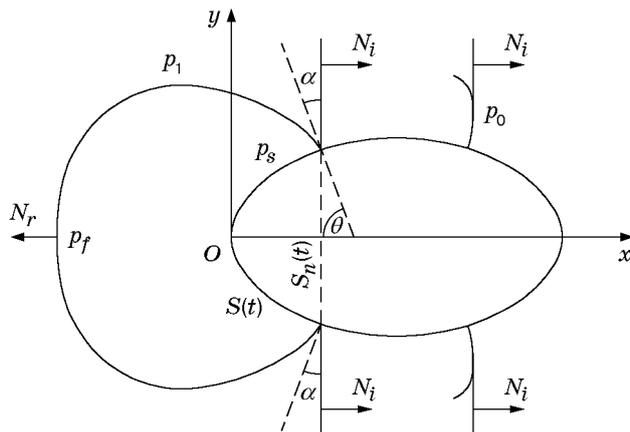


Рис. 1. Схема взаимодействия УВ с твердым телом

Пусть отраженная УВ распространяется в газе с начальным давлением p_1 (p_1 — давление за фронтом падающей УВ). Соотношение между давлением $p_f(\mathbf{r})$ за элементом ударного фронта, отраженным от точки $\mathbf{r}_0 \in S_m$ и находящимся в момент времени t в точке \mathbf{r} , и давлением $p_f(\mathbf{r}_0)$ в точке \mathbf{r}_0 в момент отражения сводится к известному закону затухания [1]

$$p_f(\mathbf{r}) - p_1 = \left[\frac{R_1 R_2}{(R_1 + N_r t)(R_2 + N_r t)} \right]^{1/2} [p_f(\mathbf{r}_0) - p_1].$$

Здесь R_1, R_2 — главные радиусы кривизны отраженного фронта в точке \mathbf{r}_0 ; N_r — скорость отраженной УВ в системе координат, связанной с телом; время t отсчитывается с момента отражения. При отражении плоской акустической УВ от цилиндра и сферы из этого закона следует соотношение

$$\frac{p_f(\mathbf{r}) - p_1}{p_f(\mathbf{r}_0) - p_1} = \left(\frac{R_0}{R_0 + N_r t} \right)^\omega, \quad (1.1)$$

где R_0 — радиус цилиндра или сферы. Для цилиндра $\omega = 0,5$, для сферы $\omega = 1$.

Законы вида (1.1) могут быть использованы и для более сложных поверхностей, если под R_0 подразумевается некоторый осредненный (по среднеквадратичному закону) радиус, значение ω выбирается из диапазона $0,1 \leq \omega \leq 1$. Для неакустических УВ, когда имеет место дополнительное затухание, значение ω должно быть увеличено. Для цилиндрического тела $\omega \approx 0,75$ [2], для сферического $\omega \approx 1,13$, для тел продолговатой формы $0,5 \leq \omega \leq 1,13$ [3].

Исходя из указанных соотношений и считая, что при $t = 0$ (время t отсчитывается с момента касания тела фронтом падающей УВ) $p_f = p_n$ (p_n — давление на фронте отраженной УВ при “лобовом” отражении), примем закон затухания УВ в виде аппроксимирующей формулы

$$p_f - p_1 = \frac{p_n - p_1}{(1 + N_r t / R_0)^\omega}, \quad p_n = p_1 \frac{(2\nu + 1)p_1 - \nu p_0}{p_0 + \nu p_1}, \quad \nu = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}. \quad (1.2)$$

Здесь p_0 — давление перед фронтом падающей УВ (давление невозмущенного воздуха); γ — показатель адиабаты Пуассона.

Примем, что в рассматриваемом интервале времени осредненное давление на отражающей поверхности $p_S \approx p_f$ и, следовательно, закон изменения $p_S(t)$ задается формулой, аналогичной (1.2).

При обтекании твердого тела угол падения ударного фронта на поверхность тела непрерывно изменяется: $\alpha = \alpha(t)$ (рис. 1). В зависимости от угла падения имеют место два режима отражения: регулярный и маховский [4]. Регулярный режим осуществляется при углах падения $\alpha > \alpha^*$, маховский — при $\alpha < \alpha^*$, где $\alpha^* = \alpha^*(\Gamma_1)$ — минимальный угол, при котором еще возможно регулярное отражение (критический угол) [4]; $\Gamma_1 = (\rho_1 - \rho_0) / \rho_0$; ρ_0, ρ_1 — плотности газа перед и за фронтом падающей УВ соответственно. Зависимость $\alpha^*(\Gamma_1)$ экспериментально определена в [5, 6].

В [6] показано, что при $\alpha > \alpha^*$ для относительно слабых УВ ($\varepsilon_1 = (p_1 - p_0) / (\gamma p_0) < 0,3 \div 0,5$) перепад давления на отражающей поверхности $p_S - p_0 \lesssim 2(p_1 - p_0)$, при $\alpha^*/2 < \alpha < \alpha^*$ давление p_S резко падает, при $\alpha < \alpha^*/2$ $p_S \approx p_1$. Существенно, что при $\alpha < \alpha^*$ в случае маховского отражения и за пределами миделева сечения при дифракции УВ фронт искривляется настолько, что в течение всего времени движения фронт маховской или дифрагированной УВ в точке пересечения с поверхностью тела перпендикулярен этой поверхности. Пусть t_r — время достижения угла падения: $\alpha(t_r) = 2\alpha^*/3$. Поскольку в диапазоне $2\alpha^*/3 < \alpha < \alpha^*$ длина маховской УВ $L_M \ll R_0$, можно считать,

что при $t < t_r$ x -координата линии пересечения фронта с поверхностью $S(t)$ определяется из соотношения $x = N_i t$, при $t > t_r$ — из уравнения

$$t = t_r + \frac{1}{N_i} \int_{N_i t_r}^x \sqrt{1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2} dx.$$

Здесь N_i — скорость падающей УВ; $y = y(x)$ — уравнение сечения поверхности тела плоскостью xOy .

Перечисленные зависимости позволяют приближенно определить давление p_S , а также действующую на тело силу \mathbf{F} следующим образом. Разобьем поверхность обтекаемого тела S_m на две области: область S_r , соответствующую углам падения $2\alpha^*/3 < \alpha < \pi/2$, где при взаимодействии тела с УВ осуществляются регулярное отражение ($\alpha^* < \alpha < \pi/2$) и маховское отражение ($2\alpha^*/3 < \alpha < \alpha^*$); область S_t , соответствующую углам падения $-\pi/2 < \alpha < 2\alpha^*/3$, где имеют место маховское отражение ($0 < \alpha < 2\alpha^*/3$) и дифракция УВ ($-\pi/2 < \alpha < 0$).

Примем, что на поверхности S_r среднее значение давления

$$p_S = p_1 + \frac{p_n - p_1}{(1 + N_r t / R_0)^\omega},$$

а на поверхности S_t среднее значение давления $p_S = p_1$. В случае $t < t_r$ (до тех пор, пока фронт взаимодействует с S_r) сила F_x определяется формулой

$$F_x = (p_S - p_0)S_n(t) = \left[p_1 + \frac{p_n - p_1}{(1 + N_r t / R_0)^\omega} - p_0 \right] S_n(t),$$

где $S_n(t)$ — площадь сечения тела плоскостью, проходящей через линию соприкосновения УВ с поверхностью тела (рис. 1). При $t_r < t < t|_{\alpha=-\pi/2}$

$$F_x = (p_1 - p_0)S_n(t) + \frac{p_n - p_1}{(1 + N_r t / R_0)^\omega} S_{nr},$$

где S_{nr} — площадь сечения тела плоскостью, проходящей через границу, отделяющую S_r от S_t .

Таким образом, при перемещении ударного фронта от точки касания “лобовая” сила будет возрастать по следующим законам. Пусть $\theta = \pi/2 - \alpha$ (рис. 1). Тогда при $0 < \theta < \theta_r = \pi/2 - 2\alpha^*/3$

$$F_x = \left[p_1 + \frac{p_n - p_1}{(1 + N_r t / R_0)^\omega} - p_0 \right] S_n(\theta), \quad x = R_0(1 - \cos \theta), \quad t = x / N_i; \quad (1.3)$$

при $\theta_r < \theta < \pi$

$$F_x = (p_1 - p_0)S_n(\theta) + \frac{p_n - p_1}{(1 + N_r t / R_0)^\omega} S_{nr}, \quad x = R_0(1 - \cos \theta), \quad t = t_r + \frac{R_0}{N_i} (\theta - \theta_r) \quad (1.4)$$

(углы измеряются в радианах). Для цилиндра длиной h $S_n(\theta) = 2R_0 h \sin \theta$, для сферы $S_n(\theta) = \pi R_0^2 \sin^2 \theta$.

После схлопывания ударного фронта в задней критической точке образуется отраженный фронт дифрагированной УВ, давление на дифрагированном фронте увеличивается в два раза, что приводит к возникновению отрицательной фазы силового воздействия.

При расчетах использовались безразмерные переменные [7]

$$F_{xn} = F_x / (p_n - p_0) \sigma, \quad t_s = N_i t / R_0.$$

Здесь σ — площадь миделева сечения тела, перпендикулярного направлению движения УВ; для цилиндра $\sigma = 2R_0 h$, для сферы $\sigma = \pi R_0^2$.

Для слабых УВ $N_r \approx N_i$. Тогда в указанных выше безразмерных переменных формулы (1.3), (1.4) принимают следующий вид:

— при $0 < t_s < t_{sr} = 1 - \cos \theta_r$

$$F_{xn} = \frac{1}{\sigma} \left[\frac{p_1 - p_0}{p_n - p_0} + \frac{p_n - p_1}{p_n - p_0} (1 + t_s)^{-\omega} \right] S_n(t_s); \quad (1.5)$$

— при $t_{sr} < t_s < t_s|_{\theta=\pi} = t_{sr} + \pi - \theta_r$

$$F_{xn} = \frac{1}{\sigma} \left[\frac{p_1 - p_0}{p_n - p_0} S_n(t_s) + \frac{p_n - p_1}{p_n - p_0} (1 + t_s)^{-\omega} S_{nr} \right]. \quad (1.6)$$

2. Эксперименты проводились на стенде УТ-4, который состоит из ударной трубы, средств визуализации и фоторегистрации волновой картины, средств измерения сил, давлений, временных интервалов, а также средств автоматизации эксперимента и обработки полученных данных.

Ударная труба УТ-4 (одноступенчатая, диафрагменная, с прямоугольным каналом сечения 85×125 мм) позволяет получать УВ с относительными интенсивностями $0,05 < \varepsilon_1 < 0,7$.

Визуализация осуществлялась шпирен-методом с помощью оптического ножа в фокусе прибора Теплера. В качестве источников света использовались импульсные лампы. Фоторегистрация осуществлялась “ждушей” лупой времени (скорость съемки до $8 \cdot 10^6$ кадр/с) или фотокамерой.

Параметры УВ измерялись пьезодатчиками давления, установленными в стенках секции камеры низкого давления, и измерителем временных интервалов.

Для измерения сил, действующих на тела, использовались пьезоэлектрические датчики с инерционной массой (акселерометры). Акселерометр включает чувствительные элементы (пьезоэлектрические диски), расположенные между корпусом (основанием) преобразователя и относительно большой инертной массой.

Испытываемые модели были изготовлены из стали, скорость звука в которой (примерно 5700 м/с) более чем на порядок превышает скорость УВ ($350 \div 430$ м/с). Это позволило избежать погрешностей измерений, связанных с конечностью скорости звука в материале модели.

Сигналы с датчиков после усиления подавались на запоминающие осциллографы, являющиеся также скоростными аналого-цифровыми преобразователями. Для окончательной обработки сигналы с осциллографов вводились в ЭВМ “Нейрон” и производился расчет параметров УВ и составляющих вектора силы.

Сигналы с акселерометров и датчиков давления подвергались цифровой и аналоговой обработке. Цифровая обработка осуществлялась по специально разработанной программе на ЭВМ “Нейрон”. В ЭВМ вводилась вся информация, необходимая для вычисления действующей на тело силы (сигналы с датчиков, градуировки датчиков, параметры модели и окружающей атмосферы). Для аналоговой обработки сигналов использовались фильтры низких частот с частотой среза 25 кГц. Эти фильтры полностью подавляют наводки, связанные с возбуждением резонансных частот акселерометров, находящихся в диапазоне $50 \div 100$ кГц.

3. На стенде УТ-4 проведена серия экспериментов по исследованию воздействия УВ на твердые тела. Опыты проводились с цилиндром (ось цилиндра параллельна фронту УВ) и шаром.

На рис. 2 приведена фотография визуализированной прибором Теплера картины обтекания шара.

На рис. 3 представлены рассчитанные по формулам (1.5), (1.6) зависимости безразмерных сил F_{xn} , действующих на цилиндр (длина $h = 60$ мм, радиус $R_0 = 22,5$ мм) и

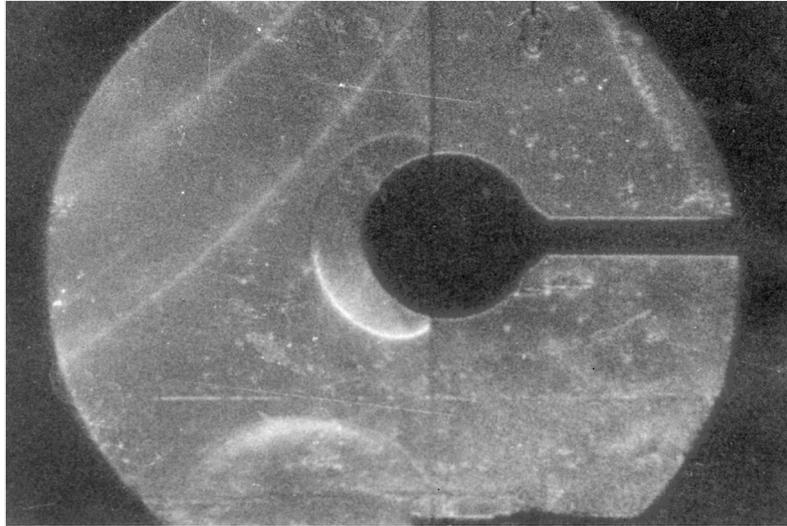


Рис. 2. Теплерограмма процесса обтекания УВ шара (стадия маховского отражения)

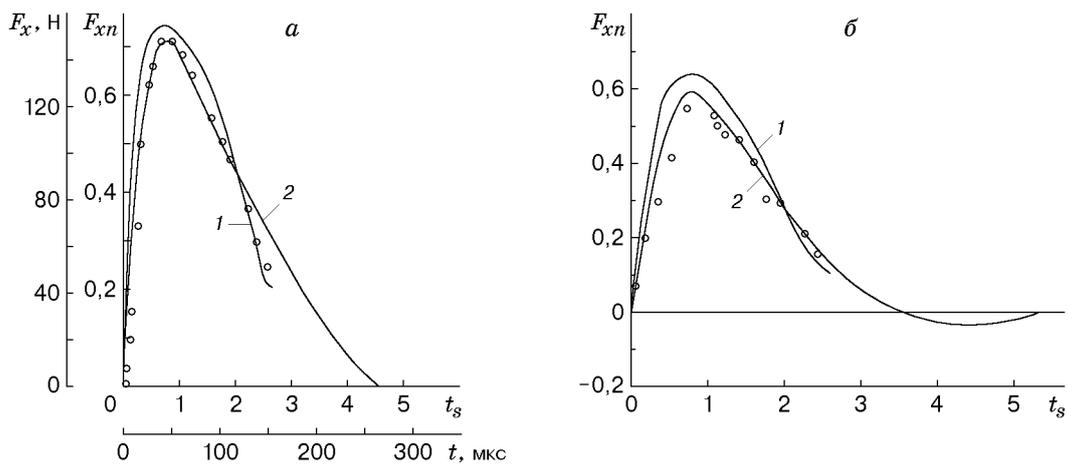


Рис. 3. Зависимость силы F_{xn} от времени при обтекании УВ цилиндра (а) и шара (б): кривые 1 — приближенный расчет по формулам (1.5), (1.6); кривые 2 — точный численный расчет [7]; точки — эксперимент

шар, от безразмерного времени t_s в случае обтекания их УВ с относительной интенсивностью $\varepsilon_1 = 0,24$ ($\alpha^* = 0,7$ рад) (кривые 1). Диапазон углов падения $2\alpha^*/3 < \alpha < \pi/2$ для цилиндра и шара соответствует углам $0 < \theta < 1,12$ рад (см. рис. 1) и значениям координаты $0 < x/R_0 < 0,57$. На рис. 3 приведены также аналогичные зависимости, полученные путем точных численных расчетов [7] (кривые 2). Хорошее соответствие результатов точных численных расчетов [7], расчетов по приближенным формулам (1.5), (1.6) и экспериментальных данных подтверждает справедливость исходных предположений, использованных при выводе этих формул.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фридлиндер Ф. Звуковые импульсы. М.: Изд-во иностр. лит., 1962.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
3. Коул Р. Подводные взрывы. М.: Изд-во иностр. лит., 1950.

4. **Курант Р., Фридрихс К.** Сверхзвуковое течение и ударные волны. М.: Изд-во иностр. лит., 1950.
5. **W. Bleakney, A. H. Taub.** Interaction of shock waves // Rev. Modern Phys. 1949. V. 21, N 4. P. 584–605.
6. **Заславский Б. И., Сафаров Р. А.** О подобии течений, возникающих при отражении слабых ударных волн от жесткой стенки и свободной поверхности // Физика горения и взрыва. 1973. Т. 9, № 4. С. 579–585.
7. **Ляхов В. Н., Подлубный В. В., Титаренко В. В.** Воздействие ударных волн и струй на элементы конструкций. М.: Машиностроение, 1989.

*Поступила в редакцию 23/VIII 1999 г.,
в окончательном варианте — 31/X 2000 г.*
