

ФИЗИЧЕСКАЯ ХИМИЯ

Л. Д. ЛАНДАУ и Е. П. СТАНЮКОВИЧ

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ИСТЕЧЕНИЯ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ
НЕКОТОРЫХ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ**

(Представлено академиком П. Л. Капицей 4 VII 1944)

Распределение продуктов детонации газовых смесей для одно-размерного случая может быть получено непосредственно из римановского решения основных уравнений гидродинамики.

Это решение основано на предположении того, что $u = f(v)$, где v — удельный объем, u — скорость частиц. Тогда оказывается, что

$$du = -\sqrt{-dp/dv}, \quad (1)$$

где p — давление. Для идеального газа, интегрируя, получаем

$$u = u_n + \frac{2}{\gamma - 1} [c_n - c], \quad (2)$$

где u_n — скорость среды за фронтом детонационной волны, c_n — начальная и c — местная скорости звука, $\gamma = c_p/c_v$. Поскольку

$$u_n = \frac{D}{\gamma + 1}, \quad (3)$$

$$c_n = \frac{\gamma D}{\gamma + 1}. \quad (3a)$$

где D — скорость детонации, можно написать

$$u = \frac{3\gamma - 1}{\gamma^2 - 1} D - \frac{2c}{\gamma - 1}. \quad (4)$$

При истечении в пустоту $c = 0$, при истечении в атмосферу значение c может быть найдено из условия

$$c = c_n \left(\frac{p}{p_n} \right)^{\frac{\gamma - 1}{2\gamma}}.$$

Подставляя значение c_n из (3a), получаем

$$c = \frac{\gamma D}{\gamma + 1} \left(\frac{p}{p_n} \right)^{\frac{\gamma - 1}{2\gamma}}.$$

p определится из условия равенства давления в продуктах разложения (p_x) и в ударной волне, движущейся перед нами (p_y).

Так как

$$p_y = \frac{\gamma_a + 1}{2} \rho_a u^2,$$

где ρ_1 — плотность атмосферы, γ_a — отношение ее теплоемкостей, то

$$u = \frac{D}{\gamma^2 - 1} \left[3\gamma - 1 - 2\gamma u \frac{\gamma - 1}{\gamma} \left(\frac{(\gamma_a + 1)\rho_a}{2\rho_n} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} \right]. \quad (4a)$$

Величина ρ_n может быть определена формулой:

$$\rho_n = \frac{\rho_0}{\gamma + 1} D^2, \quad (5)$$

где ρ_0 — плотность газовой смеси. Максимальная плотность и температура на фронте волны определяются формулами:

$$\rho_n = \frac{\gamma + 1}{\gamma} \rho_0, \quad (6)$$

$$T_n = \frac{2\gamma}{\gamma + 1} T_2, \quad (6a)$$

где T_2 — температура реакции. В приведенных формулах не учитывалось изменение теплоемкостей с температурой, причем если за величину γ брать ее значение, отнесенное к некоторой средней температуре, лежащей между T_2 и T_n , как это обычно делается, то результат не будет являться вполне точным, особенно при определении скорости истечения.

Величина γ_a должна соответствовать температуре на фронте ударной волны, однако можно принять $\gamma_a = 1,4$.

Для более точного определения скорости истечения можно воспользоваться эмпирической формулой $\gamma = \bar{\gamma} - aT$, где для данного газа значения $\bar{\gamma}$ и a могут быть вычислены. В этом случае можно написать следующую формулу:

$$u_0 = u_n + \int_{T_n}^{T_2} \sqrt{\frac{c_p c_v}{RT}} dT. \quad (2a)$$

Поскольку $c_v = \frac{R}{\bar{\gamma} - 1 - aT}$, $c_p = \frac{R(\bar{\gamma} - aT)}{\bar{\gamma} - 1 - aT}$, интегрирование дает:

$$u_0 = \frac{D}{\gamma_n + 1} + 2 \sqrt{\frac{R}{a}} \left[\arcsin \sqrt{\frac{\gamma - \gamma_n}{\gamma_n}} - \arcsin \sqrt{\frac{\bar{\gamma} - \gamma}{\bar{\gamma}}} + \right. \\ \left. + \frac{1}{\sqrt{\bar{\gamma} - 1}} \left(\operatorname{Arth} \sqrt{\frac{(\bar{\gamma} - 1)\gamma_n}{\bar{\gamma} - \gamma_n}} - \operatorname{Arth} \sqrt{\frac{(\bar{\gamma} - 1)\gamma}{\bar{\gamma} - \gamma}} \right) \right]. \quad (4b)$$

Разница в скоростях, определяемых по формулам (4) и (4b), достигает не слишком значительной величины, доходя все же до 8% от самого значения скорости.

Скорость ударной волны и температура на ее фронте определялись по формулам:

$$D_y = \frac{\gamma_a + 1}{2} u_x, \quad (7)$$

$$T_y = \frac{\gamma_a - 1}{2} u_x^2. \quad (7a)$$

Вычисление скорости истечения в атмосферу приходится вести методом последовательных приближений или графически, исходя, как раньше, из условия, что давление на фронте ударной волны должно быть равно остаточному давлению продуктов детонации. Результаты вычислений сведены в следующую таблицу:

Газовая смесь	D м/сек.	T_H °K	u_H м/сек.	p_H м/сек. ²	u_O м/сек.	u_x м/сек.	p_V м/сек. ²	D_y м/сек.	T_V °K
$2H_2 + O_2$	2820	4600	1330	19	21500	1350	19	1600	1000
$2H_2 + O_2 + N_2$	2400	3900	1100	19	15000	1200	18	1400	900
$2H_2 + O_2 + 3N_2$	2060	2700	930	18	11600	1000	16	1200	850
$2H_2 + O_2 + 5N_2$	1820	2700	840	17	7900	900	14	1100	770

Очевидно, что предельные скорости, которые возникают при неустановившемся режиме истечения, могут быть весьма велики и могут значительно превышать скорости стационарного процесса. При истечении в атмосферу, вследствие малой плотности детонирующего газа, скорости не успевают нарастать и гасятся возникшей ударной волной.

Институт физических проблем
Академии Наук СССР.
Инженерный комитет Красной Армии

Поступило
24 VII 1944