ОБ ИЗМЕРЕНИИ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ МЕТОДОМ БОМБЫ ПОСТОЯННОГО ОБЪЕМА

В. С. Бабкин, Л. С. Козаченко, И. Л. Кузнецов
(*Новосибирск*)

Приводится анализ результатов ряда работ, посвященных методу бомбы постоянного объема для измерения нормальной скорости пламени. Получены и рассматриваются местные коэффициенты расширения E_u, соответствующие анализируемым работам. В начальный момент распространения пламени E_u должен равняться коэффициенту расширения продуктов сгорания E_i при горении при постоянном давлении. На основе этого факта для 3-х смесей соответствующие разным работам E_i сравниваются между собой и с действительным коффициентом расширения.

В последнее время появилось большое число работ, посвященных попыткам отыскания более точных уравнений для определения скорости распространения пламени методом бомбы постоянного объема [1-6]. Получение таких уравнений для всего процесса распространения пламени от точки зажигания горючей смеси до стенки сосуда представляет достаточно сложную задачу. Поэтому многие авторы ограничивались рассмотрением только ранних стадий горения. В недавно опубликованной работе Роллиса и Тремира [5] на конкретном примере горения ацетилено-воздушной смеси показано, что ранее предложенные уравнения для определения нормальной скорости пламени по методу бомбы постоянного объема дают при одинаковых условиях сильно различные значения нормальных скоростей на участке движения пламени со значительным ростом давления, но, с другой стороны, допускается применимость их к ранним стадиям горения. Однако оказывается, что и на начальных стадиях горения некоторые из ранее полученных уравнений дают значения нормальных скоростей с малой степенью точности и неудовлетворительно согласующиеся между собой.

При определении скорости распространения пламени S_u методом бомбы постоянного объема часто представляется возможным при определенных предположениях и при известной доле сгоревшего газа n связать скорость распространения пламени с видимой скоростью пламени S посредством уравнения

$$S_u = \frac{S}{E_u} \tag{1}$$

где E_u — некоторая переменная величина, изменяющаяся по мере продвижения сферического пламени от центра бомбы к ее стенкам от значения коэффициента расширения продуктов сгорания E_i (при горении при постоянном давлении) до единицы. Величину E_u по своему характеру можно назвать местным коэффициентом расширения. При получении уравнения (1) удобно использовать уравнения Льюиса и Эльбе

$$S_u = \frac{1}{3}\frac{dn}{dt}\left(\frac{R^3}{r^2}\right)\left(\frac{p_i}{p}\right)^{\frac{1}{\gamma_u}}, \qquad r = R\left[1-(1-n)\left(\frac{p_i}{p}\right)^{\frac{1}{\gamma_u}}\right]^{1/3} \tag{2}$$

где R — радиус бомбы, r — радиус пламени, p_i — начальное давление смеси в бомбе, p — давление в бомбе в процессе горения и γ_u — отношение теплоемкостей при постоянном давлении и постоянном объеме, отнесенное к свежему газу впереди фронта пламени.

Таким образом, отыскание точной зависимости для n является одним из путей уточнения метода бомбы постоянного объема.

Используя соотношение Фламма и Махе [6] между долей сгоревшего газа в любой момент времени и соответствующим давлением, Льюис и Эльбе [7,8] предложили приближенную формулу

$$n = (p - p_i) / (p_e - p_i) \tag{3}$$

где p_e — конечное давление в бомбе.

В дальнейшем Мэнтон, Эльбе и Льюис [9] величину p_e в соотношении (3) заменили на p_e', причем p_e' — давление не идентичное конечному давлению в бомбе и рассчитывается, используя средние теплоемкости, по уравнению

$$c_{v\,(b)}\, T_e + \frac{M_b}{M_i} RT_i = c_{p\,(b)}\, T_b \tag{4}$$

где M — молекулярный вес, а индексы i, e, b, u здесь и в дальнейшем относятся соответственно к начальному, конечному состоянию, а также к продуктам сгорания и свежей смеси в любой момент времени горения.

Зависимость (4) позволяет соотношение (3) и местный коэффициент расширения в уравнении (1) представить в следующем виде

$$n = \frac{p - p_i}{p_i \gamma_b (E_i - 1)}, \qquad E_u = 1 + \frac{\gamma_b}{\gamma_u}\left(\frac{p_i}{p}\right)(E_i - 1) - \frac{1}{\gamma_u}\frac{(p - p_i)}{p} \tag{5}$$

Эйшенбах и Агню [1] предложили зависимости

$$n = \frac{p - p_i}{p_i \gamma_u (E_i - 1)}; \qquad E_u = 1 + \left(\frac{p_i}{p}\right)(E_i - 1) - \frac{1}{\gamma_u}\frac{(p - p_i)}{p} \tag{6}$$

Грумер, Кук и Кубала [3], оценивая соотношение Фламма и Махе, вывели для малых n соотношение

$$n = \frac{\gamma_b}{\gamma_u}\frac{(p - p_i)}{(p_e - p_i)} \tag{7}$$

Используя это выражение и зависимость (4) для определения p_e, авторы пришли для n к формуле (6). К сожалению, в этой работе p_e рассматривается как конечное давление, хотя в действительности оно, будучи определено по уравнению (4), не равно конечному. Если в формуле (7) в соответствии с соотношением Фламма и Махе p_e считать конечным, то при помощи уравнений (2) легко получить зависимость (1), в которой

$$E_u = 1 + \frac{1}{\gamma_b p}(p_e - p_i) - \frac{1}{\gamma_u}\frac{(p - p_i)}{p} \tag{8}$$

Рейзер [4], используя обычные физические представления о распространении пламени в закрытом сферическом сосуде, предложил более общее, но также приближенное уравнение (1) (уравнение (16) в [4]), которое здесь не приводится.

О. Донован и Роллис [2], исходя из общих предположений и предположения, что температура сгоревшего газа в любой момент времени равна средней температуре по всему объему сгоревшего газа $\langle T_b \rangle$ получили для доли сгоревшего газа

$$n = \frac{\langle T_e \rangle}{\langle T_b \rangle}\left[p - p_i\left(\frac{p}{p_i}\right)^{\frac{\gamma_u - 1}{\gamma_u}}\right]\left[p_e - \left(\frac{\langle T_e \rangle}{\langle T_b \rangle}\right)p_i\left(\frac{p}{p_i}\right)^{\frac{\gamma_u - 1}{\gamma_u}}\right]^{-1} \tag{9}$$

Здесь $\langle T_e \rangle$ — средняя температура в конце горения.

Наконец, из работы Роллиса и Тремира [5] вытекает соотношение для n в виде

$$n = \left[\left(\frac{p}{p_i}\right)^{1/\gamma_u} - 1\right]\left[\frac{\langle M_e \rangle}{\langle M_b \rangle}\frac{\langle T_b \rangle}{\langle T_e \rangle}\left(\frac{p_e}{p_i}\right)^{1/\gamma_u} - 1\right]^{-1} \tag{10}$$

где $\langle M \rangle$ — средний молекулярный вес.

Из соотношений (9) и (10) в сочетании с уравнениями (2) можно получить, как и раньше, соответствующие уравнения (1) [1]. Все выражения для E_u в приведенных выше работах имеют приближенный характер, так как в различных случаях делались те или иные допущения. Поэтому представляет интерес сопоставить их. Это сопоставление на ранней стадии горения можно сделать при любом малом давлении p, но проще это сделать в предельном случае, отнеся все переменные к начальным условиям. В этом случае из уравнения (1) получим

$$S_u = \frac{S}{E_i} \tag{11}$$

в котором E_i — коэффициент расширения продуктов сгорания при горении при постоянном давлении — соответственно работам [8,9,1,3,2,5,4] равен

$$E_{i\,[8]} = 1 + \frac{1}{\gamma_i}\left(\frac{p_e}{p_i} - 1\right), \quad E_{i\,[9]} = 1 + \frac{\gamma_b}{\gamma_i}(E_i - 1), \quad E_{i\,[1,3]} = E_i$$

[1] При выводе уравнений (1), соответствующих соотношениям (7), (9) и (10), предполагалось, что отношения γ_b / γ_u, $\langle T_e \rangle / \langle T_b \rangle$ и $\langle M_e \rangle / \langle M_b \rangle$ и их произведения при малых n изменяются незначительно и их производные по времени равны нулю.

$$E_{i[3]} = 1 + \frac{1}{\gamma_b}\left(\frac{p_e}{p_i} - 1\right), \qquad E_{i[2]} = \frac{T_b}{\langle T_e\rangle}\frac{p_e}{p_i}, \qquad E_{i[5]} = \frac{\langle M_e\rangle}{M_b}\frac{T_b}{\langle T_e\rangle}\frac{p_e}{p_i}$$

$$E_{i[4]} = \left[\frac{c_{vf}}{c_{vb}}\frac{M_e}{M_b}\frac{p_e}{p_i} + \frac{M_i}{M_b}(\gamma_b - 1)\right]\left[1 + \frac{M_i}{M_b}(\gamma_b - 1) - \gamma_i\left(1 - \frac{c_{vf}}{c_{vb}}\right)\right]^{-1}$$

Здесь c_v — теплоемкость при постоянном объеме, c_{vf} — средняя теплоемкость при постоянном объеме в интервале температур $(T_e - T_i)$.

Из непосредственного сравнения приведенных соотношений видно, что

$$E_{i[8]} = E_{i[3]}, \qquad E_{i[9]} = E_i \qquad \text{при } \gamma_b = \gamma_i$$

$$E_{i[4]} = E_{i[3]} \quad \text{при } c_{vf} = c_{vb},\ M_e = M_b = M_i,\ E_{i[5]} = E_{i[2]} \quad \text{при } \langle M_e\rangle = M_b$$

Более детальное сравнение коэффициентов расширения, полученных по результатам разных авторов и их отклонение от действительного коэффициента расширения E_i, можно получить путем вычислений. Результаты такого вычисления для трех смесей с различными коэффициентами расширения приведены в таблице.

Смесь	*А*	δ, %	*Б*	δ, %	*В*	δ, %
E_i	13.335	—	7.425	—	4.61	—
$E_{i\,[8]}$	11.83	—11.27	6.56	—11.68	3.98	—13.67
$E_{i\,[3]}$	12.93	—3.03	7.15	—3.70	4.28	—7.04
$E_{i\,[9]}$	12.20	—8.52	6.81	—8.34	4.27	—7.28
$E_{i\,[2]}$	13.44	+0.80	7.49	+0.81	4.67	+1.22
$E_{i\,[5]}$	13.33	0.00	7.425	0.00	4.61	0.00
$E_{i\,[4]}$	12.28	—0.79	7.20	—3.03	4.41	—4.32
$E_{i\,[1,3]}$	13.335	0.00	7.425	0.00	4.61	0.00

Все необходимые величины для подсчета коэффициентов расширения, а также действительный коэффициент расширения E_i находились из расчета процесса сгорания при постоянном давлении и при постоянном объеме для данной смеси при одинаковых начальных условиях. Рассчитывалось горение трех следующих смесей:

(*А*) — смесь $CH_4 + 1.6\ O_2$ при $T_i = 298.16°$ K, $p_i = 760$ *мм* рт. ст.

(*Б*) — стехиометрическая метано-воздушная смесь при $T_i = 300°$ K и $p_i = 750$ *мм* рт. ст.

(*В*) — смесь $7.41\ H_2 + 4.4\ O_2 + 20.0\ He + H_2O$ при $T_i = 484°$ K, $p_i = 2674.25$ *мм* рт. ст.

Расчет коэффициентов расширения проводился в предположении малой скорости пламени по сравнению со скоростью звука, а также равномерного распределения температуры в продуктах сгорания. Хотя подсчет $E_{i[2]}$ и $E_{i[5]}$ производился при $\langle T_e\rangle = T_e$ и $\langle M_e\rangle = M_e$, при этом оценка $E_{i[2]}$ и $E_{i[5]}$ соответствует действительному протеканию процесса в бомбе, так как при этом подсчете компенсируется снижение давления в бомбе в результате температурного градиента, которое может составлять 0.1 — 1.3% [10-12].

Как видно из таблицы, все коэффициенты расширения отличаются один от другого и от действительного коэффициента расширения для данной смеси (кроме $E_{i[5]}$ и $E_{i[1,3]}$). Причем в различных смесях эти отличия проявляются по-разному. Например, отклонение $E_{i[4]}$ от E_i возрастает, а отклонение $E_{i[3]}$ от E_i падает с понижением E_i. Наиболее сильное отклонение от действительного коэффициента расширения наблюдается для $E_{i[9]}$ и $E_{i[8]}$.

Хотя сравнение проведено на пределе и каждое E_u, соответствующее разным работам, будет изменяться не одинаково в процессе горения, тем не менее качественные результаты сравнения должны остаться в силе при малых n, так как состояние свежего газа и продуктов сгорания, в том числе местный коэффициент расширения, изменяются незначительно на ранних стадиях распространения пламени (вплоть до $^1/_3$ — $^1/_4$ радиуса сосуда).

Поступила 15 VII 1963

ЛИТЕРАТУРА

1. Eschenbach R. C. and Agnew J. T. Use of the constant-volume bomb technique for measuring burning velocity. Combustion and Flame, 1958, vol. 2, No. 3.
2. O'Donovan. K. H. and Rallis C. J. A modified analysis for the determination of the burning velocity of a gas mixture in a spherical constant volume combustion vessel. Combustion and Flame, 1959, vol. 3, No. 2.
3. Grumer J., Cook E. B. and Kubala T. A. Considerations pertaining to spherical-vessel combustion. Combustion and Flame, 1959, vol. 3, No. 4.
4. Raezer S. D. The relationship between burning velocity and space velocity of a spherical combustion wave in a closed spherical chamber. Combustion and Flame, 1961, vol. 5, No. 1.
5. Rallis C. J. and Tremeer G. E. B. Equations for the determination of burning velocity in a spherical constant volume vessel. Combustion and Flame, 1963, vol. 7, No. 1.
6. Lewis B. and von Elbe G. Combustion, Flames and Explosions of Gases, Academic Press INC, New York and London, 1961.
7. Lewis B. and von Elbe G. Determination of the speed of flames and the temperature distribution in a spherical bomb from time-pressure records. J. Chem. Phys., 1934, vol. 2, No. 5.
8. Льюис Б., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах. ИЛ, 1948.
9. Мэнтон Дж., Эльбе Г. и Льюис Б. Измерение нормальной скорости распространения пламени в сферическом сосуде с центральным зажиганием. 4-й симпозиум (Международный) по вопросам горения и детонационных волн. Оборонгиз, 1958.
10. Lewis B. and von Elbe G. On the question of «afterburning» in gas explosions. J. Chem. Phys., 1934, vol. 2, No. 10.
11. Lewis B. and von Elbe G. Anomalous pressures and vibrations in gas explosions. J. Chem. Phys., 1935, vol. 3, No. 2.
12. Гурвич А. М. и Шаулов Ю. Х. Термодинамические исследования методом взрыва и расчеты процессов горения. Изд. МГУ, 1955.

ИНИЦИИРОВАНИЕ ДЕТОНАЦИИ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ В ЛИТОМ ТРОТИЛЕ

А. Н. Дремин, С. А. Колдунов, К. К. Шведов

(Москва)

Приводятся некоторые экспериментальные данные по возбуждению детонации в литом тротиле (ТНТ) плотности $\rho_0 = 1.62$ под действием ударной волны с давлением на фронте 100 тыс. *атм*. Во всей области от места входа ударной волны и до установления нормальной детонации измерялись два параметра D и u. Показано, что химическая реакция под действием ударной волны в 100 тыс. *атм* в литом тротиле начинается сразу. Возникший процесс (ударная волна с химической реакцией) рассматривается как детонация в неидеальном режиме. Развитие возникшего процесса до нормальной детонации осуществляется аналогично переходу от неидеального к идеальному режиму детонации.

Инициирующая ударная волна с плоским фронтом в исследуемом образце создавалась детонацией заряда взрывчатого вещества (ВВ) диаметром 80 *мм* и длиной 130 *мм*. Между этим зарядом и исследуемым образцом помещалась пластинка из плексигласа толщиной 20 *мм*. При этом в ВВ входила ударная волна треугольного профиля длительностью 4.6 μ *сек* с амплитудой на фронте 100000 *атм*. Исследовались заряды литого ТНТ диаметром 60 *мм* с начальной плотностью $\rho_0 = 1.62$ *г / см*^{3}.

Законы сохранения массы и импульса при переходе вещества через ударный фронт

$$\rho_0 D = \rho (D - u), \qquad p = \rho_0 u D \tag{1}$$

связывают между собой четыре неизвестных параметра D, u, p, ρ, где D — скорость ударной волны; u, p, ρ — скорость вещества, давление и плотность за ударным фронтом. Чтобы рассчитать все эти параметры, необходимо два из них определить экспериментально.

Во всех известных работах по исследованию инициирования детонации ударными волнами в конденсированных ВВ определялось только D, как величина наиболее легко поддающаяся измерению [1-5]. Очевидно, что знание одного параметра недостаточно для создания свободного от различных допущений представления о механизме инициирования детонации ударной волной.