

## К РАСЧЕТУ ПОВЫШЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ НА ФРОНТЕ ГОРЕНИЯ

Н. Н. Бахман (Москва)

При горении конденсированных веществ давление на их поверхности может превышать давление в окружающем объеме, если тепловыделение полностью или частично протекает в газовой фазе, а также если скорость оттока газообразных продуктов реакции приближается к скорости звука.

Вычисляется соответствующий перепад давления для случая одномерного горения. Проведены численные оценки для реальных конденсированных веществ. Скорость горения  $u$  конденсированных систем обычно зависит от давления

$$u = u(p) \quad (1)$$

где  $p$  — давление в зоне ведущей реакции, которое может быть выше, чем давление в окружающем объеме  $p_\infty$ . Это, в частности, может быть связано с догоранием продуктов реакции в газовой фазе, а также с тем обстоятельством, что скорость оттока газообразных продуктов реакции не превышает скорости звука.

Рассмотрим случай, когда горение заряда протекает в не слишком короткой оболочке, и примем, что течение газа и фронт горения одномерны.

Перепад давления, связанный с догоранием продуктов реакции, может быть найден из условий сохранения потоков массы и импульса. Пусть в зоне ведущей реакции задана температура  $T$  и молекулярный вес газа  $\mu$ . Пусть в потоке содержатся конденсированные частицы, скорость которых равна скорости газа  $v$ , а весовая доля равна  $m$ . Помимо  $T$ ,  $\mu$ ,  $m$ , заданы параметры потока после зоны догорания:  $T_1$ ;  $\mu_1$ ;  $m_1$ , а также давление  $p_1$ , которое либо равно  $p_\infty$ , либо превышает его.

Обозначим через  $\rho'_*$   $\rho_*$  плотность частиц и исходной конденсированной системы,  $S$  — долю площади поперечного сечения потока, занятую частицами. Исходными уравнениями будут:

сохранение потока массы частиц

$$\rho'_* v S = \rho_* u m, \quad \rho'_* v_1 S_1 = \rho_* u m_1 \quad (2)$$

сохранение потока массы газа

$$\rho v (1 - S) = \rho_* u (1 - m), \quad \rho_1 v_1 (1 - S_1) = \rho_* u (1 - m_1) \quad (3)$$

сохранение потока импульса

$$p + \rho_* u v = p_1 + \rho_* u v_1 \quad (4)$$

Обычно плотность газа  $\rho$ ,  $\rho_1$  много меньше плотности частиц. С учетом этого получим из (2) — (4)

$$\begin{aligned} (\Delta p)_1 &= p - p_1 = \\ &= \frac{1}{2} \left[ (\rho_* u)^2 \frac{1 - m_1}{\rho_1} - p_1 \right] + \left\{ \frac{1}{4} \left[ (\rho_* u)^2 \frac{1 - m_1}{\rho_1} + p_1 \right]^2 - (\rho_* u)^2 \frac{(1 - m) RT}{\mu} \right\}^{1/2} \end{aligned} \quad (5)$$

Если  $(\Delta p)_1 = p - p_1$  много меньше  $p_1$ , вместо (5) получим

$$(\Delta p)_1 = (\rho_* u)^2 R \frac{(1 - m_1) T_1 / \mu_1 - (1 - m) T / \mu}{p_1 - (1 - m_1) (\rho_* u)^2 / \rho_1} \quad (6)$$

Из (5) и (6) следует, что при очень малой скорости горения ( $u \rightarrow 0$ ) или при очень слабом изменении произведения  $(1 - m) T / \mu$  перепад давления  $(\Delta p)_1$  стремится к нулю.

Отметим, что при изучении устойчивости горения представляет интерес также давление на поверхности заряда  $p_0$ , при вычислении которого нужно суммировать перепады давления на всех зонах реакции, расположенных в газовой фазе. Так, например, для двухламенного горения получим

$$p_0 = p_1 + (\Delta p)_1 + \Delta p, \quad (7)$$

где  $(\Delta p)_1$  и  $p$  вычисляются из (6), а  $\Delta p$  вычисляется по аналогичной формуле

$$\Delta p = (\rho_* u)^2 R \frac{(1 - m) T / \mu - (1 - m_0) T_0 / \mu_0}{p - (1 - m) (\rho_* u)^2 / \rho} \quad (8)$$

В (8) величины с нижним индексом 0 относятся к газовым полупродуктам в промежутке между поверхностью заряда и зоной ведущей реакции.

Рассмотрим теперь ограничения, связанные с тем, что скорость оттока продуктов сгорания не превышает скорости звука

$$v \leq c = (\gamma RT / \mu)^{1/2} \quad (9)$$

Подставим  $v$  из (2), (3)

$$v = \rho_* u \left( \frac{1-m}{\rho} + \frac{m}{\rho_*} \right) \approx \rho_* u \frac{1-m}{\rho} \frac{RT}{\mu} \quad (10)$$

Из (9), (10) следует, что давление  $p$  в зоне ведущей реакции не может быть ниже некоторого минимального значения  $p_{\min}$

$$p \geq p_{\min} = (1-m) \rho_* u \left( \frac{1}{\gamma} \frac{RT}{\mu} \right)^{1/2} \quad (11)$$

Пока давление в объеме  $p_{\infty}$  достаточно велико, скорость газа обычно пренебрежимо мала по сравнению со скоростью звука, а давление в зоне ведущей реакции при отсутствии догорания равно давлению в объеме ( $p = p_{\infty}$ ).

Однако если при уменьшении  $p_{\infty}$  скорость горения  $u$  уменьшается слабее, чем линейно, скорость газа  $v$  будет возрастать и при  $p_{\infty} = p_{\min}$  достигает скорости звука. Начиная с этого момента, давление в зоне ведущей реакции  $p$  будет постоянно и равно  $p_{\min}$ , независимо от дальнейшего уменьшения  $p_{\infty}$ . Соответственно и скорость горения должна оставаться постоянной и равной  $u_{\min} = u(p_{\min})$ .

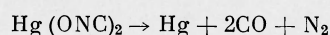
При наличии догорания в формулах (9) — (11) следует заменить  $v$ ,  $c$ ,  $T$ ,  $p$  и т. д. на  $v_1$ ,  $c_1$ ,  $T_1$ ;  $p_1$  и т. д. Другими словами, в этом случае давление  $p_1$  за зоной догорания не может быть меньше  $(p_1)_{\min}$

$$p_1 \geq (p_1)_{\min} = (1-m_1) \rho_* u \left( \frac{1}{\gamma_1} \frac{RT_1}{\mu_1} \right)^{1/2} \quad (12)$$

Давление в зоне ведущей реакции в этом случае будет равно  $(p_1)_{\min} + (\Delta p)_1$ , где  $(\Delta p)_1$  вычисляется по (5), (6).

Проведем теперь некоторые численные оценки. При не слишком низких давлениях перепад из-за наличия догорания может играть заметную роль лишь для быстрогорящих систем. Так, по данным [1, 2], горение гремучей ртути ( $\rho_* = 3.8 \text{ г/см}^3$ ) идет в две стадии. На первой стадии разлагается лишь 10–20% исходного вещества, а 80–90% диспергируется и сгорает на значительном расстоянии от поверхности заряда.

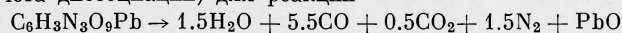
Скорость горения определяется первой, низкотемпературной ( $\sim 500^\circ \text{C}$ ) стадией. Для второй стадии ориентировочный термодинамический расчет (без учета диссоциации), исходя из уравнения реакции



даст значение  $T_1/\mu_1 \approx 52$ . При  $p_{\infty} = 1 \text{ атм}$  экспериментальное значение  $u \approx 1.5 \text{ см/сек}$ . Соответствующий перепад давления, связанный с догоранием, составляет (по формуле (5)) около 170 мм рт. ст. При  $p_{\infty} < 40\text{--}50 \text{ мм рт. ст.}$  второе пламя исчезает. Величина  $p_{\min}$ , при которой скорость продуктов такого одностадийного горения должна приблизиться к скорости звука, по формуле (9) составляет 4–8 мм рт. ст. (без учета влияния твердых частиц на скорость звука). Другими словами, при горении гремучей ртути в оболочке в вакууме давление на ее поверхности не может опуститься ниже 4–8 мм.

Значительно более высокое значение  $p_{\min}$  должно иметь место для стифната свинца. По данным [3], скорость горения стифната свинца ( $\rho_* = 3.8 \text{ г/см}^3$ ) очень слабо зависит от  $p_{\infty}$ , увеличиваясь от 25–26 см/сек при  $p_{\infty} = 15 \text{ мм рт. ст.}$  до 33–35 см/сек при  $p_{\infty} = 400 \text{ атм}$ . Значение  $p_{\min}$ , вычисленное по формуле (11), составляет для стифната свинца<sup>1</sup> около 4 атм. Независимость  $u$  от  $p_{\infty}$  для стифната свинца при высоких  $p_{\infty}$  должна быть связана с механизмом горения, но при  $p_{\infty}$  ниже нескольких атмосфер

<sup>1</sup> При вычислении были использованы данные приближенного термодинамического расчета (без учета диссоциации) для реакции



При  $p = p_{\min}$  ( $p_{\min}$  найдено методом последовательных приближений) получен  $T \approx 1530^\circ \text{K}$ ,  $\mu \approx 31.8$ ;  $m \approx 0.37$  (часть PbO находится в продуктах сгорания в виде частиц). Влияние частиц на скорость звука не учитывалось.

она может быть связана с постоянством давления на горячей поверхности. Следует отметить, что если для стифната свинца (при горении в оболочках) имеет место даже незначительное догорание продуктов реакции, это может существенно (на несколько атмосфер) увеличивать давление на его поверхности.

Для вторичных взрывчатых веществ и порохов скорость горения гораздо ниже (по данным [4], при 1 *ата* она лежит в пределах 0.01—0.3 *см/сек*). Поэтому перепад давления, связанный с догоранием, может играть сколько-нибудь ощутимую роль лишь при горении в вакууме. Величина  $p \min$  также мала (для беспламенного горения пироксилинового пороха, изученного в работе [5], расчет дает ( $p \min \approx 1$  мм рт. ст.)).

Выше рассматривалось одномерное горение. Если заряд горит без оболочки, фронт горения перестает быть одномерным, а течение, видимо, должно включать в себя волну разрежения, чтобы удовлетворить граничным условиям на фронте горения. Экспериментально форма фронта при таком горении специально не исследовалась. Совершенно неопределенным является и расчет.

Очевидно лишь, что повышение давления в случае заряда без оболочки ниже, чем в случае заряда в оболочке, и уменьшается по мере увеличения расстояния между зоной горения и поверхностью заряда. Напротив, если зона горения расположена достаточно близко от поверхности заряда, горение мало отличается от одномерного. Об этом свидетельствуют экспериментальные наблюдения, согласно которым поверхность горящих зарядов (без оболочки) может оставаться плоской, если только горение протекает в инертной атмосфере и отсутствует оттекание продуктами сгорания боковой поверхности заряда.

В качестве примера можно рассмотреть конфигурацию, когда ведущая зона и поверхность заряда являются плоскими, а зона догорания образует конический фронт с углом при вершине  $\alpha$ . В этом случае перепад давления, связанный с догоранием газообразных ( $m = m_1 = 0$ ) продуктов реакции, может быть найден из (5), (6), где вместо  $(\rho_* u)^2$  следует подставить  $(\rho_* u \sin \alpha/2)^2$ . Соответственно при  $\alpha = 90^\circ$  перепад давления вдвое ниже, чем для одномерного фронта; при  $\alpha = 60^\circ$  вчетверо ниже и т. д.

В заключение сделаем следующее замечание.

В работе [4] повышение давления на поверхности горящего заряда вычисляется из условия

$$Ft = \rho_* u v \approx \frac{(\rho_* u)^2}{\rho} \quad (F = \Delta p \cdot 1 \text{ см}^2) \quad (13)$$

Хотя такой метод позволяет оценить порядок величины  $\Delta p$ , однако он не является корректным. Действительно, величина  $F$  в (13) имеет смысл реактивной силы, действующей на поверхность заряда. Существование  $F$  вовсе не требует наличия повышения давления на поверхности заряда (и не позволяет вычислить  $\Delta p$ ). Это особенно очевидно в том случае, если при горении вообще не образуется газообразных продуктов, но часть твердых продуктов разбрасывается из-за возникновения термических напряжений. Тогда величина  $F$  полностью сохраняет смысл и может быть вычислена из выражения, аналогичного (13), в то время как  $\Delta p$  (а если горение идет в вакууме, то и  $p$ ) тождественно обращается в нуль (равным образом  $\Delta p$  будет равно нулю, если реакция полностью протекает в конденсированной фазе с образованием конечных газовых продуктов, без какого-либо догорания в газовой фазе и при условии, что скорость газа меньше скорости звука).

Соответственно нельзя признать корректным экспериментальный метод определения  $\Delta p$ , при котором при помощи пружинных весов и т. п. измеряется сила  $F$ , действующая со стороны заряда, и полагается  $\Delta p = F/S$ , где  $S$  — площадь поперечного сечения заряда.

Автор благодарит А. Ф. Беляева за постановку задачи и интерес к работе и С. С. Новикова — за обсуждение результатов.

Поступила 5 III 1964

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Б е л я е в А. Ф. и Б е л я е в а А. Е. О горении гремучей ртути при давлениях, меньших атмосферного. Докл. АН СССР, 1941, т. 33, № 1, стр. 41.
2. Б е л я е в А. Ф. и Б е л я е в а А. Е. Исследование горения гремучей ртути. Ж. физ. химии, 1946, т. 20, № 11, стр. 1381.
3. С в е т л о в Б. С., Ф о г е л ь з а н г А. Е. О горении стифната свинца. Докл. АН СССР, 1961, т. 137, № 3, стр. 654.
4. А н д р е е в К. К. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ. Госэнергоиздат, М.—Л., 1957.
5. П о х и л П. Ф. О механизме горения бездымных порохов. Физика взрыва. Сб. № 2, Изд-во АН СССР, 1953, стр. 181.