Доклады Академии наук СССР
1955. Том 103, № 3

ФИЗИЧЕСКАЯ ХИМИЯ

Я. К. ТРОШИН

ОБОБЩЕНИЕ УРАВНЕНИЯ ГЮГОНИО НА НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ В ТРУБАХ

(Представлено академиком Н. Н. Семеновым 10 II 1955)

До сих пор многие реально существующие режимы распространения пламени в трубах, при которых перед фронтом горения распространяются ударные волны, не имеют своего места на $P - v$-диаграмме, какое, например, занимает детонация на кривой *ГОАВЖИ* (рис. 1), описываемой уравнением Гюгонио:

$$\frac{P_3}{P_1} = \frac{\frac{k+1}{k-1} - \frac{\rho_1}{\rho_3} + \frac{2Q}{P_1/\rho_1}}{\frac{k+1}{k-1}\frac{\rho_1}{\rho_3} - 1}. \qquad (1)$$

Рядом работ ([1–4]), в которых рассматривался вопрос о нестационарном двойном разрыве, возникающем при распространении пламени в трубе постоянного сечения, созданы предпосылки к тому, чтобы попытаться восполнить этот пробел.

Условимся считать, что двойной разрыв (рис. 2) состоит из ударной волны $I—I$, которая движется относительно исходного газа *1* со скоростью D и зоны (фронта) горения $II — II$, которая как целое движется относительно ударно сжатого (и в свою очередь движущегося со скоростью W) газа *2* со скоростью $u_{пл}$, а относительно стенок трубы со скоростью $u_{пл} + W = u_ф$. Непосредственно за зоной горения продукты реакции *3*, в зависимости от конкретных граничных условий, могут покоиться ($u_3 = 0$), двигаться вправо ($u_3 > 0$) или влево ($u_3 < 0$).

В сущности, неудивительно, почему так узки рамки адиабаты Гюгонио: она описывает лишь частные случаи перехода газа из состояния *1* непосредственно в состояние *3*, например, в случае отсутствия ударной волны, как это имеет место при дефлаграции ([5]) (в наших обозначениях ветвь AO) или стационарном двойном разрыве (точка *Ж*), когда можно исключать из рассмотрения зону *2*. В отличие от стационарного двойного разрыва, осуществляющегося при детонации, характерной особенностью нестационарного двойного разрыва (расползающегося, поскольку $D > u_ф$, комплекса), является то, что масса газа, выходящая из ударной волны, больше массы газа, входящей в зону (фронт) горения. Если не исключать из рассмотрения зону *2* и подвергнуть анализу общий случай перехода газа из состояния *1* в состояние *3*, то можно вывести следующее, более общее по сравнению с (1), уравнение нестационарной (в смысле $D > u_ф$) адиабаты горения, определяющее связь давления P_3 с плотностью ρ_3:

$$\frac{P_3}{P_1} = \frac{\mu\left\{\frac{k+1}{k-1} - \frac{\rho_1}{\rho_3}\left[\frac{(k+1)\mu + (k-1)}{(k+1) + (k-1)\mu}\right] + \frac{2Q}{P_1/\rho_1}\left[\frac{(k+1)\mu + (k-1)}{(k+1) + (k-1)\mu}\right]\frac{1}{\mu}\right\}}{\frac{k+1}{k-1}\frac{\rho_1}{\rho_3}\left[\frac{(k+1)\mu + (k-1)}{(k+1) + (k-1)\mu}\right] - 1}. \qquad (2)$$

Здесь переменная величина P_3/P_1 есть функция аргумента ρ_1/ρ_3, который зависит от третьей переменной — от степени изменения давления, происходящего при переходе газа через фронт ударной волны, т. е. от параметра $\mu = P_2/P_1$, задание которого означает задание определенного дискретного стационарного (в смысле $D/u_\Phi = \text{const}$) режима распространения пламени, например, требуемым увеличением поверхности пламени в зоне горения $II - II$. При режимах дефлаграции, когда, перед зоной (фронтом) горения нет ударной волны ($\mu = 1$), уравнение (2) принимает вид (1). Можно показать, что и для μ, отвечающего детонации (точка *Ж*), (2) и (1) эквивалентны.

При выводе уравнения (2) газ в областях *1*, *2* и *3* принимался за идеальный с неизменной теплоемкостью, состояние $1(P_1, \rho_1)$ и теплота горения Q считались известными, $(I - I)$ и $(II - II)$ принимались за поверхности разрыва; изменением числа молекул при горении, а также потерями на трение и теплоотдачу пренебрегали.

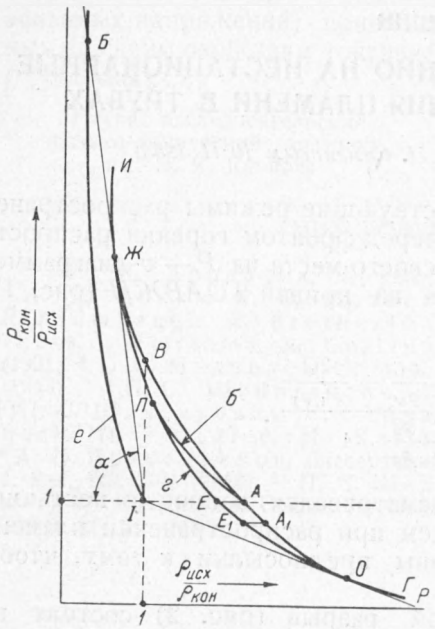


Рис. 1. Кривые Гюгонио и нестационарной адиабаты горения

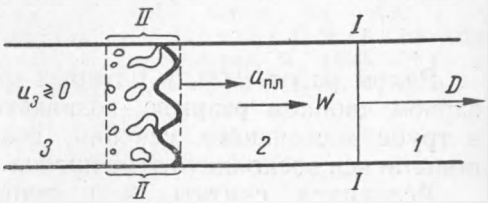


Рис. 2. Схема двойного разрыва

Характер скоростей движения и состояния газа при распространении пламени в трубах существенно зависят от того, достигнут или не достигнут при данном режиме горения тепловой кризис ([6]), при котором $II - II$ перемещается относительно продуктов реакции со скоростью звука в них.

Кривая *АбПЖ*, описываемая уравнением (2), отвечает режимам распространения пламени при зажигании у закрытого конца трубы: участок *АбП* — докритическим, а *ПЖ* — критическим режимам. Кривая *АЕгПЖ*, описываемая тем же уравнением (2), отвечает режимам распространения пламени при зажигании у открытого конца трубы: участок *АЕ* — докритическим, *ЕгП* — критическим при $u_3 < 0$, *ПЖ* — критическим при $u_3 > 0$.

Если рассматривать переход газа из состояния *2* в *3* и строить адиабату горения *anmb* с начальным перед горением состоянием *2*, лежащим в точке *S* (рис. 3), то докритические режимы распространения пламени будут аналогичны слабым дефлаграциям (секущая *SnP*), а критические — полностью развитой дефлаграции (касательная *SmП*). Если каждую ординату кривой *anmb* увеличить в μ, а абсциссу уменьшить в ρ_2/ρ_1 раз, то получим деформированную адиабату горения $a'n'm'b'$ в виде $P_3/P_1 = f(\rho_1/\rho_3)$ при заданном параметре $\mu = \text{const}$ с начальным (перед горением) состоянием S', лежащим непосредственно на ударной адиабате SeS'. Если всякий раз задан параметр μ, то можно построить семейство деформированных адиабат горения, так как

$\frac{2Q}{P_2/\rho_2} = f(\mu)$. Можно показать как, исходя из конкретных граничных условий, при данном μ из бесконечного множества точек пересечения кривой $a'n'm'b'$ с прямыми Михельсона, проведенными из S', отбирается одна вполне определенная точка пересечения n'. Этим не только устанавливается зависимость ρ_1/ρ_3 от μ, но и определяются все скорости, характеризующие процесс распространения пламени и состояния газа в областях *2* и *3*. Из сказанного ясно, что кривые *АбПЖ* и *АЕгПЖ* являются геометрическим местом отобранных точек пересечения (n_i') и точек касания (m_i') прямых Михельсона с семейством деформированных адиабат горения $a_i n_i m_i b_i$. (Прямые Михельсона при докритических режимах — секущие $S_i' n_i' P_i'$, а при критических режимах — касательные $S_i' m_i' \Pi_i'$, проводятся из начальных, перед горением, состояний газа (S_i'), лежащих на ударной адиабате).

Распространение пламени в трубе может начаться и после того, как достигнут тот или иной режим дефлаграции, описываемый какой-либо точкой A_1 на ветки AO, если по тем или иным причинам поверхность горения начнет увеличиваться.

Докритические режимы распространения пламени, осуществляющиеся после достижения слабой дефлаграции, найдут свое место на семействе прямых линий, параллельных прямой AE, например, на линии A_1E_1, а критические — на ветви $E_1ЕгПЖ$, причем вся кривая $A_1E_1ЕгПЖ$, как и кривая $АЕгПЖ$, описывается уравнением (2).

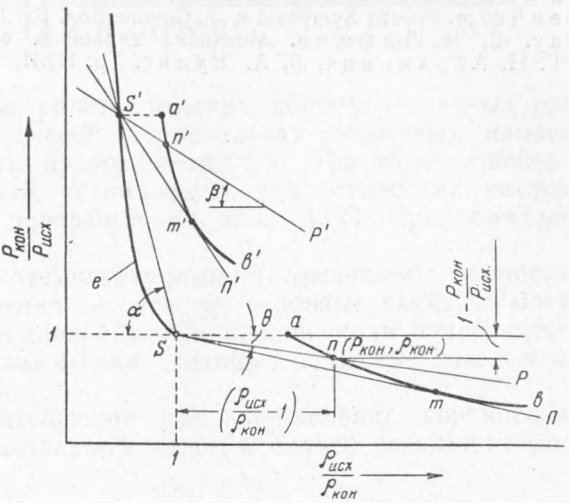


Рис. 3. К построению кривых нестационарной адиабаты горения. Кривая $SeS' - \frac{P_2}{P_1} = \frac{\frac{k+1}{k-1} - \frac{\rho_1}{\rho_2}}{\frac{k+1}{k-1}\frac{\rho_1}{\rho_2} - 1}$; кривая $anmb - \frac{P_3}{P_2} = \frac{\frac{k+1}{k-1} - \frac{\rho_2}{\rho_3} + \frac{2Q}{P_2/\rho_2}}{\frac{k+1}{k-1}\frac{\rho_2}{\rho_3} - 1}$; кривая $a'n'm'b' - \frac{P_3}{P_1} = \frac{\frac{k+1}{k-1} - \frac{\rho_1}{\rho_3} + \frac{2Q}{P_2/\rho_2}}{\frac{k+1}{k-1}\frac{\rho_1}{\rho_3} - 1}$

Если распространение пламени начнется после достижения полностью развитой дефлаграции, то докритические режимы будут отсутствовать. В этом частном случае все режимы распространения пламени найдут свое место на $P - v$ диаграмме в виде кривой $OE_1ЕгПЖ$, идентичной «Q-кривой Оппенгейма» ([4]). Как и ранее приведенные кривые *АбПЖ*, *АЕгПЖ*, $A_1E_1ЕгПЖ$, кривая $OE_1ЕгПЖ$ тоже описывается уравнением (2).

Таким образом, для самых различных граничных условий режимы распространения пламени в трубах исчерпывающе описываются уравнением нестационарной адиабаты горения (2) (докритические режимы берут свое начало на ветви AO, а кончаются на кривой $OE_1ЕгПЖ$).

На кривых, построенных по уравнению (2), в отличие от кривой Гюгонио, нет ни запрещенных, ни мнимых участков. Эти кривые при-

водят, в согласии с законами сохранения массы, количества движения и энергии, режимы горения, осуществляющиеся с любыми скоростями распространения в трубах, шахтах.

Выражаю благодарность чл.-корр. АН СССР Я. Б. Зельдовичу за ценные замечания.

Институт химической физики
Академии наук СССР

Поступило
9 II 1955

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ, 12, 400, 401 (1942). [2] Я. Б. Зельдович, А. С. Компанеец, Детонация, М., 1952, § 11, стр. 91. [3] Г. М. Бам-Зеликович, Теоретическая гидромеханика, Сборн. № 4, М., 1949, стр. 112. [4] A. K. Oppenheim, Fourth Symposium on Combustion, Baltimore, 1953, p. 471. [5] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Механика сплошных сред, М., 1953, § 122, стр. 602. [6] Г. Н. Абрамович, Л. А. Вулис, Тр. НИИ, 1, № 15, М. (1946).