

МЕХАНИЗМ НАРУШЕНИЯ СПЛОШНОСТИ СЛОЯ РАСПЛАВА НА ПОВЕРХНОСТИ ГОРЕНИЯ ГАЗОПРОНИЦАЕМЫХ СИСТЕМ

В. Г. Коростелев
(Черноголовка)

Горение часто сопровождается плавлением вещества. В случае пористых газопроницаемых систем целостность расплавленного слоя на поверхности горения при определенном давлении нарушается, продукты горения начинают проникать в поры, что ведет к срыву нормального режима горения [1]. Если относительная плотность вещества меньше предельной [2], то сплошность расплава нарушается за счет его движения и агломерации [1, 3]. При большем уплотнении вещества возможность проникновения продуктов горения в поры связывают с достижением определенного соотношения между толщиной расплава и диаметром пор [4—6] или же с турбулизацией расплава за счет газодинамических возмущений [7].

В данной работе рассматривается горение топлив с относительной плотностью ρ выше критической [2]. Поскольку в этих условиях расплавленный слой устойчив к возмущениям, генерируемым процессом горения [1], то причину нарушения его сплошности следует искать во влиянии пористой структуры заряда на расплав. Сформулируем представление о механизме такого влияния.

Считаем, что расплав не проникает в поры. В противном случае должно наблюдаться послойное горение со скоростью, большей нормальной, близкой к насыпной [8]. Для непористого топлива

$$\rho_R u_n = \rho_B u_B, \quad u_d = u_B - u_n = (\rho_R/\rho_B - 1) u_n = \xi u_n,$$

где ρ_R , ρ_B — плотность твердой фазы и расплава на поверхности горения; u_n , u_B — скорость нормального горения и выгорания расплава; ξ — относительное изменение объема топлива в волне горения; u_d — скорость, сообщаемая расплаву за счет расширения топлива.

Термическое расширение твердой фазы происходит в направлении изменения градиента температуры, т. е. навстречу горению. Полагая, что в газопроницаемом топливе это не влияет на фильтрационные характеристики заряда, будем учитывать изменение плотности только при образовании расплава и последующем его нагреве: $\xi = \xi_{\text{н.р.}} + \xi_{\text{н.}}.$ При наличии пор и начального перепада давления $\Delta p_0 = p_0 - p_n$ между ними и внешним объемом значение u_d , а следовательно, и скорость движения расплава к поверхности горения над порами меньше, чем вне их, так как в сечении пор не происходит фазового перехода. Поскольку u_B везде одинакова, то над порами образуются впадины (см. пунктир на рис. 1). Их росту препятствует объемное температурное расширение расплава. Плавление, поскольку оно происходит в плоскости, перпендикулярной оси впадин, сообщает расплаву одномерное движение по направлению к поверхности горения и поэтому не влияет на скорость схлопывания образующихся впадин, а стабилизирует только их входной диаметр, не давая ему расти за пределы диаметра пор.

К оси впадины расплав движется неравномерно. В целом же закрытие впадин определяется средней скоростью такого движения $u_s = \bar{\xi}_n u_n$, где $\bar{\xi}_n = \beta (T_p - T_{\text{пл}})$; $T_p = T_n + (T_B - T_{\text{пл}}) / \ln \left(\frac{T_B - T_n}{T_{\text{пл}} - T_n} \right)$; $\bar{\xi}_n$ — среднее относительное изменение объема в слое расплава; β — коэффициент объемного расширения расплава; T_n , $T_{\text{пл}}$ — начальная температура и температура плавления топлива; T_p , T_B — средняя температура расплава и температура на его поверхности.

С появлением впадин поверхность горения искривляется. Оттекающий от такой поверхности газ (рис. 2) создает струйный эффект [9, 10],

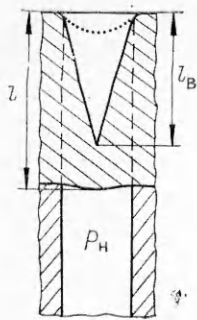


Рис. 1.

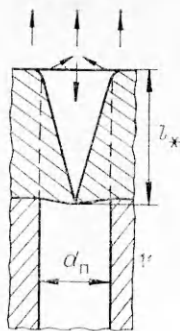


Рис. 2.

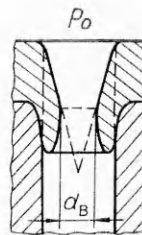


Рис. 3.

который, повышая давление во впадине, способствует стабилизации ее формы. Благодаря этому эффекту возможно существование длинных и узких впадин.

Поры топлива будут изолированы от внешней среды, пока время выгорания слоя расплава τ_b превышает время закрытия впадин τ_s . В этом случае их глубина l_b меньше толщины слоя расплава l (см. рис. 1). При росте давления и, следовательно, уменьшения l устанавливается равенство $l_b = l = l_*$ (см. рис. 2), которое соответствует критическому условию нарушения сплошности расплава $\tau_s = \tau_b$:

$$d_n/2u_s = l_*/u_n \text{ или } d_n/l_* = 2\bar{\xi}_n, \quad (1)$$

d_n — начальный диаметр пор.

В отличие от [5] отношение d_n/l_* практически не зависит от давления. В общем случае оно различно для разных веществ, поэтому условие $d_n/l_* = \text{const}$ [4, 6] может выполняться только для веществ с близкими значениями $\bar{\xi}_n$.

При уменьшении l до величин, при которых $\tau_s > \tau_b$ ($l_b > l$), поры не успевают заполняться расплавом, и в нем появляются отверстия (рис. 3). С ростом давления неравенство $l_b > l$ усиливается, и входной диаметр пор d_b увеличивается, стремясь в пределе к d_n . Значение d_b определяет газопроницаемость поверхности горения, а стало быть, и топлива в целом. Следовательно, фильтрационные свойства плавящихся систем зависят от давления.

Изменение объема расплава в каждом сечении пропорционально его температуре, поэтому образующая стенки впадины должна повторять распределение температуры в расплавленном слое. Однако, учитывая «наддув» впадины за счет струйного эффекта и рост гидростатического давления расплава по направлению к ее вершине, можно предположить, что образующая стенки впадины близка к прямой. Тогда из рис. 3 следует, что

$$d_n/d_b = l_*/(l_* - l) \text{ или } d_b = d_n(1 - u_0/u_n),$$

u_0 — скорость горения, соответствующая началу открытия пор.

При отсутствии перепада давления на слое расплава ($p_0 = p_n$) рассмотренный выше механизм нарушения его сплошности в целом сохраняется. Отличие в том, что впадины образуются со стороны пор, т. е. их вершины будут обращены к поверхности горения, а струйный эффект возникает только после нарушения сплошности расплава.

В случае вынужденного втекания продуктов горения в поры условие (1) определит не только начало открытия пор, но и скорость u_c , соответствующую переходу от нормального режима горения к возмущенному [11—13]. Используя модель пористой среды [14] в виде набора капилляров с $d_n = \sqrt{32K/m_0}$ и полагая $l_* = \frac{a_r}{u_c} \ln \left(\frac{T_b - T_n}{T_{пл} - T_n} \right)$, из (1)

получим

$$u_c = a_k \beta (T_p - T_{пл}) \sqrt{\frac{m_0}{8K} \ln \left(\frac{T_B - T_H}{T_{пл} - T_H} \right)}, \quad (2)$$

где K , m_0 — газопроницаемость и открытая пористость топлива; a_k — коэффициент температуропроводности твердой фазы.

В литературе практически отсутствуют данные о коэффициенте β , поэтому оценим величину ξ_n , используя развиваемые представления. Известно, что для плавящихся веществ существует критическая пористость m_* , ниже которой срыв нормального горения не происходит даже при очень высоких давлениях [6, 9]. Это связано с резким уменьшением при $m = m_*$ газопроницаемости топлива, а следовательно, и d_n . Из (1) следует, что $\tau_3 \ll \tau_n$ или $l_b \ll l$. При $\xi_n = 0$ расплав имел бы пористость m_* , а поскольку $l_b \ll l$, то прирост объема за счет расширения расплава практически полностью ее устраняет, следовательно, $\xi_n = \Delta V/V \approx m_*/(1 - m_*)$. Для гексогена и тэна $m_* \approx 0,05$ [1], поэтому для них $\xi_n \approx 5,26 \cdot 10^{-2}$. Записи датчика давления в порах [13] совместно с (2) дают для гексогена $\xi_n = 5,2 \cdot 10^{-2}$, а для тэна из экспериментальных данных [1] по срыву нормального горения и формулы (2) получаем $\xi_n = 5 \cdot 10^{-2}$.

Таким образом, рассмотренный механизм позволяет количественно описать исследуемое явление.

*Поступила в редакцию 25/VII 1984,
после доработки — 19/XII 1984*

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Беляев, В. К. Боболев и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв. М.: Наука, 1973.
2. К. К. Андреев. ЖФХ, 1946, 20, 467.
3. В. Э. Аппиков, Б. И. Кондриков. ФГВ, 1968, 4, 3, 350.
4. I. W. Taylor. Comb. Flame, 1962, 6, 103.
5. В. К. Боболев, С. В. Чуйко, Л. Ф. Чекирда. ПМТФ, 1963, 4, 99.
6. А. Ф. Беляев, А. И. Коротков, А. А. Сулимов. ПМТФ, 1963, 5, 117.
7. К. К. Андреев, П. П. Попова. ЖФХ, 1961, 35, 9.
8. Б. И. Кондриков, Ма Чин-юнь. — В кн.: Теория взрывчатых веществ. М.: Высшая школа, 1967.
9. А. Ф. Беляев, А. И. Коротков, А. А. Сулимов. ФГВ, 1966, 2, 3, 47.
10. В. К. Боболев, А. Д. Марголин, С. В. Чуйко. Докл. АН СССР, 1965, 162, 388.
11. К. К. Андреев. Докл. АН СССР, 1946, 53, 237.
12. В. К. Боболев, А. И. Карпунин, С. В. Чуйко. НТПГВ, 1965, 1, 4, 44.
13. В. Г. Коростелев, Ю. В. Фролов. ФГВ, 1982, 18, 2, 3.
14. Л. С. Лейбензон. Движение природных жидкостей и газов в пористой среде. М.: Гостоптехиздат, 1947.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРЕДПЛАМЕННОГО ТЕПЛО ВЫДЕЛЕНИЯ В ИСКРОВЫХ ДВИГАТЕЛЯХ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ

В. В. Карпусенко, А. А. Кельин, С. А. Лесняк

(Тольятти)

Эффективная работа современных карбюраторных двигателей внутреннего сгорания (ДВС) требует использования дорогостоящих высокооктановых бензинов. Несоответствие октанового числа бензина тому значению, для которого сконструирован данный двигатель, приводит к детонации, стуку. Возникновение детонации в ДВС — серьезное препятствие на пути повышения КПД и мощности двигателей с искровым зажиганием. Переход на детонационный режим сгорания характеризуется появлением высокочастотных пульсаций давления и увеличением