

форсунки (в условиях $T_b^* = \text{idem}$, $w_b = \text{idem}$) факел пламени борсодержащего топлива примерно в 2 раза короче и меньшего диаметра, чем углеводородного, причем с ростом Q_1 величины l_3 , l_ϕ и D_ϕ углеводородного топлива возрастают, а бороуглеводородного (как и водорода при диффузионном горении турбулентной струи) остаются примерно постоянными.

Итак, сильно различающиеся закономерности изменения геометрических характеристик факелов горения бороуглеводородного и углеводородного топлив во встречном высокотемпературном воздушном потоке свидетельствуют, по-видимому, о различающихся механизмах горения этих топлив, па что следует обратить внимание исследователей, занимающихся теоретическими методами расчета рабочего процесса в камерах сгорания, работающих на бороводородных топливах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Теория воздушно-реактивных двигателей. М.: Машиностроение, 1975.
2. E. A. Clifford Simpson. *Astronautics and Aeronautics*, 1974, 12, 9.
3. G. W. Burdette, H. R. Lander, J. R. Mc Coy. *AIAA Paper*, 1978, N 78—267.
4. R. B. Forrar. *AIAA Paper*, 1968, № 68—632.
5. F. Fitzgerald. *Spaceflight*, 1961, 3, 6.
6. J. L. Hunt, P. L. Lawing et al. *J. Aircraft*, 1979, 16, 10.
7. *Aviation Week*, 1959, 70, 21, 85—86; *SAE J.*, 1959, 67, 5, 70—74.
8. R. P. Reul. *Missiles Design and Development*, 1959, 5, 9.
9. E. T. Curran, F. D. Stull. Paper presented at the 2-nd International Symposium on Air Breathing Engines. Sheffield, 1974.
10. В. В. Раушенбах, С. П. Белый и др. Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей. М.: Машиностроение, 1964.
11. С. М. Ильяшенко, А. Г. Талантов. Теория и расчет прямоточных камер сгорания. М.: Машиностроение, 1964.
12. М. М. Бондарюк, С. М. Ильяшенко. Прямоточные воздушно-реактивные двигатели. М.: Оборонгиз, 1958.

О ВЛИЯНИИ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ НА СКОРОСТЬ ГОРЕНИЯ СМЕСЕВЫХ ТВЕРДЫХ ТОПЛИВ

В. Б. Либрович, А. Л. Ярин

(Москва)

Из экспериментов известно, что скорость стационарного горения смесевых твердых ракетных топлив зависит от напряженного состояния в них. Растянутые вдоль поверхности горения образцы горят быстрее. Относительное увеличение скорости горения зависит от относительного удлинения образца ϵ по линейному закону; при 10%-ном удлинении скорость также увеличивается на 10%. Подобное явление указывает на существенную роль процессов в конденсированной фазе горения: диспергирования в результате аэродинамического отрыва твердых частиц с поверхности топлива оттекающими продуктами газификации, растрескивания поверхностного слоя под действием растягивающих напряжений [1].

Механизм влияния растяжения топлива на скорость его горения представляется следующим. Образование новых трещин при растяжении способствует выходу продуктов газификации из пористого поверхностного слоя, где они образуются в объемной химической реакции. Тем самым уменьшается разрушающее действие газового потока — уменьшается диспергирование топлива, вынос твердых частиц в газовую фазу. Этот эффект, казалось бы, должен вести к уменьшению скорости горения при растяжении образца. Но существует и противоположный эффект: увеличение количества реакционноспособного вещества в прогретом слое ведет к дополнительному выделению тепла в конденсированной фазе, увеличению температуры и, следовательно, к увеличению скорости химического превращения. При сильной зависимости скорости газификации от температуры (что обычно имеет место) этот эффект является преобладающим и определяет наблюдаемые в эксперименте закономерности.

Трещины в приповерхностном слое твердых топлив имеют упорядоченную структуру. При отсутствии внешнего напряжения они направле-

ны главным образом параллельно поверхности горения, так как с этой поверхности происходит разгрузка твердого вещества от внутренних напряжений, создаваемых давлением продуктов газификации. При приложении к топливу достаточно большого напряжения вдоль поверхности горения образующаяся система трещин ориентирована, напротив, перпендикулярно поверхности горения. Поэтому искусственно образуемые трещины способствуют увеличению газопроницаемости приповерхностного слоя в направлении распространения горения; трещины, возникающие без внешних механических усилий, такой роли не играют.

Подобные явления известны в механике газонасыщенных углей [2]. Разгрузка угля в одном из направлений (например, вдоль штрека) приводит к растрескиванию угля в ортогональных этому направлению плоскостях. Последнее ведет к увеличению газопроницаемости вдоль этих направлений (в боковые штреки), газопроницаемость же в направлении разгрузки остается неизменной. Таким образом, разгрузка и вызванное ею растрескивание ведут к возникновению анизотропии проницаемости.

Теоретическое описание влияния механических напряжений на скорость горения твердых ракетных топлив должно базироваться поэтому, с одной стороны, на теории горения конденсированных топлив с учетом их сложной многозональной структуры и, с другой стороны, — на описании изменений свойств приповерхностного слоя при напряженном состоянии топлива. В частности, необходимо описание возникающей анизотропии газопроницаемости приповерхностного слоя.

В работе [3] получено выражение для скорости стационарного горения конденсированного пористого вещества с твердым реакционным слоем, которое показывает, что зависимость скорости от газопроницаемости вещества в направлении распространения горения практически линейна. Пренебрегая разницей физических свойств компонентов смесового топлива, можно использовать это выражение для оценки скорости его горения при достаточно больших внешних давлениях (когда ведущими являются процессы в k -фазе). Иными словами, будем считать, что с растяжением образца вдоль поверхности топлива скорость горения v_0 изменяется так же, как газопроницаемость образца K в направлении, перпендикулярном поверхности. В этом предположении задача сводится к теоретическому описанию изменения K с растяжением топливного образца. Далее рассмотрим упрощенную модель пористой сплошной среды, позволяющую сделать некоторые выводы относительно вида этой зависимости.

Рассмотрим сначала вопрос, как количество трещин в материале, имеющем первоначальные дефекты, зависит от приложенного к нему напряжения. Пусть в материале дефекты — зародыши микротрещин распределены равномерно. В смесевых топливах такие дефекты могут образовываться на контактах кристаллов окислителя и полимерного связующего, и их количество в единице объема связано с концентрацией частиц окислителя. Каждый дефект может быть представлен в виде бесконечного множества разрезов со склеенными берегами (рис. 1), т. е. может приводить к образованию трещины при растяжении в любом направлении. Если материал в окрестности дефекта подвергнуть растяжению в направлении Ox_1 , то при некотором напряжении σ_{11} дефект раскроется по линии разреза AB , перпендикулярной направлению растяжения. Разрывное напряжение σ_{11} является, вообще говоря, случайной величиной. Растяжение окрестности дефекта в направлении Ox_2 приведет к раскрытию разреза по линии CD при некотором напряжении σ_{22} , также являющемся случайной величиной, не связанной с величиной разрывного напряжения σ_{11} .

Вероятность того, что разрывное напряжение дефекта при растяжении вдоль оси Ox_1 принадлежит интервалу $[\sigma_{11}, \sigma_{11} + d\sigma_{11}]$, равна $p = F(\sigma_{11})d\sigma_{11}$, где $F(\sigma_{11})$ — функция плотности вероятности. Плотность вероятности разрывного

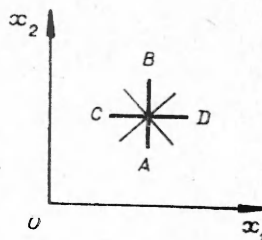


Рис. 1.

напряжения по оси Ox_2 соответственно дается функцией $F(\sigma_{22})$. Таким образом, вероятность того, что данный дефект имеет разрывные напряжения из интервалов $[\sigma_{11}, \sigma_{11} + d\sigma_{11}]$, $[\sigma_{22}, \sigma_{22} + d\sigma_{22}]$ при растяжении вдоль осей Ox_1 и Ox_2 равна $p_i = F(\sigma_{11})F(\sigma_{22})d\sigma_{11}d\sigma_{22}$.

На единице площади материала (рассматривается плоская задача) имеется n дефектов. При заданной концентрации окислителя n увеличивается с уменьшением размера дефекта d . Количество дефектов на единице площади материала, имеющих разрывные напряжения по направлениям Ox_1 и Ox_2 из указанных интервалов, определяется из формулы

$$dN = nF(\sigma_{11})F(\sigma_{22})d\sigma_{11}d\sigma_{22}. \quad (1)$$

С другой стороны, можно ввести функцию плотности вероятности для величины dN

$$dN = f(\sigma_{11}, \sigma_{22})d\sigma_{11}d\sigma_{22}. \quad (2)$$

Рассмотрим однородное напряженное состояние материала ($\partial\Sigma/\partial x_i = 0$, где Σ — плоский тензор напряжений). Имея в виду в дальнейшем вычислить изменение проницаемости материала по главным направлениям тензора напряжений, будем считать дефекты раскрывшимися (превратившимися в микротрещины) лишь в случае, когда линии разрыва ориентированы по главным направлениям Σ . Вкладом в проницаемость по главным направлениям от наклонно ориентированных микротрещин пренебрежем, поскольку в наклонных трещинах градиент давления меньше и, следовательно, расход газа через них меньше. Пусть главные направления тензора Σ совпадают с Ox_1 и Ox_2 , причем оба главных напряжения — растягивающие. В соответствии с (1) и (2), количество дефектов (на единице площади), которые не раскроются и не приведут к появлению микротрещин, находится из выражения

$$\begin{aligned} N_1 &= n \int_{\sigma_1}^{\infty} F(\sigma_{11}) d\sigma_{11} \int_{\sigma_2}^{\infty} F(\sigma_{22}) d\sigma_{22} = n\varphi(\sigma_1)\varphi(\sigma_2) = \\ &= \int_{\sigma_2}^{\infty} \int_{\sigma_1}^{\infty} f(\sigma_{11}, \sigma_{22}) d\sigma_{11}d\sigma_{22} = \psi(\sigma_1, \sigma_2). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь σ_1 и σ_2 — величины главных (растягивающих) напряжений. Интеграл (3) представляет собой суммирование по всем дефектам, имеющим прочность большую, чем растягивающие напряжения σ_i . Подчеркнем еще раз, что напряжение разрыва дефекта при растяжении в направлении Ox_i обозначается σ_{ii} , а растягивающее напряжение в этом направлении — σ_i . Функции $\varphi(\sigma_i)$ и $\psi(\sigma_1, \sigma_2)$ введены для упрощения записи.

Естественно, что количество раскрывшихся дефектов — микротрещин $N = n - N_1$, причем среди них есть и раскрывшиеся сразу по направлениям AB и CD (см. рис. 1).

Очевидно, что количество микротрещин на единице площади N , как и N_1 , не должно зависеть от выбора осей Ox и Oy . Следовательно, функция ψ должна зависеть только от инвариантов тензора напряжений

$$\psi(\sigma_{xx}, \sigma_{xy}, \sigma_{yy}) = \psi_1(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}, \sigma_{xx}\sigma_{yy} - \sigma_{xy}^2) = \psi_1(\sigma_1 + \sigma_2, \sigma_1\sigma_2),$$

так как $\sigma_{xx} + \sigma_{yy} = \sigma_1 + \sigma_2$, $\sigma_{xx}\sigma_{yy} - \sigma_{xy}^2 = \sigma_1\sigma_2$. Следовательно, вместо (3) получаем $n\varphi(\sigma_1)\varphi(\sigma_2) = \psi_1(\sigma_1 + \sigma_2, \sigma_1\sigma_2)$. Решение этого функционального уравнения имеет вид

$$\varphi(\sigma_i) = (A + B\sigma_i)e^{-C\sigma_i}, \quad i = 1, 2,$$

$$\psi_1(\sigma_1 + \sigma_2, \sigma_1\sigma_2) = n[A^2 + AB(\sigma_1 + \sigma_2) + B^2\sigma_1\sigma_2]e^{-C(\sigma_1 + \sigma_2)}.$$

Здесь A , B и C — константы. В отсутствии напряжений $\sigma_1 = \sigma_2 = 0$, $N_1 = \psi_1 = n$ и, следовательно, $A = 1$. Таким образом, имеем

$$\varphi(\sigma_i) = \int_{\sigma_i}^{\infty} F(t) dt = (1 + B\sigma_i) e^{-C\sigma_i},$$

$$F(\sigma_{ii}) = (BC\sigma_{ii} + C - B) e^{-C\sigma_{ii}}, \quad i = 1, 2.$$

Поскольку материал имеет некоторую прочность, $F(0) = 0$, поэтому $C = B$ и, следовательно,

$$F(\sigma_{ii}) = B^2\sigma_{ii}e^{-B\sigma_{ii}}, \quad i = 1, 2. \quad (4)$$

Константа B может быть связана с математическим ожиданием σ_* величины σ_{ii} , т. е. с наиболее вероятным напряжением разрыва дефекта при действии растягивающего напряжения. Для рассматриваемого изотропного материала σ_* не зависит от направления и с учетом (4) записывается в виде

$$\sigma_* = \int_0^{\infty} B^2\sigma_{ii}^2 e^{-B\sigma_{ii}} d\sigma_{ii}.$$

Следовательно, $B = 2/\sigma_*$.

Величина σ_* определяется технологией производства и условиями хранения материала. Она зависит от напряжений, создавшихся при пресовании материала, от «поверхностного натяжения» в контактах зерен, от температуры, влажности, а также, возможно, от скорости нагружения дефекта. Величина σ_* может быть определена экспериментально или вычислена путем рассмотрения конкретного механизма возникновения контакта.

Количество микротрещин на единице площади материала, в котором тензор Σ имеет главные (растягивающие) напряжения σ_1 и σ_2 , дается формулой

$$N = n \left\{ 1 - \left[1 + \frac{2}{\sigma_*} (\sigma_1 + \sigma_2) + \frac{4}{\sigma_*^2} \sigma_1 \sigma_2 \right] e^{-\frac{2}{\sigma_*} (\sigma_1 + \sigma_2)} \right\}.$$

В случае растяжения материала по одной оси имеем $\sigma_1 = \sigma_0$, $\sigma_2 = 0$ и, следовательно,

$$N = n \left\{ 1 - \left[1 + \frac{2\sigma_0}{\sigma_*} \right] e^{-\frac{2\sigma_0}{\sigma_*}} \right\}.$$

Для достаточно малых растягивающих напряжений $2\sigma_0/\sigma_* \ll 1$,

$$N = \frac{2\sigma_0^2}{\sigma_*^2} n.$$

Относительное удлинение материала ϵ связано с растягивающим напряжением в соответствии с законом Гука соотношением $\epsilon = \sigma_0/E$, где E — модуль Юнга. Следовательно,

$$N = \frac{2nE^2}{\sigma_*^2} \epsilon^2. \quad (5)$$

Таким образом, в соответствии с развитыми представлениями количество микротрещин на единице площади данного материала оказывается пропорциональным квадрату относительного удлинения. При заданной концентрации окислителя с уменьшением размера зерна концентрация зерен — величина n , а вместе с ней и N — увеличиваются. Рост температуры, естественно, ведет к уменьшению среднего разрывного напряжения σ_* и, следовательно, к увеличению числа микротрещин при заданном удлинении материала.

Для оценки влияния на проницаемость материала растяжения, ведущего к появлению микротрещин, примем следующую модель. Появившиеся микротрещины расположены равномерно и в рассматриваемом слу-

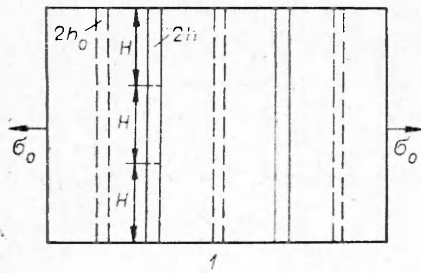


Рис. 2.

чае одноосного растяжения эквивалентны плоским прямолинейным каналам с шириной $2h$ и длиной H . Каналы перпендикулярны направлению растяжения (их N штук на единицу площади). В случае, когда расположенные друг над другом микротрещины соединятся, в материале в результате растяжения образуется $M_1 = \sqrt{N}$ поровых каналов на единицу длины в направлении растяжения (рис. 2). Пусть до растяжения материал имел некоторую проницаемость K_0 , что соответствует в рассматриваемой модели наличие вертикальных каналов шириной $2h_0$ (эти каналы показаны на рис. 2 штриховыми линиями), их количество на единицу длины — M_0 . Следовательно, проницаемость материала после образования микротрещин

$$K = \frac{2h_0^3}{3} M_0 + \frac{2h^3}{3} M_1 = K_0 \left[1 + \left(\frac{h}{h_0} \right)^3 \frac{M_1}{M_0} \right] = K_0 \left[1 + \left(\frac{h}{h_0} \right)^3 \frac{\sqrt{2n}}{M_0} \frac{E}{\sigma^*} \varepsilon \right]. \quad (6)$$

При выводе этой формулы использованы решение для медленного вязкого течения в плоском прямолинейном канале [4] и закон Дарси.

Подводя итог изложенному, отметим, что при одноосном растяжении материала количество микротрещин на единицу площади пропорционально квадрату относительного удлинения $N = a\varepsilon^2$, а проницаемость материала в направлении, перпендикулярном направлению растяжения, увеличивается по линейному закону в $(1 + b\varepsilon)$ раз:

$$K/K_0 = 1 + b\varepsilon. \quad (7)$$

Здесь a и b — постоянные, определяемые начальными характеристиками материала. В соответствии с (5) и (6),

$$a = 2nE^2/\sigma_*^2, \quad b = (h/h_0)^3 \sqrt{2n}/M_0 \cdot E/\sigma_*.$$

Таким образом, для горения твердого топлива, когда ведущими являются процессы в приповерхностном слое, при наличии растяжения топлива вдоль поверхности получаем с использованием результата работы [3] и соотношения (7)

$$v_0^*/v_0 = 1 + b\varepsilon. \quad (8)$$

Здесь v_0^* — скорость горения при наличии растяжения, v_0 — в его отсутствие.

Коэффициент пропорциональности b в (8) зависит от исходной пористости материала, модуля Юнга, предела прочности материала и концентрации дефектов — зародышей микротрещин. Этот результат, справедливый при достаточно малых деформациях материала и не слишком малых внешних давлениях, необходимых для осуществления рассматриваемого режима горения, согласуется с экспериментальными данными. Отметим, что уменьшение при растяжении общей плотности пористых резиноподобных материалов, к которым относятся многие смесевые твердые топлива, невелико и, следовательно, массовая скорость их горения, как и линейная, увеличивается в соответствии с (8).

Центральное место в предложенной модели занимает зависимость газопроницаемости твердого топлива от растягивающих напряжений. Эта зависимость может быть определена из специальных экспериментов с горящим топливом по методикам, разработанным в нефтепромысловой практике. При малых деформациях из этих экспериментов можно получить входящие в теорию параметры K_0 и b , через которые выражается изменение скорости горения твердого топлива. Эксперименты по определению газопроницаемости являются, таким образом, базовыми — они позволяют избежать проведения теоретического расчета структурных измене-

ний в топливе, который основан на приближенных представлениях. Они позволяют осуществить проверку основных теоретических представлений о влиянии напряжений на структуру материала и скорость его горения. К сожалению, в настоящее время такие эксперименты отсутствуют.

В соответствии с развитыми представлениями скорость горения твердого топлива, подвергнутого растяжению, различна в зависимости от направления горения. Горение с поверхности, параллельной растягивающей силе, происходит с большей скоростью, чем в ортогональном направлении. Повторные деформации образца могут приводить к накоплению дефектов и трещин и вызывать еще большее увеличение скорости горения в напряженном состоянии.

Поступила в редакцию 7/XII 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Абриков, Г. Н. Марченко и др. ФГВ, 1976, 12, 1.
2. С. А. Христианович, Р. Л. Салганик. Внезапные выбросы угля (породы) и газа. Напряжения и деформации. Препринт ИПМ АН СССР, № 153, 1980.
3. Б. И. Хайкин, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1967, 173, 1382.
4. Л. Г. Лойцянский. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970.

ГОРЕНИЕ СЛОЯ ТОПЛИВА ПРИ ОБДУВАНИИ ПОВЕРХНОСТИ ПОТОКОМ ОКИСЛИТЕЛЯ

Н. Н. Смирнов
(Москва)

При решении задач механики и техники часто приходится сталкиваться с процессами горения различных материалов в потоке газообразного окислителя. Подобные задачи, например, возникают при исследовании горения топлива в гибридных ракетных двигателях [1—4] при изучении пределов воспламенения смазочных веществ в кислороде [5], при определении теплозащитных свойств покрытий при движении тел в атмосфере с большими скоростями [6], при рассмотрении самоподдерживающейся детонации в неперемешанных гетерогенных системах [7, 8]. Проведенные эксперименты [3, 5, 7, 9] показали, что во всех указанных процессах химическая реакция локализована в узкой зоне внутри пограничного слоя. Эту зону будем называть диффузионным пламенем, так как скорость реакции в этом случае определяется скоростью испарения (сублимации) топлива и перемешивания паров с окислителем в результате диффузии в пограничном слое.

Цель настоящей работы — изучение закономерностей горения топлив в ламинарном диффузионном пламени, нахождение поверхности диффузионного пламени и скорости выгорания слоя топлива, определение трения, потока тепла в слой топлива и других параметров пограничного слоя и исследование влияния скорости сублимации топлива на эти параметры.

В отличие от предыдущих теоретических исследований [2, 4] в работе ищется распределение скоростей, температур и концентраций при ламинарном диффузионном горении без учета химической кинетики, основанное на точном решении уравнений пограничного слоя и межфазного тепло- и массообмена.

Рассматривается задача об обдувании плоской поверхности жидкого или твердого топлива потоком окислителя. Выберем прямоугольную систему координат (x, y) , связанную с твердым телом так, чтобы ось x совпадала с поверхностью раздела и была ориентирована по направлению потока окислителя.