

ОБ ЭРОЗИОННОМ ГОРЕНИИ ПОРОХОВ*А. М. Климов**(Москва)*

Движение газов в канале пороховых двигателей оказывает влияние на скорость горения пороха в двух случаях: при большом отношении поверхности горения к площади сечения канала (критерий Победоносцева) и при возникновении в канале газодинамических колебаний, если они вызывают достаточно большие акустические скорости вдоль поверхности пороха. Последний фактор, по существу,— единственная причина повышения среднего давления и разрыва двигателей при неустойчивом горении («аномальное горение») в тех случаях, когда заряд в процессе горения остается механически целым.

В настоящее время не вызывает сомнений, что увеличение скорости горения (положительная эрозия) связано с увеличением теплового потока в порох при обтекании его поверхности турбулентным потоком продуктов сгорания [1—4]. Вместе с тем относительно некоторых сторон явления нет общепринятой точки зрения. К ним относятся существование пороговой скорости, наблюдаемое иногда уменьшение скорости горения перед пороговой скоростью (отрицательная эрозия), а также образование регулярных волн на поверхности заряда при неустойчивом колебательном горении, сопровождающемся большим повышением среднего давления («катастрофическое горение» [5]). В определенном смысле можно сказать, что общая модель эрозийного горения отсутствует.

В гидродинамическом отношении канал заряда двигателя является полостью с проницаемыми стенками; скорость движения газа увеличивается по мере удаления от закрытого конца канала. При достаточно большом числе Рейнольдса ламинарное течение становится неустойчивым, но в отличие от случая непроницаемых стенок турбулентность возникает не в непосредственной близости стенки, а на некотором удалении от нее [6]. Это обстоятельство существенно с точки зрения влияния движения газа на процесс горения. Известно, что все турбулентные течения ограничены либо стенками, либо так называемым фронтом турбулентности [7, 8]—относительно тонким слоем, отделяющим область ламинарного (чаще всего потенциального) течения от турбулентной области, характеризующейся высоким уровнем пульсаций завихренности. Естественно, что в турбулентной области процессы переноса значительно интенсивнее, чем в ламинарной, и поэтому очень часто фронт турбулентности является одновременно фронтом температуры или концентрации пассивной примеси. Скорость распространения фронта турбулентности по среде тем больше, чем больше основной масштаб скорости течения, будучи по сравнению с ним малой величиной. В условиях течения в канале со вдувом фронт турбулентности должен стабилизироваться на таком расстоянии от стенки, на котором скорость его распространения равна нормальной к стенке компоненте скорости газа, которую грубо можно считать пропорциональной расстоянию от оси канала.

Имеются прямые экспериментальные свидетельства отхода («отдува») турбулентного пограничного слоя от стенки при достаточно сильном вдуве [9, 10]. В свете этого пороговая скорость есть скорость основного течения, при которой фронт турбулентности садится на стенку, т. е. его скорость распространения становится равной скорости вдува. При этом турбулентная диффузия вторгается в зону горения. До этого момента на зону горения могут влиять лишь идущие перед фронтом

(и быстро затухающие при удалении от него) флуктуации скорости потенциального характера, при которых конвективного перемешивания нет и процессы переноса остаются молекулярными.

Известно, что отношение пороговой скорости к скорости вдува постоянно для каждого пороха независимо от режима горения (давление, начальная температура). Это согласуется с тем, что скорость распространения исследованных фронтов турбулентности пропорциональна скорости турбулентных пульсаций, которые, в свою очередь, пропорциональны основному масштабу скорости [11] (за исключением слабого влияния числа Рейнольдса в случае турбулентного пограничного слоя). Ввиду того, что фронт турбулентности, стабилизированный вдувом, экспериментально не изучался, ниже покажем, что скорость распространения фронта турбулентности всегда пропорциональна скорости турбулентных пульсаций.

Вообще говоря, эта пропорциональность должна следовать из того, что при больших числах Рейнольдса процесс не должен зависеть от вязкости и тогда скорость турбулентных пульсаций остается единственным масштабом скорости. Передача завихренности новым частицам возможна лишь непосредственным действием сил вязкости, но эта передача является лишь первым звеном каскадного процесса, общая скорость которого от вязкости уже не зависит [8]. Теория этого процесса в настоящее время отсутствует и ниже приводится попытка ее построить.

Как впервые отметили Коррсин и Кистлер [7], фронт турбулентности фактически является фронтом пульсаций завихренности (пульсации скорости могут выходить за его пределы), и следует исходить из уравнения

$$-\frac{\partial \omega_i}{\partial t} + u_k \frac{\partial \omega_i}{\partial x_k} = \omega_k \frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \nu \nabla^2 \omega_i, \quad (1)$$

где $\omega_i = \epsilon_{ijk} \partial u_k / \partial x_j$ — компоненты пульсаций вихря скорости, u_i — компоненты пульсаций скорости; ν — кинематическая вязкость газа.

Ввиду того, что при больших числах Рейнольдса турбулентности характерное время порождения и диссипации завихренности мало по сравнению с характерным временем изменения уровня турбулентности во вполне турбулентной области, распространение фронта завихренности можно рассматривать как квазистационарный процесс. В плоском случае из уравнения (1) в системе координат, связанной с фронтом, после процедуры осреднения имеем

$$-\frac{1}{2} \bar{v} \frac{\partial \bar{\omega}_i^2}{\partial x_1} + \frac{1}{2} \frac{\partial \overline{u_i \omega_i^2}}{\partial x_1} = \overline{\omega_i \omega_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \nu \overline{\left(\frac{\partial \omega_i}{\partial x_j} \right)^2}. \quad (2)$$

Здесь x_1 — координата по нормали к фронту, v — скорость распространения фронта.

Граничные условия: $\bar{\omega}_i^2 = 0$ при $x_1 = 0$ (это условие соответствует резкой границе для завихренности и есть следствие того, что молекулярная диффузия не учитывается, а турбулентная диффузия есть диффузия с конечной скоростью); $\bar{\omega}_i^2 \rightarrow \epsilon / \nu$ при $x_1 \rightarrow \infty$, где $\epsilon \sim u'^3 / L$ — скорость диссипации энергии во вполне турбулентной области, u' — среднеквадратичная скорость турбулентных пульсаций, L — интегральный масштаб турбулентности.

Описываемое уравнением (2) явление по форме аналогично нормальному распространению пламени: слева стоят конвективный и диффузионный члены, справа — источниковый член, который есть сумма вкладов от порождения (за счет растяжения вихревых линий) и диссипации завихренности. Характерная особенность данного процесса — нелинейный характер диффузии. Поскольку за границу фронта завих-

ренность не переносится, коэффициент турбулентной диффузии D_τ (равный произведению характерной скорости на характерный «путь смещения») для нее пропорционален расстоянию до границы фронта, причем единственным выбором для масштаба скорости является u' . Предполагая, что турбулентный перенос завихренности может быть описан диффузией градиентного типа, вместо (2) получим

$$-\frac{1}{2}v \frac{\partial \overline{\omega_i^2}}{\partial x_1} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_1} \left(u' x_1 \frac{\partial \overline{\omega_i^2}}{\partial x_1} \right) = \overline{\omega_i \omega_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + v \left(\frac{\partial \overline{\omega_i^2}}{\partial x_j} \right)^2. \quad (3)$$

Здесь подразумевается, что $x_1 < L$; при $x_1 > L$ следует брать $D_\tau \sim u'L$, но в этом нет необходимости, так как толщина фронта завихренности оказывается меньше L . Из уравнения (3) следует, что вблизи передней границы фронта (там, где источником членом можно пренебречь)

$$\overline{\omega_i^2} \sim x_1^{v/u'},$$

т. е. происходит резкое увеличение завихренности (с бесконечной производной в точке $x_1=0$, так как $v < u'$).

Далее, из соображений размерности следует $v \sim \sqrt{D_\tau/\tau} \sim \sqrt{u'\delta/\tau}$, где δ — характерная толщина фронта завихренности, τ — характерное время, связанное с источником членом. С другой стороны, по определению $\tau \sim \delta/v$, следовательно, $v \sim \sqrt{u'v}$, откуда $v \sim u'$.

Таким образом, скорость распространения фронта турбулентности оказывается пропорциональной скорости турбулентных пульсаций и не зависит от скорости порождения и диссипации завихренности (однако источник член неявно проявил себя в том, что лишь благодаря ему возможно стационарное распространение фронта и все расуждение, связанное с определением его скорости).

Оценки [11], основанные на известных измерениях, дают $v/\omega \approx 0,04$ для свободной струи и $v/\omega \approx 0,01$ для пограничного слоя, что соответствует $v/u' \approx 0,5$; здесь ω — основной масштаб скорости течения, u' — скорость турбулентных пульсаций вблизи фронта турбулентности. Если интенсивности турбулентности при течениях со вдувом не измеряются, наиболее подходящей оценкой будет величина, характерная для пристенной области пограничного слоя. Это дает $u' \approx 0,03 \omega$, $v \approx 0,015 \omega$, что соответствует значению критерия Победоносцева ~ 70 для пороговой скорости. Такое значение v близко к экспериментально измеряемой скорости вдува, необходимой для отеснения пограничного слоя [10] (следует, однако, отметить, что последняя ощутимо зависит от отношения плотности вдуваемого газа к плотности основного течения).

Поскольку вторжение фронта завихренности в зону горения неминуемо вызовет увеличение теплового потока в поверхность пороха, предпороговое уменьшение скорости горения может быть связано лишь с пульсациями скорости, идущими впереди фронта завихренности. При этом на стенке индуцируются движения типа течения в критической точке (натекание и оттекание струй). В случае гомогенного пороха это вызовет пульсации толщины газового пламени (или дымогазовой зоны) и соответственно колебания теплового потока в конденсированную фазу, которые могут вызвать уменьшение средней скорости горения.

В случае смесевых порохов на основе перхлората аммония возможен другой механизм воздействия таких пристеночных движений. В реальных условиях (давление, размер зерен окислителя) ведущим процессом горения таких порохов является разложение самого окислителя, на которое оказывают некоторое воздействие как приток тепла от

диффузионного пламени паров связки и окислителя, так и отток тепла на разложение связки и нагрев ее паров. Индуцированные пристеночные течения будут «разбалтывать» холодные (сравнительно с температурой пламени перхлората аммония) струи продуктов разложения связки над поверхностью окислителя, усиливая их охлаждающее действие и приводя к экранированию части теплового потока от диффузионного пламени.

Такое объяснение отрицательной эрозии согласуется с тем, что колебания давления уменьшают скорость горения баллиститного пороха и не изменяют скорость горения смесового пороха на основе перхлората аммония [5], в то время как отрицательная эрозия наблюдается у обоих этих порохов. Так как колебания давления вызывают деформацию температурных полей в направлении нормали к стенке, их действие на гомогенный порох с газовым пламенем будет аналогично действию пристеночных пульсаций поля скорости (что и наблюдается для баллиститного пороха). С другой стороны, собственное пламя перхлората аммония настолько тонкое, что реально достижимые скорости гидродинамических деформаций (при акустических колебаниях давления или пульсациях скорости, индуцируемых фронтом турбулентности) недостаточны для его ощутимого изменения. Вместе с тем диффузионные пламена, включая их корневую часть, при деформациях скалярных полей в направлении нормали к стенке не меняют своего расположения относительно окислителя, и можно предположить, что их само по себе небольшое тепловое воздействие на окислитель колеблется линейным образом и недостаточно для изменения средней скорости горения смесового пороха. Напротив, движения типа течения в критической точке, вызывая деформацию полей в направлениях, продольных к стенке, могут, как описано выше, уменьшить скорость горения смесового пороха.

Образование регулярных волн на поверхности пороха наблюдается в области ярко выраженной положительной эрозии, поэтому можно считать, что турбулентность прочно «сидит» на стенке и происходит обтекание поверхности пороха турбулентным потоком при не слишком большом вдуве. В этих условиях всякие неоднородности формы поверхности приводят к локальному увеличению теплового потока в стенку с возможным дальнейшим увеличением этих неоднородностей; в частности, возможно образование регулярной структуры типа волны с обрывом потока на гребне волны и его последующим присоединением во впадине (тепловой поток максимален в окрестности точки присоединения течения).

*Поступила в редакцию
23/XII 1974*

ЛИТЕРАТУРА

1. О. И. Лейпунский. Канд. дис. М., 1945.
2. Ж. Ванденкеркхове. Вопросы ракетной техники, 1959, 3.
3. В. Н. Вилюнов. Докл. АН СССР, 1961, 136, 2, 381.
4. Я. Б. Зельдович. ФГВ, 1971, 7, 4.
5. Е. В. Прайс. Исследование ракетных двигателей на твердом топливе. М., ИЛ, 1963.
6. В. И. Ягодкин. XVII Internat. Astronaut. Congress, v. 3, p. 69.
7. S. Corrsin, A. Kistler. NACA Report, 1244, 1955.
8. А. Таунсенд. Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом. М., ИЛ, 1955.
9. В. М. Ерошенко, А. Л. Ермаков и др. МЖГ, 1971, 1.
10. В. В. Глазков, М. Д. Гусева, Б. А. Жестков. МЖГ, 1972, 4.
11. D. Coles. Mecanique de la turbulence. 1961, p. 229.
12. В. Н. Матвеев, В. А. Фрост, В. Л. Юмашев. ФГВ, 1975, 11, 5.