## ЛИТЕРАТУРА

1. «Основы горения углеводородных топлив». ИЛ, 1960.
2. *B. Lewis, G. Elbe.* Acad. Pres. Inc. N. Y. and London, 1961.
3. *Miss M. P. Brunild, R. Pelbourgo and P. Laffitte.* Combustion and Flame, 1961, 5(2), 191.
4. *T. Asaba, K. Voneda, N. Kakihara, T. Hikita.* 9-th Symposium on Combustion (International), 1965.
5. *R. G. W. Norrish.* 10-th Symposium on Combustion (International), 1965.

---

УДК 536.46+532.507

# КРИТЕРИЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ТУРБУЛЕНТНОГО ГОРЕНИЯ

*С. К. Асланов*
*(Одесса)*

Вибрационный режим горения в камерах двигателей, увеличивая полноту сгорания топлива, может быть полезным, если колебания не очень интенсивны и, оставаясь в ограниченных пределах, безопасны для конструкции двигателя. Однако появляющиеся в силу тех или иных случайных причин слабые возмущения будут подпитываться энергией сгорания и кинетической энергией потока газа в камере. Поэтому, естественно, возникает вопрос, могут ли указанные возмущения наращивать свою интенсивность и грозить последующим разрушением элементов конструкции двигателя. При этом механизм усиления вибраций за счет взаимодействия малых возмущений с зоной турбулентного горения является наиболее важным и трудно устранимым и свидетельствует о внутренней неустойчивости процесса в целом. Устойчивость турбулентного пламени относительно пересекающих его слабых ударных волн рассматривалась впервые К. И. Щелкиным [1], получившим из качественных соображений соответствующий критерий. В настоящей работе исследована внутренняя устойчивость турбулентного горения относительно малых возмущений аналитическим путем и установлен в общем виде достаточный критерий неустойчивости.

Рассмотрим одномерную модель зоны турбулентного горения ширины $L_m$, располагающейся в невозмущенном состоянии между плоскостями $x \simeq 0$ и $x \simeq L_m$ в системе координат, которая перемещается вместе с пламенем. Однородная, хорошо перемешанная смесь горючее — окислитель, текущая в положительном направлении оси $x$ в условиях изотропной турбулентности, занимает область $x \lesssim 0$ и имеет средние параметры $p_1, \rho_1, v_1, a_1, S_1, \varkappa_1$ (давление, плотность, скорость течения, скорость звука, энтропия и отношение теплоемкостей). В области $x \gtrsim L_m$ имеют место продукты сгорания с осредненными параметрами $p_2, \rho_2, v_2, a_2, S_2, \varkappa_2$. Средние параметры зоны турбулентного горения, локализующейся в области $0 \lesssim x \lesssim L$, обозначим теми же буквами без индексов. Описанная модель горения гомогенной смеси в потоке с изотропной турбулентностью представляет предмет всех теоретических исследований турбулентного распространения химических реакций [1—4]. Такого рода сгорание в более или менее чистом виде наблюдается в камерах двигателей (особенно прямоточных), когда вследствие высокой температуры обеспечено достаточно быстрое испарение топлива и смесеобразование. Поэтому, если отвлечься от конструктивных особенностей, описываемая модель может служить весьма идеализированной схемой процесса турбулентного горения в камере сгорания (с характерной длиной $L_k$) двигателя.

Следуя К. И. Щелкину [1] (§ 14), для скорости распространения турбулентного пламени $u_m$ можно записать с точностью до мелкомасштабной турбулентности

$$u_m = u_н + B_{u'}, \tag{1}$$

где $B$ — постоянная порядка единицы; $u_н$ — скорость нормального горения; а $u'$ — средняя скорость турбулентных пульсаций (среднеквадратичное значение пульсационной скорости по достаточно длительному промежутку времени). Влияние одной мелкомасштабной турбулентности приводит для $u$ к следующей формуле [1—4]:

$$u_m = u_н \sqrt{1 + u'l/\chi}, \tag{2}$$

где $l$ — масштаб турбулентности; $\chi$ — температуропроводность смеси. (В невозмущенном состоянии $v_1 = u_m$.) Ширина зоны турбулентного горения $L_m$ приближенно представляется в виде [1]

$$L_m = Al\,(u'/u_{\text{н}})^m, \quad \frac{1}{2} \leqslant m \leqslant 1 \tag{3}$$

с постоянной $1 < A < 10$.

Таким образом, согласно (1), (2), скорость $u_m$ в любом случае выражается как $u_m = f(u')$, обеспечивая для каждого турбулентного режима потока определенную постоянную. Вид функции $f$ зависит от масштаба турбулентности. Отсюда малое изменение скорости распространения турбулентного пламени как целого будет выражаться $\left(\delta u_m = \dfrac{\partial f}{\partial u'}\,\delta u'\right)$ через линейное приращение средней скорости турбулентных пульсаций $\delta u'$ в зоне турбулентного горения. Следовательно, для каждого режима турбулентности $u'$ приращение скорости горения будет представляться

$$\delta u_m = \mathrm{const}\,\delta u'. \tag{4}$$

Пусть под действием каких-то случайных причин внутреннего характера зона турбулентного горения как целое получает малое смещение от своего невозмущенного состояния, что равносильно приращению скорости распространения турбулентного пламени. Иными словами, абстрагируясь от происходящего при этом изменения ширины пламени, имеем одинаковые малые смещения передней и задней границы зоны горения в виде

$$\varepsilon = A_4 \exp(-i\omega t). \tag{5}$$

В результате этого от зоны турбулентного горения, являющейся источником возмущений, будут идти вверх и вниз по течению, т. е. в области исходной смеси ($x < 0$) и продуктов реакции ($x > L_m$), акустические волны и, кроме того, потоком будут уноситься (в область $x > L_m$) возмущения энтропии. Рассмотрим лишь уходящие от пламени звуковые волны, поскольку исследуется внутренняя устойчивость процесса. Линеаризованные газодинамические уравнения [5] для этих возмущений, обозначаемых соответствующими буквами со штрихами в обеих областях ($j = 1, 2$), имеют вид

$$\frac{\partial v_j'}{\partial t} + v_j \frac{\partial v_j'}{\partial x} + \frac{1}{\rho_j}\frac{\partial p_j'}{\partial x} = 0; \quad \frac{\partial s_j'}{\partial t} + v_j \frac{\partial s_j'}{\partial x} = 0; \tag{6}$$
$$\frac{\partial p_j'}{\partial t} + v_j \frac{\partial p_j'}{\partial x} + \rho_j a_j^2 \frac{\partial v_j'}{\partial x} = 0,$$

а их решения можно представить следующим образом:

$$\begin{gathered} v_j' = A_j \exp\{\gamma_j [x + (1-j) L_m] - i\omega t\}; \\ \frac{p_j'}{\rho_j v_j} = \left(\frac{i\omega}{v_j \gamma_j} - 1\right) A_j \exp\{\gamma_j [x + (1-j) L_m] - i\omega t\}; \\ S_j' = (j-1) A_3 \exp\left\{\frac{i\omega}{v_j}[x + (1-j) L_m] - i\omega t\right\}; \\ \gamma_j - \frac{i\omega}{v_j}\,\frac{M_j}{M_j + (-1)^j}, \qquad M_j = \frac{v_j}{a_j}. \end{gathered} \tag{7}$$

С другой стороны, малые возмущения сами влияют на турбулентное пламя, меняя его внутреннюю структуру. В самом деле, акустические волны, распространяясь от передней и задней границ внутрь зоны турбулентного горения, будут взаимодействовать с ее турбулентной структурой. В результате этого, в конечном итоге, следует ожидать, что средняя скорость турбулентных пульсаций внутри пламени должна получить некоторое приращение $\delta u'$, откуда по (4) скорость распространения турбулентного горения также приобретает приращение. Для установления количественной характеристики описанной обратной связи запишем уравнение Рейнольдса осредненного турбулентного движения [5] для области горения

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} = -u'\frac{\partial u'}{\partial x}. \tag{8}$$

Фигурирующие здесь средние параметры $p$, $\rho$, $v$ в действительности непрерывно меняются в невозмущенном состоянии от $p_1, \rho_1, v_1$ при $x \approx 0$ до $p_2, \rho_2$ $v_2$ при $x \approx L_m$. С целью упрощения анализа, делающего возможными расчеты, заменяем непрерывно изменяющиеся осредненные параметры невозмущенного состояния моделью постоянного потока с некоторыми промежуточными характеристиками $p_3$, $\rho_3$ $v_3$ ($v_1 < v_3 < v_2$ и т. д.).

Тогда в возмущенном состоянии, когда по зоне турбулентного горения навстречу друг другу распространяются акустические волны, на эти постоянные параметры будут наложены малые возмущения $p_3'$, $\rho_3'$, $v_3'$, которые порождают, как говорилось выше, малое возмущение $\delta u'$. Поэтому линеаризованное уравнение (8) примет вид

$$\frac{\partial v_3'}{\partial t} + v_3 \frac{\partial v_3'}{\partial x} + \frac{1}{\rho_3} \frac{\partial p_3'}{\partial x} = - u' \frac{\partial (\delta u')}{\partial x}.$$

Отсюда уже непосредственно следует, что $\delta u' \sim v_3'$, или совпадение порядков приращения $\delta u'$ и скорости акустических возмущений внутри пламени. Таким образом, за характеристику изменения средней пульсационной скорости естественным будет выбрать среднее интегральное от акустической скорости $v_3'$ по ширине зоны турбулентного горения, т. е.

$$\delta u' = \text{const} \frac{1}{L_m} \int\limits_0^{L_m} v_3' dx. \tag{9}$$

Последнее, согласно (4), представляет изменение скорости турбулентного горения $\delta u_m$, т. е. приращение скорости смещения пламени как целого относительно возмущенного исходного газа, находящегося непосредственно перед передней границей зоны турбулентного горения. Объединяя (4), (9), можно окончательно записать в линейной постановке

$$\delta u_m = v_1' \big|_{x=0} - \frac{d\varepsilon}{dt} = D \frac{1}{L_m} \int\limits_0^{L_m} v_3' \, dx, \tag{10}$$

где $D$ — некоторая постоянная для каждого режима горения. Причем последняя, как видно, определяет степень влияния акустики внутри пламени на изменение скорости турбулентного горения, что является результатом взаимодействия акустических и турбулентных пульсаций. Вполне понятно, эффект указанной зависимости должен усиливаться с увеличением ширины пламени $L_m$, а, значит, $D$ можно простейшим образом представить в виде, пропорциональном безразмерной ширине зоны турбулентного горения:

$$D = D_1 \frac{L_m}{L_k} = C \frac{l}{L_k} \left( \frac{u'}{u_н} \right)^m, \tag{11}$$

если использовать (3).

Акустическое возмущение $v_3'$ в области $0 \leq x \leq L_m$ складывается из двух, распространяющихся навстречу друг другу волн

$$v_3' = v_{31}' + v_{32}'. \tag{12}$$

Зарождаясь в окрестности передней границы пламени $x \approx 0$, звуковое возмущение распространяется в виде волны $v_1'$ в область $x < 0$ и волны $v_{31}'$ в зону горения $0 \leq x \leq L_m$. Аналогичная картина имеет место и в окрестности задней границы $x \approx L_m$, от которой в пламя идет волна $v_{32}'$, и в продукты реакции $x > L$ — волна $v_2'$. Поэтому в указанных окрестностях для соответствующих волн должны выполняться чисто акустические условия совпадения скоростей [6], т. е. при $x \approx 0$ $v_{31}' = v_1'$ и $v_{32}' = v_2'$ при $x \approx L_m$.

Звуковые волны в области пламени удовлетворяют уравнениям типа (6) и могут быть записаны аналогично (7)

$$v_{3q}' = A_{3q} \exp \{ \gamma_{3q} [x + (1-q) L_m] - i \omega t \}, \ (q = 1,2)$$

$$\gamma_{3q}' = \frac{i\omega}{v_3} \frac{M_3}{M_3 + (-1)^{q-1}}. \tag{13}$$

Записанные выше условия в окрестностях границ пламени дают

$$A_{31}=A_1,\ A_{32}=A_2. \tag{14}$$

Для получения граничных условий перехода через зону турбулентного горения будем предполагать, что в возмущенном состоянии также происходит полное выгорание смеси в пламени и что при наличии возмущений осредненное течение в зоне пламени будет установившимся. Действительно, следует ожидать для достаточно длительного промежутка времени стационарного усреднения в пламени за счет бегающих навстречу друг другу звуковых волн. Тогда, применяя к этому осредненному в области турбулентного горения течению теоремы об изменении массы, импульса и энергии для контрольной поверхности $x \simeq 0,\ x \simeq L_m$, приходим к законам сохранения массы, импульса и энергии относительно пламени при переходе через него. Линеаризация около осредненного невозмущенного состояния приводит к следующему:

$$\alpha\left[v_1' - \frac{d\varepsilon}{dt} + \frac{p_1'}{\rho_1 v_1} M_1^2\right]_{x=0} = \left[v_2' - \frac{d\varepsilon}{dt} + \frac{p_2'}{\rho_2 v_2} M_2^2 - \frac{v_2}{C_{p_2}} S_2'\right]_{x=L_m};$$

$$\left[\frac{p_1'}{\rho_1 v_1}(1+M_1^2) + 2v_1'\right]_{x=0} = \left[\frac{p_2'}{\rho_2 v_2}(1+M_2^2) + 2v_2' - \frac{v_2}{C_{p_2}} S_2'\right]_{x=L_m}; \tag{15}$$

$$\frac{1}{\alpha}\left[v_1' - \frac{d\varepsilon}{dt} + \frac{p'}{\rho_1 v_1}\right]_{x=0} = \left[v_2' - \frac{d\varepsilon}{dt} + \frac{p_2'}{\rho_2 v_2} + \frac{v_2}{C_{p_2}} \frac{S_2'}{(\varkappa_2-1)M_2^2}\right]_{x=L_m},$$

где $C_{p_2}$ — теплоемкость; $\alpha = v_2/v_1 = \rho_1/\rho_2$.

Следует отметить, что при таком подходе игнорируется диссипация энергии турбулентными пульсациями, а законы сохранения (15) удовлетворяются только в среднем. Указанная же турбулентная диссипация, отсасывая энергию у возмущений, возникающих каким-то случайным образом, должна была бы оказывать на пламя стабилизирующее действие.

Отсюда следует ожидать, что критерий неустойчивости турбулентного горения, который получен ниже на основе (15), заранее будет до некоторой степени усилен. Кроме того, если в дальнейшем пренебрегать квадратом числа Маха, то закон сохранения энергии оказывается вообще несущественным для анализа. Внося в условия (10), (15) решения (7), (5), (12)—(14), приходим к однородной системе для $A_1$, $A_2$, $A_3$, $A_4$ с характеристическим уравнением для собственного числа $\omega$: $zf(z)=0$

$$f(z) = \left[\frac{a_2(\alpha-1)}{1+M_2} + \frac{1}{M_2}\right]\left[\alpha - 1 - \frac{\alpha}{M_1}\frac{1-M_1}{(\varkappa_2-1)M_2^2}\right] -$$

$$-\left[\frac{a_1(\alpha-1)}{1-M_1} + 1 - \alpha - \frac{1}{M_1}\right]\left[\alpha - 1 + \alpha\frac{1+M_2}{(\varkappa_2-1)M_2^2}\right]\frac{1}{M_2}; \quad z = -\frac{i\omega}{v_1}L_m; \tag{16}$$

$$a_1 = 1 - D\,\frac{\exp(\gamma_{31}L_m) - 1}{\gamma_{21}L_m}; \qquad a_2 = D\,\frac{1-\exp(-\gamma_{32}L_m)}{\gamma_{32}L_m}.$$

Корень $z=0$ отброшен как не представляющий интереса. Для неустойчивости достаточно наличия, по крайней мере, одного положительного корня (16). При $z>0$ (13) дает $\gamma_{31}<0$, $\gamma_{32}>0$. Тогда для $z=+\infty$ $a_2=0$, $a_1=1$ и

$$f(+\infty) = \frac{1}{M_2}\left\{(\alpha-1)\left(1 + \frac{1}{M_1} - \frac{\alpha-1}{1-M_1}M_1\right) + \frac{\alpha}{(\varkappa_2-1)M_2^2}\left[1 + \frac{M_2}{M_1} - (\alpha-1)M_1\frac{1+M_2}{1-M_2}\right]\right\} > 0;$$

поскольку $M_1$ невелик. Для $z=0$ $a_1=1-D$, $a_2=D$, а условие существования положительного корня (16) требует $f(0)<0$ и приводит тогда к следующему достаточному критерию внутренней неустойчивости турбулентного горения:

$$C\frac{l}{L_k}\left(\frac{u'}{u_{\text{н}}}\right)^m(\alpha-1)\varphi > 1;$$

$$\varphi = \frac{1-\mu}{1+\mu}\left\{1 + M_1\mu\left[\frac{\alpha-1}{1+\mu} - \frac{(1/\mu+1)^2}{1-\mu}\right]\right\}; \qquad \mu = \frac{M_1}{M_2}, \tag{17}$$

если с целью избежания громоздкости сохранять лишь линейные по числу Маха члены и учесть (11). Для медленных турбулентных пламен $\varphi$ выражается — $1 - \mu/1+\mu$. Интенсивность пламен $\alpha$ может быть выражена через теплоту реакции. Постоянная $C$ не слишком сильно отличается от единицы и подлежит экспериментальному определению.

При невыполнении критерия (17) следует ожидать отсутствия нарастания малых смещений зоны турбулентного горения со временем. Идущие от пламени в этом случае звуковые волны, отражаясь от торцов камеры сгорания двигателя, приведут к образованию стоячей акустической волны и при прочих удовлетворительных внешних условиях — к устойчивому режиму вибрационного горения.

*Поступила в редакцию*
*3/III 1966*

ЛИТЕРАТУРА

1. *К. И. Щелкин, Я. К. Трошин.* Газодинамика горения. М., Изд-во АН СССР, 1963.
2. *К. И. Щелкин.* Быстрое горение и спиновая детонация газов. М., Воениздат, 1949.
3. Процессы горения. М., Физматгиз, 1961.
4. *Е. С. Щетинков.* Физика горения газов. М., изд-во «Наука», 1965.
5. *Л. Г. Лойцянский.* Механика жидкости и газов. М., Физматгиз, 1959.
6. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц.* Механика сплошных сред. ГИТТЛ, 1953.

---

УДК 532.593.541.427.6

# ДЕЙСТВИЕ ВЗРЫВА НА ВЕЩЕСТВО

## НОВАЯ МОДИФИКАЦИЯ ТЕТРАФТОРИДА УРАНА

*А. А. Дерибас, Е. Д. Ручкин, В. С. Филаткина, Л. А. Хрипин*

*Новосибирск*

В последнее время все большее развитие и использование получает техника достижения высоких и сверхвысоких давлений, создаваемых ударными волнами при взрыве. Вещества при этом могут подвергаться мгновенному воздействию экстремальных давлений и температур, которых зачастую нельзя достичь статистическими средствами [1].

Ряд недавних работ этой серии [2—6] был посвящен кристаллохимическому исследованию порошкообразных веществ, подвергнутых ударному сжатию, и изучению термодинамических условий в ампуле. Полученные результаты показали, что при взрывном обжатии происходят различные процессы, представляющие интерес для химии и физики твердого тела.

К числу таких процессов относятся фазовые переходы. Ю. Н. Рябининым [7] были описаны некоторые результаты по действию ударного сжатия и последующего расширения на ряд химических соединений. Им была также предпринята попытка получить алмаз из графита и сделан вывод о том, что для перестройки решетки не хватает времени. Однако алмаз был получен из ромбоэдрического графита [8], а кроме того, была обнаружена еще более плотная модификация углерода [9] с удельным весом около 4 *г/см*$^3$.

Синтез алмаза заставил пересмотреть обычные взгляды на скорости фазовых переходов. Была выдвинута теория сверхбыстрых реакций при очень высоких давлениях [10], по которой превращение происходит за время ударной волны, т. е. со скоростью 10 *км/сек* в твердых телах, и скорость электронных переходов должна быть еще выше для начала реакции. Предполагается, что значительные сжатия (а эксперименты свидетельствуют о возможности сжатия в 1,5 раза), вызываемые очень высокими давлениями, могут превратить кристаллическую массу в активированный комплекс, который чаще всего будет металлическим состоянием всего вещества. Снятие давления и расширение после прохождения ударной волны ведут к образованию новой формы вещества, наиболее устойчивой для данных условий расширения.

Фазовые переходы в динамических условиях изучены также у галогенидов щелочных металлов, кварца, мрамора, некоторых минералов, обнаружено металлическое превращение у йода [11]. Структурные изменения в окиси неодима [2] и нитрида бора