УДК 681.513+536.46+534.222.2+519.71

# УПРАВЛЕНИЕ ПРОЦЕССОМ ПЕРЕХОДА МЕДЛЕННОГО ГОРЕНИЯ ВО ВЗРЫВ

**Волков В.Э., канд. физ.-мат. наук, доцент**
**Одесская национальная академия пищевых технологий, Одесса**

*Произведено исследование развития неустойчивости пламени и перехода горения во взрыв в идеальной сжимаемой среде. Доказан стабилизирующий эффект сжимаемости. Найдены формулы для определения критического числа Маха, превышение которого означает переход к неустойчивости. Доказана принципиальная возможность управления высокоскоростными режимами горения.*

*Investigation of the development of the flames instability and the deflagration-to-explosion transition for the ideal compressible media is done. The stabilizing effect of compressibility is proved. Formulae for the critical Mach number, which excess leads to instability, are found. Principal possibility of the control of the high-speed combustion regimes is proved.*

Ключевые слова: пламя, горение, взрыв, дефлаграция, неустойчивость, сжимаемость среды, критическое число Маха, управление.

Горением принято называть достаточно быстро протекающее химическое превращение, сопровождающееся выделением значительного количества тепла и, как правило, ярким свечением (пламенем) [1,2]. Иначе говоря, [3] горение – это экзотермическая реакция, протекающая в условиях его прогрессивного самоускорения. Различают нормальное (медленное) распространение горения, или дефлаграцию, где ведущим процессом как правило является передача тепла теплопроводностью, и детонацию, где поджигание производится ударной волной. Нормальное (медленное) горение, в свою очередь, подразделяется на ламинарное и турбулентное [1,2,3].

Если пламя распространяется с достаточно высокой, но дозвуковой скоростью, то образуются достаточно сильно сжатые газы, способные совершать значительную механическую работу. Возникающее избыточное давление имеет порядок до нескольких атмосфер [2,3]. В этом случае можно говорить о развитой дефлаграции или дефлаграционном взрыве. Более разрушительным взрывным процессом является детонация – распространение горения со сверхзвуковой скоростью, точнее, распространение в горючей смеси самоподдерживающейся ударной волны [2,3]. Ударная волна, которая всегда распространяется со сверхзвуковой скоростью, скачкообразно повышает температуру смеси до величины, превышающей минимальную температуру её воспламенения, и вызывает экзотермическую реакцию, энерговыделение которой и поддерживает ударную волну (в противном случае затухание последней было бы неизбежно).

Некоторые авторы, давая определение взрыву, указывают на неконтролируемость и неуправляемость процесса выделения энергии [4,5] Но это относится только к случайным (непреднамеренным, аварийным) или природным взрывам [4,5]. Вряд ли можно говорить о неуправляемом процессе выделения энергии в случае искусственно созданного направленного взрыва. С другой стороны, так как процесс взрыва протекает чрезвычайно быстро, то повлиять на развитие процесса с момента инициирования взрывной волны практически невозможно, и в этом смысле энерговыделение при взрыве действительно является неконтролируемым и неуправляемым. Можно говорить, однако, об управлении процессом автотурбулизации и самоускорения пламени, что в промышленных условиях обычно как раз и является причиной перехода нормального горения в развитую дефлаграцию или детонацию, иными словами – перехода пожара во взрыв [3-6]. Задачей настоящего исследования является решение теоретических проблем, связанных с управлением процессом перехода медленного горения во взрыв, а в первую очередь – с недопущением такого перехода, что является одной наиболее актуальных проблем современной практики взрывобезопасности и взрывозащиты.

Образование как дефлаграционных, так и детонационных взрывных волн, в естественных (без искусственного инициирования) условиях, которые близки к производственным, обусловлено неустойчивостью нормального горения (процесса распространения ламинарного пламени ) [2,3]. В результате развития внутренней неустойчивости пламени, процесс горения автотурбулизуется и движение пламени ускоряется: происходит резкое увеличение скорости фронта горения по сравнению с ламинарными режимами. Таким образом, вопрос об устойчивости фронта пламени, его структуре и автотурбулизации представляется весьма важным как с точки зрения проблемы возникновения развитой дефлаграции, так и с точки зрения потенциальной возможности перехода горения в детонацию.

Как доказано нами ранее, основным фактором, стабилизирующим процесс нормального горения, являе вязкость[7,8]. Учет вязкости требует одновременного рассмотрения и конечной протяженности зоны пламе $L$, т.к. в соответствии с решением краевой задачи стандартной теплопроводности (Михельсон, 1898) [2 $L \approx \chi_1 / u_1$, где $u_1$ — скорость нормального горения, $\chi_1$ – коэффициент температуропроводно исходной гомогенной горючей смеси. Так как вязкость и температуропроводность есть величины одн порядка [3], то $L \approx \nu_1 / u_1$, где $\nu_1$ – кинематический коэффициент вязкости исходной горючей смеси.

Однако сжимаемость среды также оказывает на пламя стабилизирующее воздействие [9]. Совмест рассмотрение влияния вязкости и сжимаемости на процесс распространения малых возмущений стационарн пламени не представляется возможным из-за чрезвычайной математической сложности задачи, поэто влияние сжимаемости необходимо рассмотреть отдельно.

Рассмотрение влияния сжимаемости среды на устойчивость процесса горения представляется особе важным в тех случаях, когда распространение пламени происходит с достаточно высокой скоростью пренебрежение величинами порядка $M_1^2$ может привести к серьезным погрешностям. Для та высокоскоростных режимов горения роль фактора вязкости в стабилизации распространения пламени пада так как вязкость (внутреннее трение) обусловлена переносом молекулами количества движения из одного с газа в другой [10], что само по себе является весьма «медленным» процессом, зато роль стабилизирующ влияния сжимаемости среды возрастает [11,12]. При достаточно высокой скорости распространения пламе именно сжимаемость среды, а не ее вязкость, может стать главным стабилизирующим фактором. Нуж впрочем, оговориться, что подобные высокоскоростные режимы горения имеют место, как правило, не д ламинарных, а для турбулентных пламен, а в этих случаях нельзя рассуждать об устойчивости «нормально горения. Однако, если даже пламя распространяется в турбулентном режиме, но турбулентность являе мелкомасштабной, т.е. масштаб турбулентности много меньше или даже сопоставим с толщиной зо (ламинарного) пламени, но при этом сама толщина зоны пламени много меньше характерного размера зада (ширины плоского канала, диаметра трубы, радиуса пламенной сферы), то весь процесс горения мож рассматривать как квазиламинарный и, соответственно, рассматривать задачу об устойчиво квазиламинарного пламени. Таким образом, приведенное ниже решение задачи об устойчивости пламе распространяющегося в идеальной (невязкой) сжимаемой среде, в первую очередь относится высокоскоростному турбулентному горению с относительно мелким масштабом турбулентности, и позвол ответить на вопрос, реализуется ли (в случае устойчивости) данный режим турбулентного горения осредненной (без учета небольших пульсаций) скоростью распространения пламени $u_1$ (которую уже нел называть скоростью нормального горения!) или (в случае неустойчивости) масштаб турбулентности изменяе и средняя скорость распространения пламени увеличивается, т.е. пламя продолжает ускоряться. Кроме то если толщина зоны пламени – ламинарного или турбулентного (с любым масштабом турбулентности!) – мн меньше характерного размера задачи (например, ширины плоского канала или диаметра круглой трубы которой распространяется пламя, или же радиуса сферического пламени, распространяющегося в открыт пространстве), то приведенное ниже решение задачи об устойчивости в целом также является корректным.

Рассмотрим распространение пламени в идеальной сжимаемой среде. Симметрия в задаче позвол ограничиться рассмотрением двумерного случая. Так как среда идеальная, то протяженность зоны пламе можно принять равной нулю (см. выше). При этом пламя представляет собой поверхность (плоскость) разр термо- и газодинамических параметров, имеющую в стационарном состоянии уравнение $x=0$. Парамет среды в областях "1" и "2" связаны друг с другом законами сохранения массы, импульса и энергии.

Так как любое линеаризованное возмущение по координате $y$ можно представить либо рядом, ли интегралом Фурье, т. е. получить его наложением (суперпозицией) элементарных волн типа $exp(ihy)$, достаточно исследовать только такое решение для произвольного волнового числа $h>0$, где

$$h = 2\pi / \lambda$$

и, соответственно,

$$\lambda = 2\pi / h,$$

а $\lambda > 0$ – длина волны возмущения. Предположение об экспоненциальной зависимости от времени $t$ д следующее выражение для возмущения фронта пламени $\varepsilon$:

$$\varepsilon(y,t) = A_{00} h^{-1} \exp(ihy - i\omega t) \ ,$$

где положительное значение $h$ обеспечивает ограниченность величины $\varepsilon$ при $|y| \to +\infty$ (рис. 1).

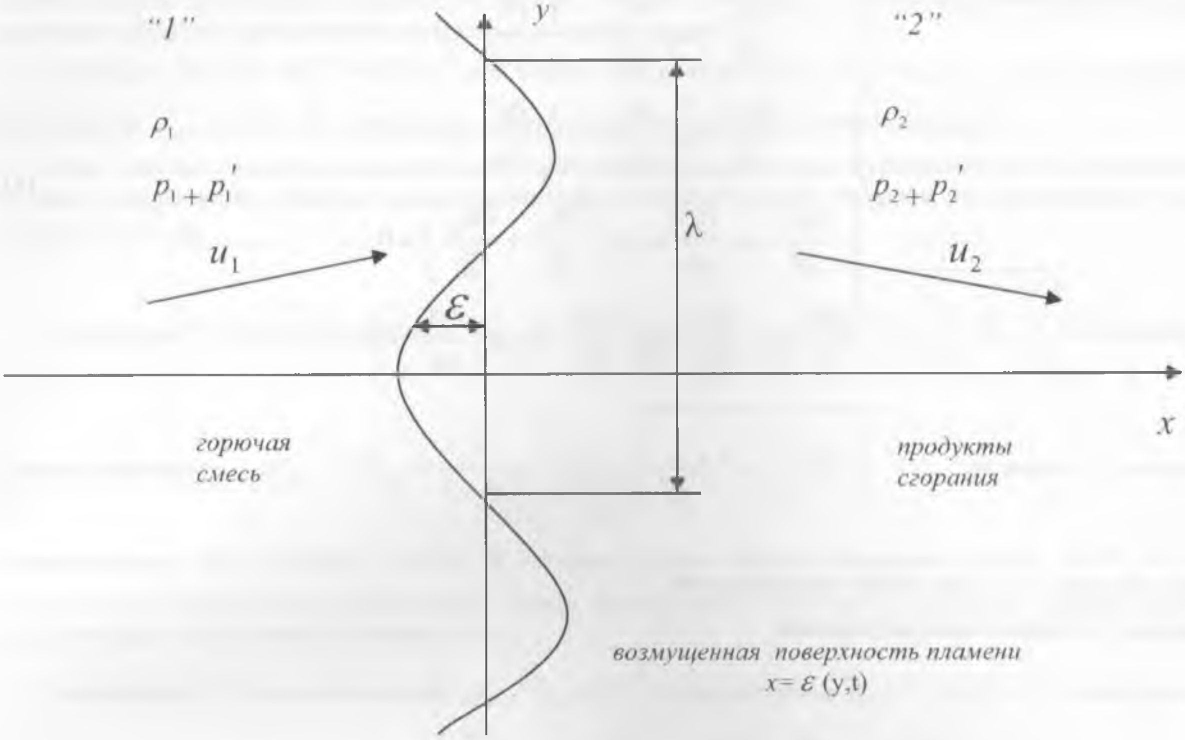


**Рис. 1 – Нестационарный поток среды через возмущенную поверхность плоского пламени**

Движение идеальной (невязкой) сжимаемой сплошной среды, т.е. движение невязкого газа, описывается системой дифференциальных уравнений Эйлера, неразрывности и баланса энергии, которые в результате линеаризации принимают вид

$$\begin{cases} \dfrac{\partial u'_{jx}}{\partial t} + u_j \dfrac{\partial u'_{jx}}{\partial x} + \dfrac{1}{\rho_j} \dfrac{\partial p'_j}{\partial x} = 0 \\ \dfrac{\partial u'_{jy}}{\partial t} + u_j \dfrac{\partial u'_{jy}}{\partial x} + \dfrac{1}{\rho_j} \dfrac{\partial p'_j}{\partial y} = 0 \\ \dfrac{\partial \rho'_j}{\partial t} + u_j \dfrac{\partial \rho'_j}{\partial x} + \rho_j \left( \dfrac{\partial u'_{jx}}{\partial x} + \dfrac{\partial u'_{jy}}{\partial y} \right) = 0 \\ \dfrac{\partial \rho'_j}{\partial t} + u_j \dfrac{\partial \rho'_j}{\partial x} + \alpha_j \dfrac{\partial \rho'_j}{\partial t} + \alpha_j u_j \dfrac{\partial \rho'_j}{\partial x} = 0, \end{cases} \tag{4}$$

где

$$\alpha_j = \frac{\left( \dfrac{\partial h_j}{\partial \rho_j} \right)_{p_j}}{\left[ \left( \dfrac{\partial h_j}{\partial p_j} \right)_{\rho_j} - \dfrac{1}{\rho_j} \right]} \tag{5}$$

причем $j=1,2$. В случае совершенного газа с постоянными теплоемкостями система линеаризованных уравнений с частными производными (4) преобразуется к виду

$$\begin{cases} \dfrac{\partial u'_{jx}}{\partial t} + u_j \dfrac{\partial u'_{jx}}{\partial x} + \dfrac{1}{\rho_j} \dfrac{\partial p'_j}{\partial x} = 0 \\ \dfrac{\partial u'_{jx}}{\partial t} + u_j \dfrac{\partial u'_{jx}}{\partial x} + \dfrac{1}{\rho_j} \dfrac{\partial p'_j}{\partial x} = 0 \\ \dfrac{\partial \rho'_j}{\partial t} + u_j \dfrac{\partial \rho'_j}{\partial x} + \rho_j \left( \dfrac{\partial u'_{jx}}{\partial x} + \dfrac{\partial u'_{jy}}{\partial y} \right) = 0 \\ \dfrac{\partial p'_j}{\partial t} + u_j \dfrac{\partial p'_j}{\partial x} - a_j^{\,2} \dfrac{\partial \rho'_j}{\partial t} - a_j^{\,2} u_j \dfrac{\partial \rho'_j}{\partial x} = 0, \end{cases}$$

где

$$a_j^{\,2} = \frac{\gamma_j p_j}{\rho_j},$$

$a_j$ – скорость звука, $\gamma_j$ – отношение теплоемкостей.

Уравнения (6) имеют частные решения

$$\frac{u'_{jx}}{u_1} = \left[ -\sum_{l=1}^{2} \frac{k_{jl}}{\dfrac{z}{\delta_j} + k_{jl}} A_{jl} e^{k_{jl} hx} + A_{j3} e^{-\frac{z}{\delta_j} hx} \right] \exp(ihy - i\omega t),$$

$$\frac{u'_{jy}}{u_1} = -\left[ i \sum_{l=1}^{2} \frac{e^{k_{jl} hx}}{\dfrac{z}{\delta_j} + k_{jl}} A_{jl} + \frac{iz}{\delta_j} A_{j3} e^{-\frac{z}{\delta_j} hx} \right] \exp(ihy - i\omega t),$$

$$\frac{p'_j}{\rho_1 u_1^{\,2}} = \sum_{l=1}^{2} A_{jl} e^{k_{jl} hx} \exp(ihy - i\omega t),$$

$$\frac{\rho'_j}{\rho_1} = \left[ \frac{M_j^{\,2}}{\delta_j^{\,2}} \sum_{l=1}^{2} A_{jl} e^{k_{jl} hx} + A_{j4} e^{-\frac{z}{\delta_j} hx} \right] \exp(ihy - i\omega t),$$

где

$$M_j = \frac{u_j}{a_j},$$

$$z = -\frac{i\omega}{hu_1},$$

$$\delta_j = \frac{\rho_1}{\rho_j} = \frac{u_j}{u_1},$$

$$i^2 = -1,$$

$$k_{jl} = \frac{1}{1 - M_j^{\,2}} \left[ \frac{z}{\delta_j} M_j^{\,2} - (-1)^l \sqrt{1 - M_j^{\,2} + \left( \frac{z}{\delta_j} M_j \right)^2} \right] (l = 1, 2),$$

причем корень квадратный понимается в смысле главного значения, т.е. значения, отвечающего наименьшей величине аргумента представляемого им комплексного числа.

Очевидно, что при $M_j^2 \to 0$ (т.е. при малых числах Маха $M_j$) $k_{j1} \to 1$, $k_{j2} \to -1$, а выражения для возмущений $u'_{jx}, u'_{jy}, p'_j, \rho'_j$ совпадают с таковыми для случая несжимаемой среды [4].

Итак, частные решения линеаризованной системы дифференциальных уравнений (П.10.26) представляются в виде суперпозиции четырех типов возмущений, соответствующих четырем неопределенным константам $A_{jl} (l = 1, 2, 3, 4)$.

Возмущение "1" (соответствующее $A_{j1}$, $k_{j1} = \dfrac{1}{1 - M_j^2}\left[\dfrac{z}{\delta_j} + \sqrt{1 - M_j^2 + \left(\dfrac{z}{\delta_j} M_j\right)^2}\right]$) и возмущение "2" (соответствующее $A_{j2}$, $k_{j2} = \dfrac{1}{1 - M_j^2}\left[\dfrac{z}{\delta_j} - \sqrt{1 - M_j^2 + \left(\dfrac{z}{\delta_j} M_j\right)^2}\right]$) являются акустическими возмущениями, для которых $p'_j \neq 0$. В частном случае одного измерения (когда $h = 0$ и $u'_{jy} = 0$) акустические возмущения представляют собой совокупность физически реальных, распространяющихся навстречу друг другу плоских звуковых волн.

Возмущение "3" (соответствующее $A_{j3}$, $k_{j3} = -\dfrac{z}{\delta_j}$), для которого $p'_j = 0$ и $\rho'_j = 0$, представляет собой так называемое вихревое возмущение [4].

Возмущение "4" (соответствующее $A_{j4}$, $k_{j4} = k_{j3} = -\dfrac{z}{\delta_j}$), для которого $u'_{jx} = u'_{jy} = 0$, $p'_j = 0$, но $\rho'_j \neq 0$, представляет собой так называемое энтропийное возмущение. В самом деле, если представить термодинамическое уравнение состояния газа в виде $\rho = \rho(p, s)$, то очевидно, что единственной причиной, вызывающей возмущение плотности при отсутствии возмущения давления, может быть только возмущение энтропии.

С учетом очевидного соотношения $\delta_1 = 1$, естественное требование ограниченности возмущений на бесконечности позволяет представить возмущения в области исходной горючей смеси «1» (эти возмущения должны быть ограничены при $x \to -\infty$ в случае $\operatorname{Re} z > 0$) в виде

$$\frac{u'_{1x}}{u_1} = -\frac{k_{11}}{z + k_{11}} A_{11} e^{k_{11} hx} \exp(ihy - i\omega t);$$

$$\frac{u'_{1y}}{u_1} = -i\frac{e^{k_{11} hx}}{z + k_{11}} A_{11} \exp(ihy - i\omega t);$$

$$\frac{p'_1}{\rho_1 u_1^2} = A_{11} e^{k_{11} hx} \exp(ihy - i\omega t); \tag{14}$$

$$\frac{\rho'_1}{\rho_1} = M_1^2 A_{11} e^{k_{11} hx} \exp(ihy - i\omega t)$$

Принимая условное обозначение

$$\delta_2 = \delta, \tag{15}$$

с учетом требования ограниченности возмущений на бесконечности можно представить возмущения в области продуктов сгорания «2» ( эти возмущения должны быть ограничены при $x \to +\infty$ в случае $\operatorname{Re} z > 0$) в виде

$$\frac{u'_{2x}}{u_1} = \left[ -\frac{k_{22}}{\dfrac{z}{\delta} + k_{22}} A_{22} e^{k_{22} h x} + A_{23} e^{-\frac{z}{\delta} h x} \right] \exp(ihy - i\omega t) ;$$

$$\frac{u'_{2y}}{u_1} = -\left[ i \frac{e^{k_{22} h x}}{\dfrac{z}{\delta} + k_{22}} A_{22} + \frac{iz}{\delta} A_{23} e^{-\frac{z}{\delta} h x} \right] \exp(ihy - i\omega t) ;$$

$$\frac{p'_2}{\rho_1 u_1^{\,2}} = A_{22} e^{k_{22} h x} \exp(ihy - i\omega t) ;$$

$$\frac{\rho'_2}{\rho_1} = \left[ \frac{M_2^{\,2}}{\delta^2} A_{22} e^{k_{22} h x} + A_{24} e^{-\frac{z}{\delta} h x} \right] \exp(ihy - i\omega t)$$

Закон сохранения массы на возмущенной поверхности фронта пламени в линеаризованной форме и вид

$$\left(\frac{u'_{1x}}{u_1} - \frac{1}{u_1}\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}\right)\Big|_{x=0} + \frac{\rho_1'}{\rho_1}\Big|_{x=0} = \frac{1}{\delta}\left(\frac{u'_{2x}}{u_1} - \frac{1}{u_1}\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}\right)\Big|_{x=0} + \delta \frac{\rho_2'}{\rho_1}\Big|_{x=0}$$

Закон сохранения импульса на возмущенной поверхности фронта пламени в проекции на ось линеаризованной форме имеет вид

$$\left(\frac{p_1'}{\rho_1 u_1^{\,2}} + 2\frac{u'_{1x}}{u_1} + \frac{\rho'_1}{\rho_1}\right)\Big|_{x=0} = \left(\frac{p_2'}{\rho_1 u_1^{\,2}} + 2\frac{u'_{2x}}{u_1} + \delta^2 \frac{\rho'_2}{\rho_1}\right)\Big|_{x=0}$$

Закон сохранения импульса на возмущенной поверхности фронта пламени в проекции на ось линеаризованной форме имеет вид

$$\frac{u'_{1y}}{u_1}\Big|_{x=0} + \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{u'_{2y}}{u_1}\Big|_{x=0} + \delta \frac{\partial \varepsilon}{\partial y}$$

Закон сохранения энергии на возмущенной поверхности фронта пламени в линеаризованной форме вид

$$\left[\left(\frac{\partial h_1}{\partial p_1}\right)_{\rho_1} p_1' + \left(\frac{\partial h_1}{\partial \rho_1}\right)_{p_1} \rho_1' + u_1\left(u'_{1x} - \frac{\partial \varepsilon}{\partial t}\right)\right]\Big|_{x=0} = \left[\left(\frac{\partial h_2}{\partial p_2}\right)_{\rho_2} p_2' + \left(\frac{\partial h_2}{\partial \rho_2}\right)_{p_2} \rho_2' + u_2\left(u'_{2x} - \frac{\partial \varepsilon}{\partial t}\right)\right]\Big|_{x=0}$$

Дополнительным граничным условием на фронте пламени служит условие Ландау [4], имеющее вид

$$u_{1x}'\Big|_{x=0} - \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = 0$$

С учетом условия (21) закон сохранения массы (17) принимает вид

$$\frac{\rho_1'}{\rho_1}\Big|_{x=0} = \frac{1}{\delta}\left(\frac{u'_{2x}}{u_1} - \frac{1}{u_1}\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}\right)\Big|_{x=0} + \delta \frac{\rho_2'}{\rho_1}\Big|_{x=0} ,$$

а закон сохранения энергии (20) принимает вид

$$\left[\left(\frac{\partial h_1}{\partial p_1}\right)_{\rho_1} p_1' + \left(\frac{\partial h_1}{\partial \rho_1}\right)_{p_1} \rho_1'\right]\Big|_{x=0} = \left[\left(\frac{\partial h_2}{\partial p_2}\right)_{\rho_2} p_2' + \left(\frac{\partial h_2}{\partial \rho_2}\right)_{p_2} \rho_2' + u_2\left(u'_{2x} - \frac{\partial \varepsilon}{\partial t}\right)\right]\Big|_{x=0}$$

Подстановка выражений для возмущений (2.6.1,2) и (2.1.3) в граничные условия (2.6.5,6,8,14) и (2.1.11) после несложных преобразований приводит к системе пяти линейных однородных алгебраических уравнений относительно пяти неопределенных констант $A_{00}, A_{11}, A_{22}, A_{23}, A_{24}$.

Данная система допускает нетривиальные решения тогда и только тогда, когда ее определитель равен нулю. Приравнивая нулю определитель этой системы, получим характеристическое уравнение вида

$$F(z) = 0, \tag{24}$$

где $F(z)$ – весьма громоздкая многопараметрическая функция.

Решение уравнения (24) ищем в виде степенного разложения по $M_1^2$, а именно

$$z = z_0 + z_1 M_1^2 + \ldots \tag{25}$$

Величина $z_0$ есть неустойчивый положительный корень Ландау [4] для случая несжимаемой среды

$$z_0 = \frac{\delta}{\delta+1}\left(-1+\sqrt{\delta+1-\frac{1}{\delta}}\right) \tag{26}$$

При этом можно доказать, что

$$z_1 < 0, \tag{27}$$

так как

$$z_1 = -\frac{1}{2[z_0(1+\frac{1}{\delta})+1]}\{\frac{z_0^2}{\delta}(z_0+1)[(3\delta+\frac{z_0+1}{\delta}-2)A+\frac{1+\Lambda_\Gamma M_1^2}{2}]+$$
$$+(\delta-z_0-1)[1+\frac{1-\frac{z_0}{\delta}}{2}A(\frac{M_2}{M_1})^2-\frac{(z_0+1)^2}{\delta}-\frac{\Gamma_\Gamma}{b}]\} \tag{28}$$

где

$$A = \frac{\Lambda_\Gamma M_1^2 \Lambda_\Lambda}{b\delta^2}. \tag{29}$$

$$b = \frac{\delta}{\rho_1 \Gamma_1}, \tag{30}$$

$$\Gamma_\Gamma = \frac{\Gamma_2}{\Gamma_1}, \tag{31}$$

$$(\frac{\partial h_j}{\partial p_j})_{\rho_j} = \Gamma_j (j=1,2), \tag{32}$$

$$\Lambda_\Lambda = \frac{\Lambda_2}{\Lambda_1}, \tag{33}$$

$$\Lambda_\Gamma = \frac{\Lambda_1}{\Gamma_1 u_1^2}, \tag{34}$$

$$\Lambda_j = -\frac{a_j^2}{(\gamma_j-1)\rho_j}(j=1,2), \tag{35}$$

причем для совершенного газа с постоянными теплоемкостями

$$\Gamma_j = \frac{\gamma_j}{(\gamma_j-1)\rho_j}(j=1,2), \tag{36}$$

$$\Lambda_j = -\frac{a_j^2}{(\gamma_j-1)\rho_j}(j=1,2), \tag{37}$$

$$\Gamma_\Gamma = \frac{\gamma_2(\gamma_1 - 1)\delta}{\gamma_1(\gamma_2 - 1)}, \tag{39}$$

$$M_2^{\,2} = \frac{\delta\gamma_1 M_1^{\,2}}{\gamma_2[\gamma_1 M_1^{\,2}(1-\delta)+1]} \tag{40}$$

Таким образом, главный член $z_0$ асимптотического разложения (25) положителен (неустойчив), а найденный аналитически добавочный член $z_1 M_1^{\,2}$ отрицателен (так как $z_1 < 0$), что свидетельствует о стабилизирующем эффекте сжимаемости.

В качестве критерия неустойчивости таким образом можно принять соотношение

$$M_1^{\,2} < -\frac{z_0}{z_1} \tag{41}$$

или

$$M_1^{\,2} < \left|\frac{z_0}{z_1}\right| \tag{42}$$

Величину

$$M_{1кр} = \sqrt{\left|\frac{z_0}{z_1}\right|} \tag{43}$$

можно назвать критическим числом Маха, превышение которого означает возможность стабилизации пламени.

Произведя расчеты критического числа Маха для быстрогорящей смеси ацетилена с кислородом (37,5%$C_2H_2$+62,5%$O_2$ по объему) по данным экспериментов [3] ($\delta = 12, \gamma_1 = 1{,}38, \gamma_2 = 1{,}33$) имеем

$$M_{1кр} = 0{,}295, \tag{44}$$

т.е. на начальных этапах развития неустойчивости стабилизирующее влияние сжимаемости очень слабое, стабилизация же высокоскоростного режима турбулентного горения с относительно небольшим масштабом турбулентности (этот режим можно назвать квазиламинарным) должна была бы проявиться при $M_1 \geq M_{1кр} \approx 0{,}295$. Однако при столь больших значениях числа Маха пламя создает перед собой достаточно мощную ударную волну, которая воспламеняет смесь ацетилена с кислородом, т.е. еще до момента стабилизации происходит переход горения в детонацию, что и наблюдалось экспериментально [3]

Произведя аналогичные расчеты для медленногорящей смеси пропана с воздухом (5%$C_3H_8$ по объему) по данным экспериментов [13] ($\delta = 7{,}3, \gamma_1 = 1{,}4, \gamma_2 = 1{,}35$) имеем

$$M_{1кр} = 0{,}335, \tag{45}$$

что опять-таки означает весьма слабое стабилизирующее влияние сжимаемости на начальных этапах развития неустойчивости пламени и невозможность стабилизации квазиламинарного высокоскоростного режима горения до его перехода во взрывной процесс.

Полученные в данной работе результаты могут быть отнесены не только к плоским, но и к шаровым пламенам при достаточно большом радиусе пламени [14], не только к гомогенным, но и к гетерогенным средам.

Управление развитием неустойчивости пламени и, таким образом, переходом горения во взрыв можно следующими способами.

Во-первых, возможно применение достаточно вязких горючих смесей или искусственное увеличение (различными способами) протяженности зоны пламени с целью недопущения превышения критического числа Рейнольдса [7,8] и сохранения режима медленного ламинарного горения.

Во-вторых, регулируя размер ячейки пламени (масштаб неоднородностей в зоне горения) [7,8] можно добиться, чтобы этот размер был меньше или по крайней мере сопоставим с шириной плоского канала или диаметром круглой трубы, где распространяется пламя. В этом случае пламя затухнет или же скорость его распространения будет расти не слишком быстро, что исключает возникновение перед фронтом мощной ударной волны.

В-третьих, при переходе к турбулентному горению можно добиться выхода на режим с таким числом Маха, что создаваемая перед фронтом пламени ударная волна будет весьма слабой.

Таким образом, можно сделать следующие выводы:

1. Влияние сжимаемости среды на развитие неустойчивости ламинарного пламени на начальных этапах проявления неустойчивости незначительно по сравнению с эффектами вязкости (для гомогенных сред), конечной протяженности зоны пламени и изменением протяженности зоны пламени под влиянием возмущений. Этот вывод подтверждается экспериментально как для быстрогорящих, так и для медленногорящих смесей.

2. Количественные оценки критического числа Маха позволяют сделать вывод о неизбежности перехода неустойчивого самоускоряющегося процесса горения в развитую дефлаграцию или детонацию, т.е. во взрывной процесс. Предотвращение этого перехода возможно либо за счет внешних причин, не учтенных в задаче о внутренней устойчивости (внешние стабилизирующие факторы, различные энергетические потери в процессе горения, гашение пламени), либо в том случае, когда процесс автотурбулизации и самоускорения пламени сам по себе достаточно «медленный» и длина преддетонационного участка превышает длину канала или трубы, заполненных горючей средой (иначе говоря, когда выгорание происходит до перехода горения во взрыв).

3. Количественные оценки критического числа Маха позволяют также в определенной степени оценить какой именно взрывной процесс – дефлаграционный или детонационный – имеет место в результате развития неустойчивости, автотурбулизации и самоускорения пламени. Если $M_{1кр} \le 0{,}15$ , то взрывной процесс носит очевидно дефлаграционный характер.

4. Следует признать принципиально возможным недопущение перехода горения во взрыв даже на стадии автотубулизации пламени и его самоускорения.

Литература

1. Маркштейн Дж. Г. Нестационарное распространение пламени – М: Мир, 1968. – 440 с.
2. Щетинков Е.С. Физика горения газов. – М: Наука, 1965. – 739 с.
3. Щелкин К.И., Трошин Я.К. Газодинамика горения. – М.: Изд-во АН СССР.– 1963.–256 с.
4. Бесчастнов М.В. Промышленные взрывы. Оценка и предупреждение. – М.:Химия, 1991. – 432 с.
5. Взрывные явления. Оценка и последствия: В 2-х кн. Кн.1 /У. Бейкер, П. Кокс, П. Уэстайн и др. – М: Мир, 1986. – 319 с.
6. Васильев Я.Я., Семенов Л.И. Взрывобезопасность на предприятиях по хранению и переработке зерна. – М.: Колос.– 1983. – 224с.
7. Асланов С.К., Волков В.Э. Интегральный метод анализа устойчивости ламинарного пламени. – Физика горения и взрыва, 1991, №5. – С. 160-166.
8. Aslanov S., Volkov V. On the Instability and Cell Structure of Flames. – Archivum combustionis, 1992, Vol.12, Nr. 1–4. – P. 81-90.
9. Волков В.Э., Рыбина О.Б. Об устойчивости плоской стационарной волны медленного горения в сжимаемой среде. – Дисперсные системы. XXI научная конференция стран СНГ 20-24 сентября 2004 г., Одесса. Тезисы докладов. – Одесса: "Астропринт", 2004. – С. 75-76.
10. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. В 10 т.: Т. VI. Гидродинамика. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит.– 1986. – 736 с.
11. Овсянников Л.В. Лекции по основам газовой динамики. - М: Гл. ред. Физ.-мат. лит.– 1981.– 368 с.
12. Черный Г.Г. Газовая динамика. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит.– 1988. – 424 с.
13. Гуссак Л.А., Спринцина Е.Н., Щелкин К.И. Исследование устойчивости фронта нормального пламени – Физика горения и взрыва, 1968. – Т. 4, №3. – С. 358-366.
14. Волков В.Э. Развитие неустойчивости сферических пламен – Зернові продукти і комбікорми, 2008. – №2, червень 2008. – С. 51-54.

УДК 658.621.798.006.5

# ЭФФЕКТИВНЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ ИННОВАЦИОННОГО РАЗВИТИЯ КОМПЛЕКСНО-МЕХАНИЗИРОВАННЫХ И АВТОМАТИЗИРОВАННЫХ ТСС

**Жуковский Э.И., д.-р. техн. наук, профессор, Чабаров В.А., канд. техн. наук, доцент**
**Одесская национальная академия пищевых технологий, Одесса**

*Предложена фасетная классификация современных складов. Рассмотрены существующие направления развития комплексно-механизированных и автоматизированных транспортно-складских систем и проведен выбор эффективного варианта ТСС.*

*A facet classification of modern warehouses. The existing areas of development, highly mechanized and automated transport and storage systems, and the choice of the effective variant of TSS.*

Ключевые слова: инновация, фассетная классификация, складская система, инвестиционный проект, стеллаж, карно-штучные грузы, способ хранения грузов, грузопоток, чистый денежный поток.