УДК 533.6.011.5

И.И.Оносов, А.А.Саваровский (асп., каф. РИС), В.В.Кучинский, д.ф.-м.н., проф.

РАСЧЕТ СТРУКТУРЫ ОДНОМЕРНОЙ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ НА ОСНОВЕ РЕЛЕЕВСКОГО МЕХАНИЗМА ЛОКАЛЬНОГО ПОВЫШЕНИЯ ЭНЕРГИИ ПРИ ДВИЖЕНИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В АКТИВНОЙ СРЕДЕ

В работе рассматривается релеевский механизм воздействия ударной волны (УВ) на активную среду, приводящий к появлению дополнительного источника энерговыделения за счет горения. Этот источник движется вместе с фронтом ударной волны. В работе [1] рассмотрен общий случай описания релеевского механизма, а в данной работе результаты работы [1] применены к расчету структуры детонационной волны.

Рассматривается одномерная плоская ударная волна, движущаяся в потоке газа, причем в окрестности ударного фронта в результате специфических свойств ударной волны возникает источник тепла, который движется вместе с фронтом ударной волны. Система нестационарных уравнений, описывающая параметры ударной волны при наличии движущегося в направлении оси $\boldsymbol{x}$ со скоростью $\boldsymbol{w}$ источника тепла, имеет вид [1]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}(\rho u)=0$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u)+\frac{\partial}{\partial x}\left(\rho u^2+P-\frac{4}{3}\mu\frac{\partial u}{\partial x}\right)=0$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{2}\rho u^2+\rho e\right)+\frac{\partial}{\partial x}\left\{\left(\frac{1}{2}u^2+e\right)\rho u+(P-\frac{4}{3}\mu\frac{\partial u}{\partial x})u-\lambda\frac{\partial T}{\partial x}\right\}-Q\left(x-wt\right)=0$$

где ρ, u, e - соответственно плотность, массовая скорость и внутренняя энергия газа, μ - вязкость газа, P - статическое давление λ - коэффициент теплопроводности, T - абсолютная температура газа, Q- поступающая в единицу объема мощность. Рассматривается решение системы (1), стационарное в системе координат $\xi = x - wt$, движущейся со скоростью w. В качестве искомой функции взята скорость $v=w-u$, что соответствует выбору системы координат, движущейся вместе с источником.

В результате ряда преобразований [1] получим

$$\frac{d^3p}{dz^3}=-\frac{1}{1-\alpha p}\left\{\left[a(1-\alpha p)-2p+1-3\alpha\frac{dp}{dz}\right]\frac{d^2p}{dz^2}-\left[2+\alpha a\right]\left(\frac{dp}{dz}\right)^2+a(1-2p)\frac{dp}{dz}+\frac{a\beta}{4}\omega(z)\right\},$$

где

$$p(z)=\frac{1-\frac{v(z)}{v_1}}{\alpha},\quad \alpha=\frac{2(M^2-1)}{M^2(\gamma+1)},\ z=M\alpha\frac{3\rho_1 a_1(\gamma+1)}{8\mu\gamma}(x-wt),\gamma=\frac{c_P}{c_V},\ \beta=\frac{8\mu}{3}\frac{\gamma(\gamma^2-1)M^2}{\rho_1^2a_1^4(M^2-1)^3}Q_0,$$

v_1, M, ρ_1, a_1 имеют смысл скорости, числа Маха, плотности и скорости звука на плюс бесконечности, в невозмущенной области (соответствующие параметры отмечаются индексом "1"), Q_0 - мощность, выделяемая при горении топлива в единице объема, (Вт/м^3), а безразмерная функция энерговклада есть экспонента из закона Аррениуса

$$\omega(z)=\begin{cases} e^{-\frac{E_{ак}}{RT(z)}} & T(z)>T_f \\ 0 & T(z)<T_f \end{cases},\ T(z)=T_1\left[1+\alpha\gamma M^2p(z)+\alpha^2\beta M^2\frac{\gamma+1}{2}\frac{dp(z)}{dz}\right]\left[1-\alpha p(z)\right]$$

где T_1 - значение температуры в невозмущенной области, R - газовая постоянная), T_f - температура воспламенения, $E_{ак}$ - энергия активации. Для численного решения уравнения удобно представить в виде системы уравнений относительно неизвестных функций $p(z)$, $F(z)$:

$$\begin{cases} \dfrac{dp}{dz}(1-\alpha p) = p^2 - p + F \\ \dfrac{1}{a}\dfrac{d^2F}{dz^2} = -\dfrac{dF}{dz} - \dfrac{\beta}{4}\omega \end{cases}.$$

Для решения этой системы уравнений для неизвестных функций $p(z)$ и $F(z)$ можно использовать метод разложения в ряд по параметру $\lambda = \frac{1}{a} = \frac{M^2-1}{\gamma M^2}$, $(0 \le \lambda < \frac{1}{\gamma} < 1)$, $p(z) = \sum_{k=0}^{N} c_k \lambda^k$, $F(V) = \sum_{k=0}^{N} b_k \lambda^k$, причем уже второй член ряда вносит очень малую поправку в нулевое приближение. Решение уравнения удобно начинать от точки максимума функции $c_0(z)$ (эта функция является нулевым приближением для функции $p(z)$). В точке максимума $z_{\max}$ выполняются граничное условие $\left.\frac{dp(z)}{dz}\right|_{z=z_{\max}} = 0$, а величина функции $c_0(z_{\max})$ подбирается такой, чтобы в результате последующей вычислительной процедуры выполнялось условие $p(z)\big|_{z\to+\infty} = 0$ Затем с использованием полученной функции $c_0(z)$ вычисляется первая поправка $c_1(z)$ и т.д.

Результаты расчетов для различных вариантов входных параметров позволяют сделать следующие заключения. Значительный рост давления и температуры вызывает только увеличение скорости (числа Маха) детонации. При этом уменьшается область существования детонации. Увеличение энергии активации увеличивает область детонации, но не влияет на давление и почти не снижает температуру. Аналогичным образом влияет и увеличение теплоты сгорания - область детонации растет, температура и давление постоянны.

Результаты экспериментальных исследований детонационного горения углеводородных топлив не дают представления о структуре детонационной волны. Можно сравнить наши расчеты и экспериментальные данные по горению метана в кислороде. Видно, что соответствующие измерения (которые соответствуют средним значениям) подтверждают правильность расчетных методов.

Результаты работы позволяют получить поведение основных параметров детонационного горения в области между фронтом ударной волны и плоскостью, в которой местное значение числа Маха (относительно фронта ударной волны) равно 1. Проанализирована зависимость структуры детонационной волны от внешних условий и параметров топлива.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Н.А.Герасимов, В.В.Кучинский В.С.Сухомлинов, С.В.Сухомлинов. ЖТФ, 2007, т.77, вып. 7, с.11-17.