

© С.М. ФРОЛОВ, А.Н. ЛИПАТНИКОВ, И.П. НАЗАРОВ, Б.Е. ГЕЛЬФАНД

ВОЗНИКНОВЕНИЕ ДЕТОНАЦИИ В ДВИГАТЕЛЕ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ

(Представлено академиком В.И. Гольданским 12 II 1991)

Наблюдения за процессом сгорания топливно-воздушной смеси (ТВС) в двигателях с искровым зажиганием показывают [1, 2], что причиной появления "стука" или "детонации" является предпламенное самовоспламенение смеси. В теоретических работах внимание, в основном, акцентируется на кинетике процесса [3]. Влияние турбулентности на момент самовоспламенения конечной части заряда практически не изучено. Существующие механизмы образования ударных или детонационных волн носят феноменологический характер [1, 4, 5]. В данной работе предложена модель, позволяющая проследить развитие процесса в двигателе от момента зажигания до сгорания конечной части заряда.

Модель основана на разделении стадий процесса: 1) медленной стадии турбулентного распространения пламени от источника поджигания и 2) быстрой стадии самовоспламенения газа перед фронтом пламени (ФП).

Пусть ТВС заполняет цилиндрическую камеру сгорания радиусом R_0 и высотой δ , где поддерживается изотропная турбулентность с пульсационной скоростью u_0 и интегральным пространственным масштабом l_0 ; средняя скорость газа во всех точках равна 0. В момент времени $t = 0$ вдоль оси включается источник поджигания, формирующий в среднем аксиально-симметричное пламя. Объем камеры изменяется по закону $V(t)$. За счет изменения объема и фронтального сгорания смеси возрастают температура и давление в негоревшей части заряда. При определенных условиях может произойти ее самовоспламенение.

Примем следующие допущения: а) число Маха течения $\ll 1$; б) турбулентный перенос значительно больше молекулярного; в) перенос вдоль оси камеры мал по сравнению с переносом в радиальном направлении; г) в пламени протекает необратимая одноступенчатая реакция; д) предпламенные реакции не влияют на распространение пламени и распределение основных параметров; е) удельные теплоемкости c_p всех компонент ТВС равны между собой и постоянны. Для описания распространения пламени в указанных условиях запишем систему уравнений неразрывности, диффузии, переноса энтальпии и ее пульсационной составляющей, дополненную $k - \epsilon$ моделью турбулентности [6]:

$$\begin{aligned}
 & \delta^{-1} \partial \rho \delta / \partial t + r^{-1} \partial \rho r v / \partial r = 0, \\
 & \delta^{-1} \partial \rho \delta Y_1 / \partial t + r^{-1} \partial \rho r v Y_1 / \partial r = r^{-1} \partial [r (\mu_T / \sigma_c) \partial Y_1 / \partial r] / \partial r + W_1 + S, \\
 & \delta^{-1} \partial \rho \delta h / \partial t + r^{-1} \partial \rho r v h / \partial r = r^{-1} \partial [r (\mu_T / \sigma_h) \partial h / \partial r] / \partial r + \partial p / \partial t - 2q_w / \delta, \\
 & \delta^{-1} \partial \rho \delta h'^2 / \partial t + r^{-1} \partial \rho r v h'^2 / \partial r = r^{-1} \partial [r (\mu_T / \sigma_g) \partial h'^2 / \partial r] / \partial r - C_{g2} \rho \epsilon h'^2 / k + \\
 (1) & + (\mu_T / \sigma_h) (\partial h / \partial r)^2 + 2C_h h q_w / \delta^2, \\
 & \delta^{-1} \partial \rho \delta k / \partial t + r^{-1} \partial \rho r v k / \partial r = r^{-1} \partial [r (\mu_T / \sigma_k) \partial k / \partial r] / \partial r + P_1 + P_2 + P_3 - \rho \epsilon, \\
 & \delta^{-1} \partial \rho \delta \epsilon / \partial t + r^{-1} \partial \rho r v \epsilon / \partial r = r^{-1} \partial [r (\mu_T / \sigma_\epsilon) \partial \epsilon / \partial r] / \partial r + \\
 & + (\epsilon / k) [C_{\epsilon 1} P_1 + C'_{\epsilon 1} P_2 + C''_{\epsilon 2} P_3] + \rho \epsilon \nabla u - C_{\epsilon 2} \rho \epsilon^2 / k.
 \end{aligned}$$

Здесь r — расстояние до оси цилиндра; q_w — плотность теплового потока в стенку; μ_T — коэффициент турбулентной вязкости, ρ и p — средние по времени плотность и давление; W_1 — средняя скорость реакции; S — член, моделирующий поджига-

ние ТВС; v , Y_1 , h , h' , k и ϵ — осредненные по Фавру радиальная компонента скорости, концентрация продукта реакции в пламени, энтальпия и ее пульсационная составляющая, турбулентная кинетическая энергия и ее диссипация соответственно. Входящие в (1) параметры имеют следующие смысл и значения:

$$\begin{aligned} \mu_T &= C_\mu \rho k^2 / \epsilon, \quad \nabla u = r^{-1} \partial r v / \partial r + u_p / \delta, \quad u_p = d\delta / dt, \\ P_1 &= 2\mu_T [(\partial v / \partial r)^2 + (v/r)^2 + (u_p / \delta)^2], \quad P_2 = -(2/3)\mu_T (\nabla u)^2, \\ P_3 &= -(2/3)\rho k \nabla u, \\ C_\mu &= 0,09; \quad C_{\epsilon 1} = 1,44; \quad C_{\epsilon 2} = 1,92; \quad C_{g2} = 2,22; \\ \sigma_h &= \sigma_c = 0,9; \quad \sigma_k = 1; \quad \sigma_\epsilon = 1,3; \quad \sigma_g = 0,85; \quad C_h = 0,2; \\ C'_{\epsilon 1} &= C_{\epsilon 1} + a(C_{\epsilon 1} - 1,5); \quad C''_{\epsilon 1} = (3/2\eta) + 3; \quad \eta = 3 - \sqrt{2a}; \\ a &= -1 + 3 [(u_p / \delta)^2 + 0,5(r^{-1} \partial r v / \partial r)^2] / (|r^{-1} \partial r v / \partial r| + |u_p / \delta|)^2. \end{aligned}$$

Член $\partial p / \partial t$ в (1) находили из выражения

$$p = mR / [2\pi R_0 \delta \int_0^1 (M/T) r dr],$$

где R — универсальная газовая постоянная, m — масса газа в камере, $T = (h + \Delta H Y_1) / c_p$ — осредненная по Фавру температура (ΔH — тепловой эффект реакции), M — средняя молекулярная масса смеси, определяемая как в [7] через вероятность $\beta(r, t)$ нахождения продуктов сгорания в точке r в момент t с использованием стандартной методики расчета термодинамического равновесия.

Скорость реакции W_1 определяли как в [8]:

$$\begin{aligned} W_1 &= (2C_m - 1)^{-1} Y_{1\infty}^{-1} [\chi + \rho Y_1 \partial Y_{1\infty} / \partial t + \rho v Y_1 \partial Y_{1\infty} / \partial r - \\ &- (\mu_T / \sigma_c) (\partial Y_1 / \partial r) (\partial Y_{1\infty} / \partial r)], \quad \chi = C\rho (\epsilon/k) Y_1 (Y_{1\infty} - Y_1), \end{aligned}$$

где $Y_{1\infty}$ — значение Y_1 , условно осредненное по термодинамически равновесным продуктам горения; $C_m = 0,7$ [7], C — функция коэффициента избытка воздуха по [9].

Начальные условия для уравнений (1):

$$(2) \quad t = 0, \quad 0 \leq r \leq R_0: \quad v = Y_1 = 0, \quad h = h_0, \quad k = (3/2)u_0^2, \quad \epsilon = u_0^3/l_0, \quad h'^2 = g_0.$$

Граничные условия на оси камеры:

$$(3) \quad t > 0, \quad r = 0: \quad v = \partial k / \partial r = \partial Y_1 / \partial r = \partial \epsilon / \partial r = \partial h'^2 / \partial r = 0.$$

Другие граничные условия задавали на некотором расстоянии y_w от стенки в соответствии с методом пристеночных функций:

$$\begin{aligned} (4) \quad t > 0, \quad y_w &= 60\mu_l / \sqrt{\rho\tau_w}: \quad -(\mu_T / \sigma_h) (\partial h / \partial r) = q_w; \\ \partial Y_1 / \partial r &= \partial k / \partial r = 0; \quad h' = (\sigma_h / C_\mu C_{g2}) q_w^2 / \rho^2 k; \\ \epsilon &= \sqrt{2C_\mu} k |\delta^{-1} d\delta / dt|. \end{aligned}$$

Здесь τ_w — напряжение трения на стенке, рассчитываемое для развитого турбулентного течения в трубе, μ_l — ламинарная вязкость.

При решении задачи (1)–(4) контролировали состояние негоревшей смеси. Для определения момента самовоспламенения смеси t_f перед ФП использовали критерий [10]

$$(5) \quad I = \int_0^{t_f} dt / \tau = 1,$$

где τ — задержка самовоспламенения ТВС. Согласно [10] критерий (5) хорошо согласуется с экспериментальными наблюдениями для моторных топлив до $T = 110^\circ \text{K}$. При выполнении (5) медленная стадия заканчивается.

Моделирование быстрой стадии основано на следующем соображении. Скорость перемещения любой изотермы $T = T_1$ в камере сгорания дается формулой $u_T(T_1, r) = -(\partial T/\partial t)/(\partial T/\partial r)|_{T_1}$. При малой интенсивности предпламенных реакций распространение пламени контролируется турбулентным переносом. По мере ускорения предпламенных реакций профиль температуры в пламени все более искажается. Наступает момент, когда процессы переноса перестают оказывать решающее влияние на скорость пламени. Это происходит, когда отношение характерного времени реакции τ_R к характерному времени переноса τ_t в окрестности частицы с $T = T_1$ есть величина первого порядка малости, т.е. $\tau_R \tau_t^{-1} = o(1)$. Для негоревшей смеси можно принять $\tau_R \approx \tau(T_1, p)$ и $\tau_t \approx D^2 \rho/\mu_T$. За характерный интервал длины D удобно взять величину $(\partial T/\partial r)|_{T_1^{-1}} (RT_1^2/E)$, где E — энергия активации предпламенной реакции. Отличие в задержках воспламенения на интервале D : $\tau(T_1) - \tau(T_1 \pm RT_1^2/E) \approx \tau(T_1)$; следовательно, при

$$(6) \quad \partial T/\partial r|_{T_1} = o[(RT_1^2/E)(\mu_T \tau(T_1)/\rho)^{-1/2}]$$

распространение пламени представляет собой причинно не связанное последовательное воспламенение одного слоя смеси за другим [5]. При выполнении (6) моделирование быстрой стадии упрощается, так как можно пренебречь влиянием свойств переноса на протекание процесса в конечной части заряда.

Примем следующие допущения для быстрой стадии: а) в предпламенной зоне выполнено условие (6); б) выгоранием смеси в турбулентном пламени, изменением объема камеры и охлаждением смеси за счет теплоотдачи в стенку пренебрегаем; в) влиянием турбулентных пульсаций состава ТВС и температуры на предпламенную реакцию пренебрегаем. При перечисленных допущениях уравнения для быстрой стадии примут вид

$$(7) \quad \begin{aligned} \partial \rho/\partial t + r^{-1} \partial \rho r v/\partial r &= 0, \\ \partial \rho Y_2/\partial t + r^{-1} \partial \rho r v Y_2/\partial r &= W_2, \\ \partial \rho v/\partial t + r^{-1} \partial \rho r v^2/\partial r &= -\partial p/\partial r, \\ \partial \rho h/\partial t + r^{-1} \partial \rho r v h/\partial r &= \partial p/\partial t. \end{aligned}$$

Здесь Y_2 — концентрация топлива, W_2 — скорость предпламенной реакции, определяемая брутто-законом окисления топлива

$$(8) \quad W_2 = K Y_2^n,$$

где K — константа скорости.

Систему (7), (8) замыкают уравнение состояния идеального газа и calorическое уравнение состояния. В качестве начальных условий использовали распределения параметров в конце медленной стадии:

$$(9) \quad \begin{aligned} t = t_i, \quad 0 \leq r \leq R_0: \quad T = T_i, \quad \rho = \rho_i, \quad v = v_i, \\ Y_2 = \begin{cases} 1, & r \geq r_f, \\ 0, & r < r_f. \end{cases} \end{aligned}$$

Здесь r_f — положение переднего ФП при $t = t_i$. Граничные условия на оси и на стенках камеры:

$$(10) \quad \begin{aligned} t > t_i, \quad r = 0: \quad v = 0, \\ r = R_0: \quad v = 0. \end{aligned}$$

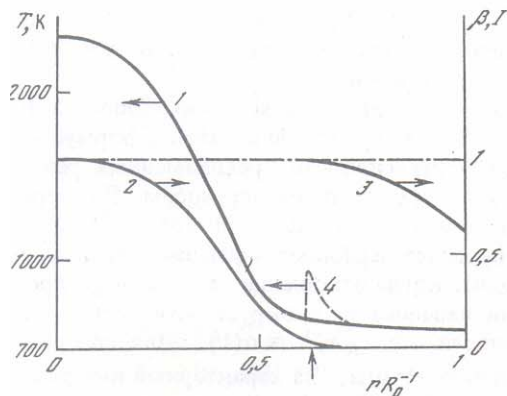
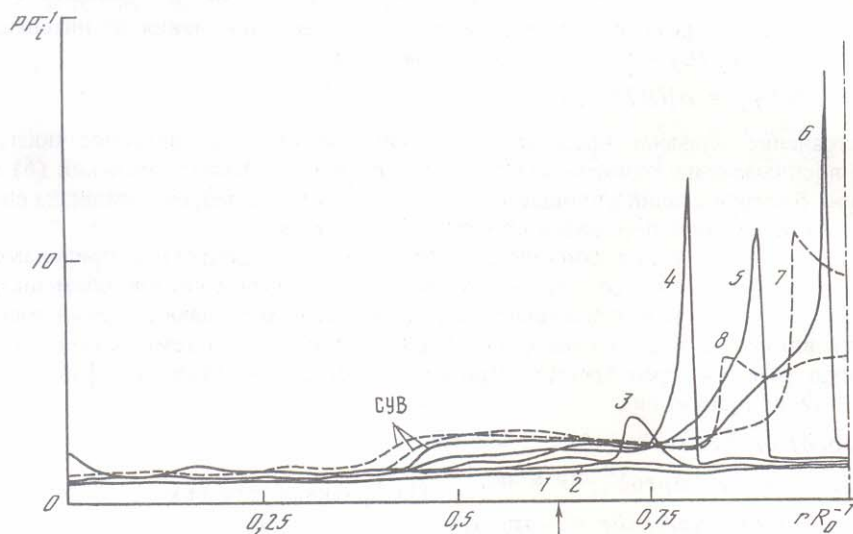


Рис. 1. Расчетные распределения температуры (1), вероятности сгорания (2) и интеграла Ливенгуда (3) в камере сгорания в момент окончания стадии турбулентного горения. Линия 4 – распределение температуры в момент начала стадии предпламенного самовоспламенения

Рис. 2. Расчетные профили давления в камере на стадии предпламенного самовоспламенения: 1 – $t = 1,77$ мс, 2 – 1,93, 3 – 1,932, 4 – 1,934, 5 – 1,936, 6 – 1,938, 7 – 1,940, 8 – 1,942. СУВ – сходящаяся ударная волна



Значения p_0 , T_0 , u_0 , l_0 и g_0 и закон $V(t)$ выбраны типичными для одноцилиндровой установки УИТ-65 при степени сжатия $\pi = 8$ и числе оборотов $N = 1000$ об/мин. Принято, что $u_0 = 5$ м/с, $l_0 = 5$ мм, $g_0 = 0$,

$$V(t) = (V_{\text{НМТ}}/\pi)[1 + 8,96 \cdot 10^{-5} (\pi - 1)(6Nt + \varphi_0)^2],$$

где $V_{\text{НМТ}} = 7,45 \cdot 10^{-4}$ м³, $\varphi_0 = -13^\circ$ – угол опережения зажигания, радиус камеры $R_0 = 42,5$ мм. Расчеты проводили для стехиометрической смеси *n*-гептан–воздух с $\gamma = 1,32$, $\Delta H = 2,95$ МДж/кг. Указанные значения γ и π использовали для расчета p_0 и T_0 в момент зажигания по типичным параметрам в нижней мертвой точке: $p_{\text{НМТ}} = 0,1$ МПа, $T_{\text{НМТ}} = 350$ К. Величину S в (1) брали в форме

$$S = 10^5 \delta^{-1} \rho_0 (Y_{1\infty} - Y_1) |d\delta/dt| \exp \left\{ - (r/\sigma_r)^2 + (t - t_0)^2 / \sigma_t^2 \right\}$$

с $t_0 = 0,133$ мс, $\sigma_t = 0,027$ мс, $\sigma_r = 0,02 R_0$. Источник поджигания действовал 250 мкс, формируя очаг радиусом $\sim 0,1 R_0$. Задержку воспламенения *n*-гептана рассчитывали по [11]: $\tau = 8,1 \cdot 10^{-12} p^{-0,66} \exp(15100/T) + 0,5 p^{-1,82} \exp(-1400/T)$, где p – в атм, T – в К. В (8) принимали $n = 1$, $K = 3 \cdot 10^9 p^{0,35} \exp(-28800/RT)$, где p – в МПа.

Расчет медленной стадии проводили методом [12]. Все пространство камеры разбивали на 32 зоны. Быструю стадию рассчитывали методом [4]. Увеличения разрешения градиентных областей в негоревшей смеси добивались линейной интерполяцией распределений T_i , ρ_i и v_i и доведением количества расчетных узлов сетки до 500.

Поскольку интеграл (5) учитывает задержку воспламенения при $T = T_i(r \geq r_f, t_i)$, отсчет времени на быстрой стадии ("сшивание" стадий) начинали с момента $t_i + \Delta t$, где Δt – время "ожидания" начала интенсивной предпламенной реакции. Интервал Δt определяли как время до 20%-го выгорания смеси хотя бы в одной из точек с $\beta(t_i) = 0$. Такой прием, обусловленный характером используемых кинетических моделей, позволил достаточно плавно "сшить" обе стадии.

Расчет проводили для ситуации, когда при $t = 0$ включался отвод тепла в стенку камеры с $q_w = 314$ кДж/м² · с.

Сплошными линиями на рис. 1 показаны распределения температуры T_i (1), вероятности $\beta(r, t_i)$ (2) и интеграла I (3) в момент $t_i = 1,77$ мс (давление $p_i = 18,8$ атм), полученные расчетом медленной стадии. Стрелкой указано положение переднего ФП, передвигающегося с видимой скоростью ≈ 10 м/с. Между передним ФП и стенкой имеется перепад температур $\Delta T \approx 40$ К; условие (6) выполнено. Штриховая линия (4) показывает распределение температуры в момент начала быстрой стадии: $t_i + \Delta t$ ($\Delta t \approx 600$ мкс). Как видно, предпламенное самовоспламенение происходит локально в непосредственной близости к переднему ФП.

На рис. 2 показаны расчетные распределения давления в различные моменты времени. На быстрой стадии образуется сходящаяся ударная волна (СУВ), которая смещает ФП к оси камеры. Последнее обстоятельство на практике является одним из признаков стука в двигателе [1, 2]. В момент $t \approx 1,93$ мс в негоревшей смеси начинается спонтанное образование детонационной волны по механизму [4, 5]. Абсолютное давление в волне достигает очень больших значений (200–300 атм). При отражении волны от стенки ($t \approx 1,938$ мс) на последнюю действует импульс давления амплитудой 500–600 атм с временем спада ≈ 4 мкс до 100–110 атм. Отраженная волна ослабляется в продуктах сгорания. Расчетные частоты "ударов" волны о стенку после пробега к центру и обратно 14–16 кГц. Внешне такой процесс воспринимается как высокочастотный звуковой сигнал. Напомним, что смесь с $\beta(t_i) \neq 0$ считалась замороженной. В действительности при взаимодействии отраженной ударной волны с пламенем сгорание смеси интенсифицируется. Учет этого эффекта в настоящее время затруднен. Таким образом, представленные результаты иллюстрируют возможный механизм зарождения детонации в двигателе.

Институт химической физики
им. Н.Н. Семенова
Академии наук СССР, Москва

Поступило
20 II 1991

ЛИТЕРАТУРА

1. Соколик А.С. Самовоспламенение, пламя и детонация в газах. М.: Изд-во АН СССР, 1960.
2. Воинов А.Н. Сгорание в быстроходных поршневых двигателях. М.: Машиностроение, 1977.
3. Cernansky N.P., Green R.N., Pits W.J. – Combust. Sci. and Technol., 1986, vol. 50, № 1/3, p. 3–25.
4. Зельдович Я.Б., Либрович В.Б., Махвиладзе Г.М. и др. – ЖПМТФ, 1970, № 2, с. 76–84.
5. Гельфанд Б.Е., Фролов С.М., Цыганов С.А. – ФГВ, 1989, т. 25, № 4, с. 93–100.
6. Grasso F., Bracco F.W. – Combust. Sci. and Technol., 1982, vol. 28, № 5/6, p. 185–210.
7. Турбулентные течения реагирующих газов / Под ред. П.А. Либби, Ф.А. Вильямса. М.: Мир, 1983.
8. Липатников А.Н., Назаров И.П., Простов В.Н. – ФГВ, 1988, т. 24, № 3, с. 32–35.
9. Карпов В.П., Северин Е.С. – ФГВ, 1978, т. 14, № 2, с. 33–39.
10. Ohta Y., Takahashi H. – Oxid. Communications, 1983, vol. 4, № 1/4, p. 61–73.
11. Льюис В., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах. М.: Мир, 1968.
12. Пантакер С.В. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984.