

МОДЕЛИРОВАНИЕ СКАЧКА УПЛОТНЕНИЯ В ДВУХКОНТУРНОЙ СИСТЕМЕ ВПУСКА

Р.Д. Еникеев

Рассматривается способ улучшения качества смесеобразования в ДВС, заключающийся в дроблении капель топлива в скачке уплотнения. Показана возможность дробления капель скачком уплотнения в топливовоздушном контуре двухконтурной системы впуска. Кратко описаны основные положения математической модели взаимодействия капли жидкости со скачком уплотнения.

Математическая модель взаимодействия капли со скачком уплотнения

Известно [1], что двухконтурная система впуска допускает предельно высокие скорости воздушного потока в малом контуре. Влияние относительной скорости воздуха и топлива на качество смесеобразования также хорошо известно [2]. Однако двухконтурная система впуска предоставляет дополнительную возможность создания сверхкритического перепада в малом контуре и дробления капель топлива в возникающем скачке уплотнения. Проверка этой гипотезы осуществлялась экспериментально на модельной установке и полномасштабном двигателе.

Математическая модель описывает деформацию капли при ее взаимодействии со скачком уплотнения, рассчитывает момент дробления капли и средний диаметр капель, получившихся при дроблении. Исходными данными являются: радиус капли, ее скорость, скорость потока перед скачком уплотнения, температура и давление воздуха, а также плотности воздуха, жидкости и вязкость последней. Возможность существования капли с заданными параметрами в потоке с заданной относительной скоростью определяется по критическому числу We^* [3]. Параметры газа перед скачком уплотнения рассчитываются как в идеальном адиабатическом процессе, а за скачком уплотнения – по адиабате Гюгонио [4]. Перед скачком уплотнения (индекс 1):

$$\frac{p_1}{\rho_1} = \frac{p^*}{\rho^*} = \text{const}, \quad (1)$$

$$T_1 = T^* - \frac{u_1^2}{2C_p}, \quad (2)$$

$$a_1 = \sqrt{kRT_1}, \quad (3)$$

$$M = \frac{u_1}{a_1}, \quad (4)$$

$$\frac{p^*}{p_1} = \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)^{\frac{k}{k-1}}, \quad (5)$$

$$\frac{\rho^*}{\rho_1} = \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)^{\frac{1}{k-1}}. \quad (6)$$

За скачком уплотнения (индекс 2):

$$p_2 = p_1 \left(\frac{2k}{k+1} M^2 - \frac{k-1}{k+1} \right), \quad (7)$$

$$\rho_2 = \rho_1 \frac{\frac{k+1}{1 + \frac{1}{M^2} \frac{k-1}{2}}}{\frac{k-1}{2}}, \quad (8)$$

$$a_{kp}^2 = \frac{2k}{k+1} RT^*, \quad (9)$$

$$u_2 = \frac{a_{kp}^2}{u_1}. \quad (10)$$

В качестве допущения принято, что капля имеет шарообразную форму перед скачком уплотнения, а при деформации принимает форму тороида (рис.1). Диаметр получившихся при дроблении капель принят равным толщине тороида в момент его распада.

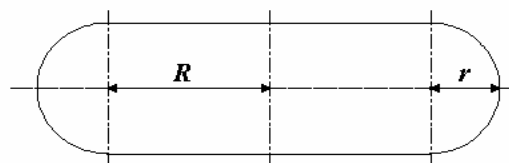


Рис. 1. Модель капли при деформации

В процессе деформации капля меняет свою форму от шара до диска, при этом изменяется коэффициент аэродинамического сопротивления, который равен: для шара $C_x = 0,47$, для диска $C_x = 1,17$. В модели принята следующая зависимость изменения C_x :

$$C_x = 0,45 + 2 \frac{R+r}{100r}. \quad (11)$$

Радиусы r и R связаны уравнением объема, который не меняется при деформации и

МОДЕЛИРОВАНИЕ СКАЧКА УПЛОТНЕНИЯ В ДВУХКОНТУРНОЙ СИСТЕМЕ ВПУСКА

для тороида определяется следующим образом:

$$V = \frac{4}{3}\pi r^3 + 2\pi R^2 r + \pi R r^2. \quad (12)$$

В момент прохождения скачка уплотнения на каплю действуют силы:

1. Сила инерции:

$$F = ma. \quad (13)$$

2. Сила, действующая со стороны потока до скачка уплотнения:

$$F_1 = C_x S_1 \frac{\rho_1 u_1^2}{2}. \quad (14)$$

3. Сила, действующая со стороны потока после скачка уплотнения:

$$F_2 = C_x S_2 \frac{\rho_2 u_2^2}{2}. \quad (15)$$

4. Сила, вызванная разностью давлений до и после скачка уплотнения:

$$F = (p_2 - p_1)S. \quad (16)$$

5. Сила лапласовского давления, действующая на выпуклую поверхность жидкости:

$$F_s = p_s S = 4\pi R r \frac{R + 2r}{(R + r)r} \Sigma. \quad (17)$$

После прохождения скачка уплотнения 2-ая и 4-ая силы исчезают.

Для деформации капли определяющими являются две силы:

1. Сила, вызванная давлением поверхностного натяжения (лапласовским давлением).

Сила зависит от радиуса кривизны капли и от коэффициента поверхностного натяжения. В случае тороида, лапласовская сила действует лишь на боковую поверхность и в каждой точке этой поверхности одинакова, а на лобовой и кормовой частях равна нулю. В реальной капле кривизна поверхности в различных точках различна, вследствие чего различны и силы. При деформации капли лапласовская сила возникает и на лобовой и кормовой частях, но она мала (вследствие большого радиуса кривизны поверхности) и может менять знак.

2. Силы внешнего давления.

В модели принято, что на всю лобовую поверхность действует одинаковое давление, равное $C_x \rho u^2 / 2$. На кормовую часть капли действует соответствующее давление. Сжатие капли может быть смоделировано действием двух пластин, которые сжимают каплю с некоторым давлением. Пластины при этом не смачиваются каплей.

Для сравнения приведем форму капли в потоке, полученную при скоростной фотосъемке (рис. 2).

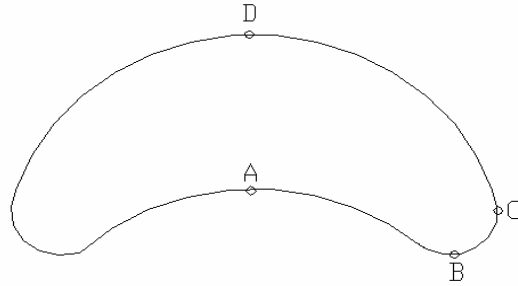


Рис. 2. Форма капли в потоке

Для оценки адекватности модели и принятых допущений рассмотрим давление в четырех точках (рис. 2). Учтем при этом, что в случае равновесного состояния должны быть равны и давления во всех точках.

Точка А. Максимальное аэродинамическое давление в этой точке равно $\rho u^2 / 2$. Лапласовское давление равно $2\Sigma / R_A$. В итоге:

$$P_A = \rho u^2 / 2 - 2\Sigma / R_A. \quad (18)$$

Точка В. Рассуждая аналогично можно показать, что в точке В давление будет:

$$P_B = \rho u^2 / 2 - 2\Sigma / R_B. \quad (19)$$

Точка С. В этой точке отсутствует аэродинамическое давление, поэтому:

$$P_C = 2\Sigma / R_C. \quad (20)$$

Точка D. Если не учитывать некоторое "отрицательное" аэродинамическое давление, то в точке D давление равно:

$$P_D = 2\Sigma / R_D. \quad (21)$$

Если принять $R_A = R_D$, то, учитывая, что $P_A = P_D$, имеем:

$$0,5\rho u^2 / 2 = 2\Sigma / R_D. \quad (22)$$

Таким образом, допущение о том, что на лобовую часть капли действует давление, равное $C_x \rho u^2 / 2$ можно считать верным. На-

помним, что зависимость $C_x = 0,45 + 2 \frac{R+r}{100r}$ при отношении $R/r = 2$ дает $C_x = 0,51$. Форма капли на рис. 2 напоминает выгнутый тороид.

Таким образом, под действием разности аэродинамического давления и лапласовского капля деформируется. В процессе деформации происходит перемещение масс, определяемое величиной $M = \int r dm$, которая от-

ражает положение элемента массы dm относительно вертикальной оси капли. Для тороида эта величина равна:

$$M_{\text{моп}} = \int r dm = 2 \frac{2}{3} \pi \rho \int_0^r (R+r) dr = \quad (23)$$

$$= 2 \frac{2}{3} \pi \rho \frac{1}{4} ((R+r)^4 - R^4).$$

Проекция сил, действующих по боковой поверхности тороида, на горизонтальную ось (рис. 3):

$$dF_x = dS \cdot p \cdot \cos \alpha, \quad (24)$$

$$F_x = 2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} (R+r \cos \alpha) 2 \pi r p \cos \alpha d\alpha = \quad (25)$$

$$= 4 \pi r p \int_0^{\frac{\pi}{2}} (R+r \cos \alpha) \cos \alpha d\alpha =$$

$$= 4 \pi r p \left(R + \frac{\pi r}{4} \right).$$

где
$$p = C_x \frac{\rho u^2}{2} - p_a.$$

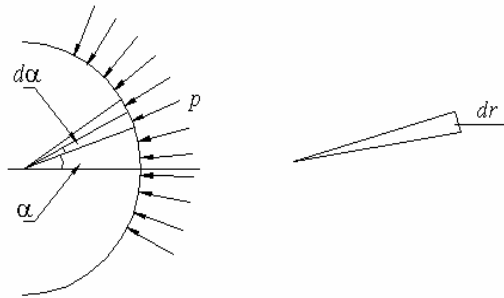


Рис. 3. Схема действия сил

Положительным принято направление от вертикальной оси Z, проходящей через центр капли.

Если представить M в виде $M = mr'$, где m – масса капли, а r' – приведенный радиус массы, то можно, зная силу F_x , массу капли m и начальное значение r' вычислить изменение r' за время dt:

$$r' = r'_0 + udt + \frac{a(dt)^2}{2}, \quad (26)$$

где
$$a = \frac{F_x}{m}, \quad u = u_0 + adt.$$

В каждом цикле рассчитывается M и соответствующие ему радиусы R и r. От последних в свою очередь зависят ρ_l и, через C_x – аэродинамическое давление. Со временем капля, увлекаемая или тормозимая потоком, стремится выровнять свою скорость со скоростью потока, что приводит к постепенному снижению относительной скорости.

Время распада капли определяется по следующей формуле [3]:

$$t = t_* \left(1 + \frac{\tau}{t_*} \right) = t_* + \tau, \quad (27)$$

где
$$t_* = \frac{d_0}{u} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}},$$

$$\tau = 0,25\pi \left(\frac{\Sigma}{\rho_l d^3} - 6,25 \frac{\mu_l^2}{(\rho_l d^2)^2} \right)^{-0,5}.$$

Если до истечения этого времени капля начинает собираться, расчет прекращается, и диаметр получившихся капель принимается равным толщине тороида в момент максимальной деформации.

Экспериментальное исследование взаимодействия капли и скачка уплотнения

Целью экспериментов являлось определение влияния параметров ударной волны и жидкости на дробление капель, получение эмпирической зависимости по результатам эксперимента, а также проверка адекватности математической модели.

Для исследования дробления капли при прохождении через скачок уплотнения использовалась ударная труба. На выходном фланце камеры низкого давления устанавливался шприц для подачи капель жидкости. Измерение начального диаметра капли проводилось методом проектирования капли на измерительный экран. Методика проведения эксперимента заключалась в следующем. В камеру высокого давления подавался воздух, капля жидкости выдавливалась из шприца, производился замер её диаметра, затем производился разрыв мембраны и дробление капли ударной волной. Капли после дробления оседали на целлофановый экран, оставляя отпечатки. В экспериментах использовались различные жидкости: бензин, керосин, чернила и глицерин.

При разрыве диафрагмы в ударной трубе происходит распад разрыва, в ходе которого в камеру высокого давления движется центрированная волна разрежения, а в камеру низкого давления – ударная волна. Перепад давления и плотности на фронте ударной волны будут отличны от тех, которые имели место по обе стороны от диафрагмы. Для их нахождения нужно решить систему из двух уравнений:

МОДЕЛИРОВАНИЕ СКАЧКА УПЛОТНЕНИЯ В ДВУХКОНТУРНОЙ СИСТЕМЕ ВПУСКА

$$\frac{p_4}{p_1} = \frac{\pi''(M_4)}{\pi''(M_3)} \left(1 + \frac{2k}{k+1} (M_y^2 - 1) \right), \quad (28)$$

$$a_4 \alpha''(M_3) M_3 = a_1 \frac{2}{k+1} \left(M_y - \frac{1}{M_y} \right). \quad (29)$$

В начальный момент времени $M_4 = 0$ и $\pi''(M_4) = 1$. При $T_1 = T_4$, $a_1 = a_4$. Подставляя значения газодинамических функций, получим:

$$\frac{p_4}{p_1} = (1 + 0,2M_3)^7 \left(1 + \frac{7}{6} (M_y^2 - 1) \right). \quad (30)$$

Плотность воздуха за фронтом ударной волны находим по адиабате Гюгонио.

Скорость u_2 находим по формуле:

$$\begin{aligned} u_2 = u_3 = a_3 M_3 = a_4 \alpha''(M_3) M_3 = \\ = \frac{M_3 \sqrt{kRT}}{1 + \frac{k-1}{2} M_3^2}. \end{aligned} \quad (31)$$

Диаметр капель, получившихся при взаимодействии исходной капли с ударной волной, определялся подсчетом количества отпечатков капель на экране. Для этого была разработана и реализована методика, заключающаяся в сканировании и компьютерной обработке отпечатков. В результате определялись диаметр и координаты каждой капли, а также средний диаметр капель. Пример отпечатка приведен на рис. 4.



Рис. 4. Отпечаток при дроблении капли: $We = 57$, $Lp = 61594$, $\rho_{уд} / \rho_{атм} = 1,131$

На рис. 5 приведены расчетные и экспериментальные данные для чернил, где p_{41} – давление в камере высокого давления.

По результатам экспериментов методом регрессии составлена эмпирическая зависимость в безразмерных переменных:

$$d_{ср}/S = 0,000125248 + 0,000000037 * Lp + 0,000979581 * \rho_y / \rho_a - 0,000000034 * Lp * \rho_y / \rho_a,$$

где $d_{ср}$ – средний диаметр капель после дробления,

S – расстояние от иглы до экрана,

Lp – число Лапласа, ρ_y / ρ_a – отношение плотностей скачка уплотнения и среды.

Это уравнение с 5 % достоверностью описывает дробление капли в диапазоне $Lp = 57750 - 89250$ и $\rho_y / \rho_a = 1,10294 - 1,29622$.

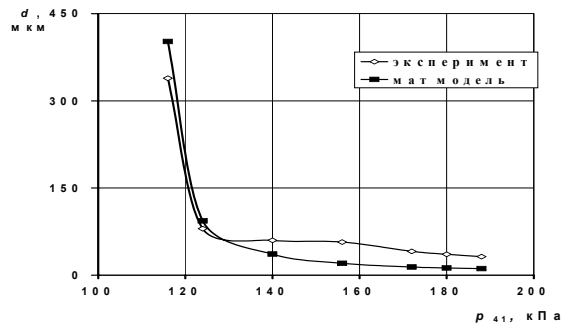


Рис. 5. Сравнение результатов моделирования и данных эксперимента

Основные результаты и выводы

1. Разработана модель дробления капли жидкости в скачке уплотнения.
2. Полным факторным экспериментом получена зависимость, характеризующих влияние параметров жидкости и ударной волны на средний диаметр капли при дроблении.

ЛИТЕРАТУРА

1. Еникеев Р.Д., Садыков Р.И., Рудой Б.П. Патент № 2156880. Бюллетень изобретений, 2000, № 27. Система питания двигателя внутреннего сгорания.
2. Свиридов Ю.Б., Скворцов В.А., Новиков Е.В. Гомогенизация топливовоздушной смеси – основа прогресса ДВС // Двигателестроение. – №1. – 1982.
3. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. – М.: Наука, 1987.
4. Рудой Б.П. Прикладная нестационарная гидрогазодинамика. – Уфа, 1988. – 184 с.