

ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗВИТИЯ ТОПЛИВНЫХ СТРУЙ В КАМЕРАХ СГОРАНИЯ ДИЗЕЛЕЙ

В.Ю. Рудаков, А.Н. Карелин

Московский государственный открытый университет
kingoukolomna@mail.ru

Разработан метод расчета развития топливной струи в открытых камерах сгорания дизелей, способный учитывать действие переднего фронта гидроимпульса давления впрыска и питание струи распыленным топливом, позволяющий повысить точность расчетов дальности струи топлива. Проведены экспериментальные исследования влияния давления впрыска, плотности воздушного заряда и диаметра распыливающих отверстий, а также тепловое и газодинамическое воздействие воздушного заряда на развитие топливной струи.

Ключевые слова: уравнение Мещерского, зонная и турбулентная топливная струя, двигатель с прозрачными окнами, режим бомбы, режим дизеля, скоростная киносъемка, длительности впрыска.

STUDY OF FUEL JET EVOLUTION IN DIESEL COMBUSTION CHAMBERS

V.Yu. Rudakov, A.N. Karelin

Moscow State Open University
kingoukolomna@mail.ru

A method for calculation of the fuel jet evolution in the open combustion chambers of diesels is created. The method can take into account the impact of the rising edge of the hydro-pulse of injection pressure and the feeding of the jet with the atomized fuel and makes it possible to improve the precision of calculation of the fuel jet range. The experimental studies of the influence of the injection pressure, air charge density and diameter of the atomizing openings as well as of the thermal and gas-dynamical effect of air charge upon the fuel jet evolution are performed.

Keywords: Meshchersky equation, zone and turbulent fuel jets, engine with transparent windows, regime of combustion bomb, regime of diesel fuel combustion, high-speed shooting, injection duration.

Процесс топливоподачи в дизелях имеет важное значение для получения мощностных, экономических и экологических показателей дизелей [1–3].

Анализ существующих методов расчета развития топливной струи показывает, что процессам подачи топлива в камеру сгорания в наибольшей степени соответствует уравнение Мещерского для движения тела переменной массы, примененное Ю.Б. Свиридовым в зонной модели [4]. Действительно, при расчете развития струи распыленного топлива (СРТ) необходимо учитывать крутизну переднего фронта импульса давления впрыска и ее питание распыленным топливом, так как соответственно фазам импульса меняются ее масса и скорость. Однако метод Свиридова довольно часто дает большие отклонения рассчитанной траектории движения СРТ от экспериментальной. Причиной этого

является неточная методика определения аэродинамического сопротивления со стороны воздушного заряда.

Широкое применение в практике дизелестроения нашла турбулентная модель СРТ А.С. Лышевского [5]. Проверочная обработка серии экспериментальных данных, полученных на установке “Двигатель с прозрачными окнами” (ДПО) [6], показала, что расхождение с расчетными значениями [5] в среднем составляет $\approx 30\%$ и зачастую превышает эту величину. Причиной такого расхождения является то, что турбулентная модель основана на стационарном истечении топлива.

Авторами разработан метод расчета развития топливной струи, предназначенный для открытых камер сгорания среднеоборотных дизелей и основанный на представлении о СРТ как о турбулентном потоке. Выше в разработанном методе учитывается импульсный характер впрыска, действие переднего фронта и питание струи распыленным топливом. В основу метода положено уравнение Мещерского, согласно которому топливная струя рассматривается как тело, увеличивающее свою массу в процессе впрыска [4, 7]:

$$m \frac{dU_\phi}{dt} + (U_k - U_\phi) \frac{dm}{dt} = R_c, \quad (1)$$

где m — масса топлива; t — время; U_ϕ — скорость вершины струи; U_k — скорость элементарной массы топлива при истечении; R_c — величина аэродинамического сопротивления движению СРТ.

Первое слагаемое в левой части этого уравнения соответствует движению впрыснутой и образовавшей струю массы топлива, второе — движению подаваемой вслед впрыснутому топливу элементарной массы топлива.

Запишем (1) следующим образом:

$$m dU_\phi + (U_k - U_\phi) dm = R_c t. \quad (2)$$

В такой записи первое слагаемое левой части — количество движения впрыснутого топлива, второе слагаемое — количество движения прибавляемой элементарной массы, в правой части — импульс силы. Полное количество движения топливной струи определяется суммой в левой части.

Для стационарного истечения струи в работе [5] получено количество движения

$$I_0 = 0,25\pi d_c^2 \rho_T U_T^2,$$

где d_c — диаметр распыливающего отверстия; ρ_T — плотность топлива; U_T — скорость топлива. Однако в процессе топливоподачи количество движения струи меняется во времени не только за счет изменения давления впрыска или проходного сечения сопла, но и за счет продолжительности подачи топлива. Изменение давления впрыска влияет

на скорость истечения топлива, диаметр сопла — на расход и массу впрыснутого топлива. От плотности воздуха зависит сопротивление движению струи.

В реальном впрыске, имеющем фронт давления, количество движения струи, вытекающей из соплового отверстия в течение интервала времени $0 \dots t_p$, и совершающей работу по преодолению силы аэродинамического сопротивления, будет характеризоваться следующим выражением [8]:

$$I_0 = 5 \cdot 10^5 \pi d_c^2 \mu_c^2 \int_0^{t_p} p_{\text{впр}} dt \quad \text{или} \quad I_0 = k \int_0^{t_p} p_{\text{впр}} dt, \quad (3)$$

где t_p — рассматриваемый момент впрыска; μ_c — коэффициент расхода сопла; $p_{\text{впр}}$ — давление впрыска.

Аналитическое решение данного выражения возможно при наличии функции $p_{\text{впр}} = f(t)$. Заранее, в процессе проектирования топливной аппаратуры, функцию $p_{\text{впр}} = f(t)$ можно задать лишь ориентировочно. Поэтому в выполненной работе отдано предпочтение экспериментальным методам исследования, в которых функцию $p_{\text{впр}} = f(t)$ несложно получить в виде осциллограммы, снятой на сопловом накопнике при испытаниях топливной аппаратуры. Указанную функцию можно проинтегрировать и получить интегральную величину показателя давления впрыска (средний интегральный перепад давления впрыска) вместе с количеством движения распыленного топлива.

В работе [5] показано, что турбулентная топливная струя со стационарным истечением топлива движется согласно выражению

$$S_\phi = \sqrt{\frac{U_T t d_c}{a_{\text{и}} \sqrt{2}}}. \quad (4)$$

Несмотря на то, что эксперименты в [5] проводились при стационарном истечении топлива, по мере роста длины струи в ней увеличивалась и масса распыленного топлива. По этой причине не следует отвергать приведенное уравнение. Однако, учитывая выражение (3), следует пересмотреть входящие в него величины U_T и $a_{\text{и}}$.

Отождествив первое слагаемое левой части уравнения (1) или (2) с выражением (3) получим, что движение впрыснутой массы топлива можно выразить уравнением (4), где $a_{\text{и}} = A_1 \text{We}^{l_1} \rho^{k_1} M^{n_1}$. Здесь A_1 — коэффициент, We — число Вебера, ρ — симплекс плотности, M — критерий распыливания; l_1 , k_1 , n_1 — показатели степени [5].

Поскольку выражение для количества движения струи (3) содержит интеграл, оценку движения вершины струи следует проводить по

интегральному показателю давления впрыска (среднеинтегральному давлению)

$$p_{и} = \frac{1}{t_p} \int_0^{t_p} p_{впр} dt, \quad (5)$$

где t_p — шаг расчета. Это требует коррекции полученных в [5] выражений, включая выражения для коэффициента свободной турбулентности $a_{и}$, а в критерий Вебера, входящий в выражение для $a_{и}$, следует вводить скорость топлива, определенную через величину $p_{и}$ [9].

Движение элементарной массы в работе [5] не рассматривалось, поэтому выражения для нее не предложено. Однако, так как масса dm движется в спутном потоке воздуха и расход количества движения на преодоление сопротивления воздушного заряда невелик, то средняя скорость ее движения превосходит скорость движения вершины струи. Полагая, что ее движение происходит аналогично начальному участку струи, можно применить уравнение движения струи на начальном участке [5]:

$$\frac{S_k}{d_c} = A_2 We^{l_2} M^{n_2} \rho^{k_2} - \mathcal{E}^{s_2}, \quad (6)$$

где \mathcal{E} — критерий нестационарности.

Для любого участка диаграммы давления топлива, включая фронт, количество движения элементарной массы составит

$$dI = 5 \cdot 10^5 \pi d_c^2 \mu_c^2 p_{впр} dt.$$

Для решения уравнений (1) или (2) необходимо знать время, в течение которого происходит передача количества движения (второго слагаемого) вершине струи, и скорость движения фронта. Большинство исследователей считает, что элементарные массы движутся в струе со скоростью истечения или имеют близкие к ней значения. Но, как показывают эксперименты, это не вполне справедливо. Уместнее оперировать средней скоростью движения микроэлементов струи (капель).

В связи с тем что в процессе впрыска давление топлива непрерывно меняется, каждая элементарная масса имеет собственную скорость истечения. Поэтому количество движения каждой элементарной массы передается фронту и вершине спустя время, определяемое ее средней скоростью движения.

При перемещении элементарной массы от соплового отверстия до вершины струи на расстояние S со средней скоростью $V_{ср}$ время ее движения составит

$$t_k = S/V_{ср},$$

при этом полное время перемещения струи от начала впрыска на то же расстояние

$$t_s = t_p + t_k.$$

Принимая, что кинетическая энергия элементарной массы расходуется на преодоление аэродинамического сопротивления вблизи вершины струи и при достижении ею фронта, задачу о движении СРТ можно решить, исходя из равенства [9, 10]

$$S_\phi = S_k,$$

или

$$\sqrt{\frac{U_T t d_c}{a_{и} \sqrt{2}}} = d_c A_2 \text{We}^{l_2} M^{n_2} \rho^{k_2} - \mathcal{O}^{s_2}.$$

Заменив в (1) и (2) разность $U_k - U_\phi$ на W , выражающую скорость массы dm относительно вершины в момент передачи струе количества движения, получим:

$$m dU_\phi + W dm = R dt,$$

где $m dU_\phi$ — количество движения впрыснутого топлива; $W dm$ — прибавляемое к нему количество движения элементарной массы в процессе впрыска. Обозначив $m dU_\phi = dI_0$, а $W dm = dI_x$, получим

$$dI_0 + dI_x = R dt. \quad (7)$$

Аналитическое определение значений $V_{ср}$, t_k , $a_{и}$ и других неизвестных величин с необходимой точностью представляет большую сложность, что в нашем случае оправдывает применение экспериментальных исследований.

В реальных условиях истечение топлива происходит непрерывно, поэтому его можно представить как последовательное истечение элементарных масс. Тогда уравнение (7) можно записать следующим образом [8]:

$$dI_0 + dI_1 + dI_2 + \dots + dI_{n-1} + dI_n = R dt. \quad (8)$$

Поскольку последнее уравнение учитывает длительность впрыска топлива, то согласно ему следует проводить экспериментальные исследования. В соответствии с (8) была разработана методика экспериментальных исследований по изучению развития струи распыленного топлива.

Исследования проводились на установке ДПО, оснащенной шпирентеневым прибором ИАБ-451, скоростной кинокамерой СКС-1М, аккумуляторной электрогидравлической системой топливоподачи.

Эксперименты проводились в четыре этапа и включали изучение влияния на развитие топливной струи давления впрыска, плотности

воздушного заряда и диаметра распыливающих отверстий. В трех первых сериях установка эксплуатировалась в режиме бомбы. В последней серии производилось сопоставление развития струи в бомбе и дизеле.

Конструктивные особенности установки определили применение однодырчатой форсунки. В первой серии экспериментов плотность воздуха ρ_v в бомбе и диаметр распыливающего отверстия выдерживались постоянными — 29 кг/м³ и 0,4 мм соответственно.

Давление топлива $p_{ак}$ задавалось по показаниям манометра, установленного на аккумуляторе высокого давления: 19,62; 29,43; 39,24; 49,05; 58,86 МПа. Давление впрыска измерялось по осциллограммам, снятым с помощью тензодатчика, установленного в паз, выполненный на сопловом наконечнике форсунки. Для измерения давления применялся манометр класса точности 1 %. Общая погрешность измерения давления впрыска с учетом его установления и применяемой аппаратуры составила 6,43... 12,15 %.

Во второй серии плотность воздуха задавалась равной 16; 22; 25,5; 29; 35 кг/м³, а постоянными выдерживались диаметр распыливающего отверстия 0,4 мм и давление впрыска, такое же как и при $p_{ак} = 29,43$ МПа. Давление воздуха определялось по образцовому манометру класса точности 0,5; температура — по показаниям ртутного манометра с точностью 0,1°С. Плотность заряда рассчитывалась по формуле

$$\rho = \frac{p}{RT},$$

где p — давление, R — газовая постоянная, T — температура. Общая точность измерения и установки плотности 1,14... 2,46 %.

В третьей серии менялись диаметры распыливающих отверстий: 0,3; 0,4; 0,5; 0,6 мм. Плотность заряда — 29 кг/м³, давление впрыска такое же, как и при $p_{ак} = 29,43$ МПа. Измерение диаметров отверстий проводилось калибрами с шагом 0,02 мм и с помощью микроскопа УИМ 21. Общая погрешность измерения d_c составила 1,14... 1,33 %.

Применение аккумуляторной электрогидравлической системы топливоподачи позволяет проводить исследования простыми методами, не перестраивая механические системы топливной аппаратуры. Давление впрыска в таких системах следует трапецеидальному закону, поэтому в течение почти всего впрыска топливо подается в камеру в квазистационарном режиме истечения. Выдерживая постоянными $p_{впр}$, ρ_v , d_c и меняя длительность впрыска $t_{впр}$, можно выявить взаимосвязь между количеством движения топливной струи и ее развитием.

Электрогидравлическая форсунка не способна обрабатывать элементарно короткие приращения длительности впрыска и массы, а регистрирующая кинокамера их не зафиксировывает. Однако можно с помощью электронной аппаратуры задавать приращения длительности

впрыска Δt . Тогда уравнение (8) примет вид

$$\Delta I_0 + \Delta I_1 + \Delta I_2 + \dots + \Delta I_{n-1} + \Delta I_n = R\Delta t. \quad (9)$$

В соответствии с (9) выстраивалась методика проведения экспериментов, в которой предусматривалось изучение влияния каждого из перечисленных факторов на развитие СРТ при $t_{\text{впр}} = \text{var}$.

Такой подход вполне согласуется с применением уравнения Мещерского для движения тела переменной массы [4, 7].

Приращения длительности впрыска Δt и соответствующие им дискретные массы топлива Δm поддаются измерениям и их можно регистрировать аппаратными средствами.

В экспериментах каждое приращение длительности впрыска фиксировалось на киноплёнке с помощью скоростной кинокамеры. Одновременно с киносъёмкой регистрировались осциллограммы давления впрыска. Одна из совмещённых диаграмм давления впрыска, включающая 10 осциллограмм разной длительности, приведена на рис. 1.

Меняя при прочих равных условиях длительность впрыска вместе с количеством движения струи, можно менять её дальнобойность и время движения.

Взаимосвязь длительности впрыска и дальнобойности поясняется схемой, приведенной на рис. 2. При максимальной длительности впрыска струя движется по траектории S_1, S_2, S_3 и достигает стенки камеры. Для того чтобы струя достигла положения S_1 , необходима длительность впрыска, равная t_{p1} . Ограниченная длительностью впрыска t_{p1} , СРТ в течение времени $t_{к1}$ передаст количество движения вершине и далее будет продолжать движение по траектории $S_1 S'_1$. Увеличение длительности впрыска до значения t_{p2} , удлинит пробег струи до значения S_2 . Далее струя движется по инерции ($S_2 S'_2$). Здесь увеличенное количество движения впрыснутого топлива передается вершине струи за время $t_{к2}$. То же самое происходит

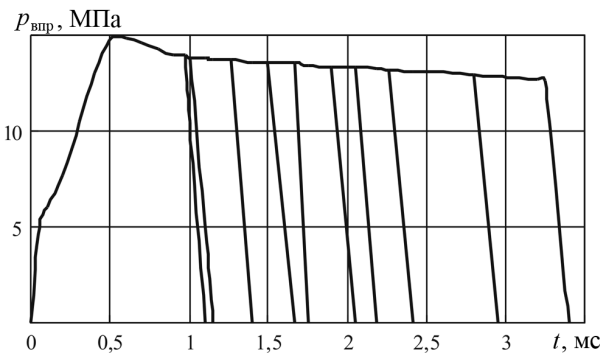


Рис. 1. Диаграмма $p_{\text{впр}} = f(t)$; $\rho_{\text{в}} = 25,5 \text{ кг/м}^3$; $t_{\text{впр}} = 1,10; 1,15; 1,40; 1,66; 1,75; 2,05; 2,28; 2,41; 2,95; 3,40 \text{ мс}$

при дальнейшем увеличении длительности впрыска. Кривая $S_1S_2S_3$ представляет зависимость дальности от времени ($S = f(t)$) для струи, питаемой распыленным топливом [5].

Приведенные опыты позволили выявить влияние длительности впрыска и времени движения дискретной массы на дальность СРТ. Зависимости $S = f(t)$ и $\alpha = f(t)$, где α — угол конуса струи, выявлялись по кинограммам. На рис. 3. приведена дальность струи для разных $t_{впр}$, а на рис. 4 — зависимость $\alpha = f(t)$.

Взаимосвязь величин t_p , t_k , S и t удобно определять по зависимостям $t_s = f(t_{впр})$, где по оси абсцисс отложены длительности впрыска, а по оси ординат — время движения струи до фиксированной дистанции [8]. Такие зависимости строились с применением кривых дальности $S = f(t)$ для всех значений действующих факторов и на каждой зависимости измерялись дистанции движения струи с шагом 10 мм при максимальном пробеге струи 105 мм. Одна из таких зависимостей приведена на рис. 5. Полученные зависимости показывают, что во всех случаях со снижением $t_{впр}$ в прямолинейных участках имеется изгиб линии. Момент изгиба определяется по оси абсцисс и соответствует длительности рабочей части осциллограммы давления впрыска t_p (см. рис. 2), необходимой

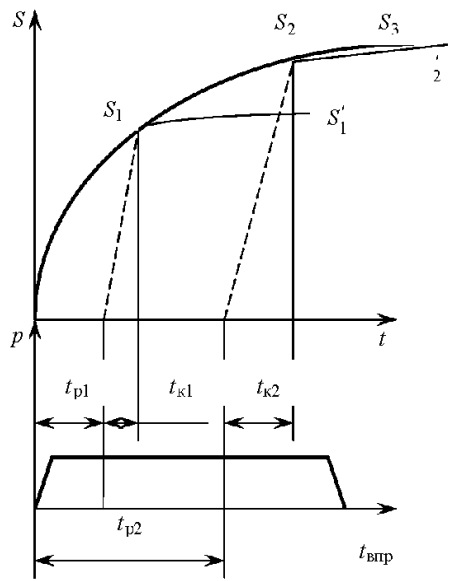


Рис. 2. Взаимосвязь давления и продолжительности впрыска с дальностью топливной струи

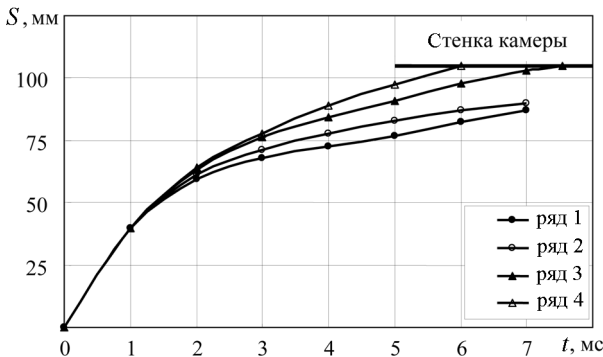


Рис. 3. Зависимости $S = f(t)$ для $d_c = 0,3$ мм:

ряд 1 — $t_{впр} = 1,20$ мс; ряд 2 — $t_{впр} = 1,40$ мс; ряд 3 — $t_{впр} = 1,90$ мс; ряд 4 — $t_{впр} = 2,47$ мс

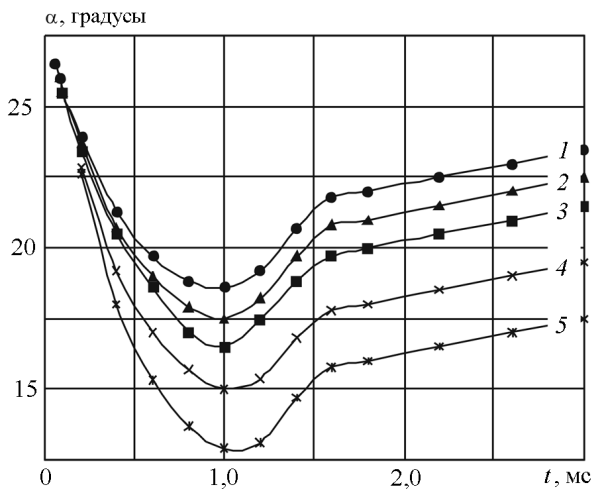


Рис. 4. Зависимость угла конуса топливной струи от давления впрыска для $d_c = 0,4$ мм, $\rho_b = 29$ кг/м³:
 1 – $p_{ак} = 58,86$ МПа; 2 – $p_{ак} = 49,05$ МПа; 3 – $p_{ак} = 39,24$ МПа; 4 – $p_{ак} = 29,43$ МПа; 5 – $p_{ак} = 19,62$ МПа

для достижения струей какой-либо фиксированной дистанции S . При определении точки изгиба учитывались длительность и крутизна заднего фронта гидроимпульса впрыска. Величина t_k определялась согласно разности

$$t_k = t_s - t_p$$

или по совмещенным диаграммам $S = f(t)$ и $S = f(t_p)$. Один из вариантов приведен на рис. 6.

Экспериментальный материал предоставил возможность получить зависимость $t_k = f(p_{впр})$, представленную на рис. 7, и зависимости $t_k = f(\rho_b)$, $t_k = f(d_c)$, которые применялись при выводе формул, представленных ниже. На рис. 7 видно, что t_k с ростом $p_{впр}$ снижается, но возрастает с увеличением дальнобойности струи.

В экспериментах отмечен рост t_k с увеличением ρ_b . Причем по мере удаления фронта струи от соплового отверстия степень влияния ρ_b на рост t_k возрастает.

Увеличение диаметра распыливающих отверстий вызывает снижение времени t_k . При этом влияние d_c на t_k также растет по мере движения струи.

При обработке экспериментального материала были получены значения коэффициентов и показателей степеней в следующих выражениях [5]:

— для коэффициента свободной турбулентности

$$a_{и} = 0,553We^{0,07246} M^{0,2067} \rho^{0,917},$$

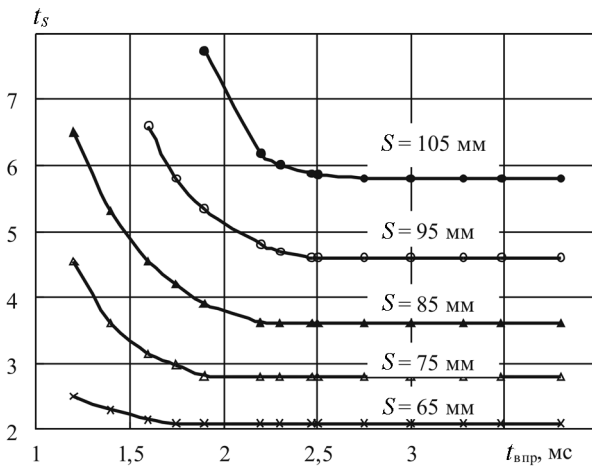


Рис. 5. Зависимость $t_s = f(t_{впр})$ для $d_c = 0,3$ мм

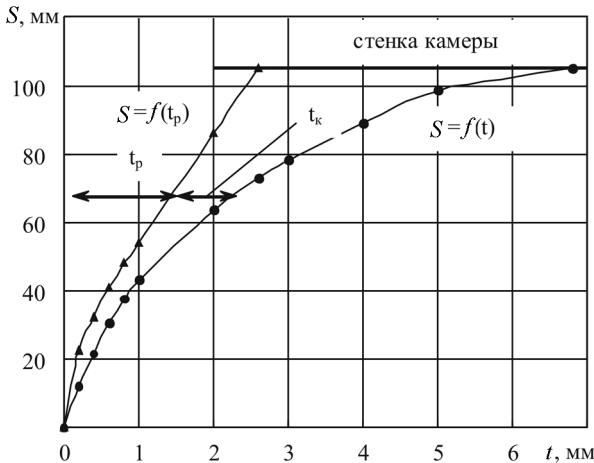


Рис. 6. Зависимости $S = f(t)$ и $S = f(t_p)$ для неменяющихся значений функции $S = f(t_{впр})$; $d_c = 0,3$ мм

который входит в выражение для движения вершины струи

$$S_{\phi} = \sqrt{\frac{d_c U_n t}{a_n \sqrt{2}}}$$

— для движения дискретной (элементарной) массы

$$\frac{S_k}{d_c} = 41,807 \frac{We^{0,161} - \mathcal{O}^{0,2105} M^{0,175}}{\rho^{0,291}}$$

Вместе с этим были получены выражения для показателей степеней при критериях, входящих в формулу угла конуса [5]:

$$\operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} = A_3 \frac{We^{l_3} \rho^{k_3}}{M^{n_3}}$$

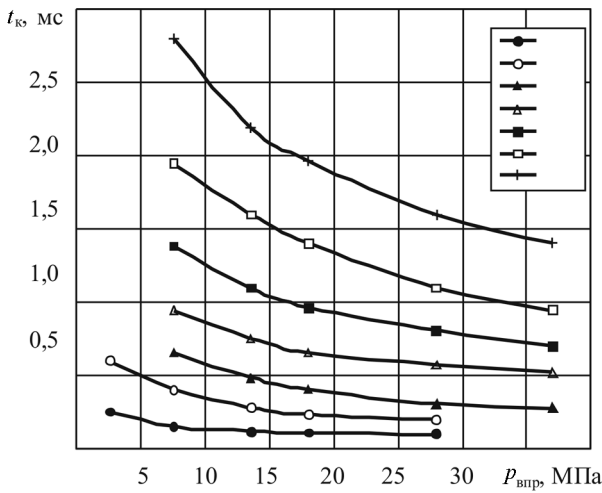


Рис. 7. Зависимость $t_k = f(p_{впр})$; $\rho_{в} = 29 \text{ кг/м}^3$; $d_c = 0,4 \text{ мм}$:

ряд 1 – $S = 45 \text{ мм}$; ряд 2 – $S = 55 \text{ мм}$; ряд 3 – $S = 65 \text{ мм}$; ряд 4 – $S = 75 \text{ мм}$; ряд 5 – $S = 85 \text{ мм}$; ряд 6 – $S = 95 \text{ мм}$; ряд 7 – $S = 105 \text{ мм}$

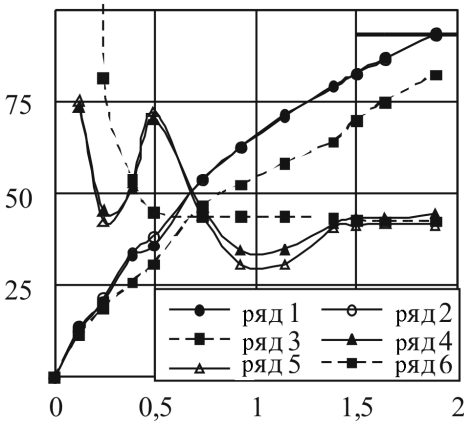


Рис. 8. Зависимости $S = f(t)$ и $\alpha = f(t)$ для $p_{впр} = 18,8 \text{ МПа}$:

ряд 1 – $S = f(t)$ экспериментальная; ряд 2 – $S = f(t)$ рассчитана; ряд 3 – $S = f(t)$ рассчитана по методу Лышевского; ряд 4 – $\alpha = f(t)$ экспериментальная; ряд 5 – $\alpha = f(t)$ рассчитана; ряд 6 – $\alpha = f(t)$ рассчитана по методу Лышевского

В приведенных формулах $U_{и}$ – скорость топлива, определенная через интегральный показатель давления впрыска (среднеинтегральное давление); A_3 – коэффициент; l_3 , k_3 , n_3 – показатели степеней, которые подчиняются выявленным для них зависимостям первого и второго порядка [9].

Выявление различий развития топливной струи в дизельном рабочем цикле и в бомбе проводилось в следующей, четвертой серии экспериментов [11]. Согласно условиям подобия при моделировании исследуемых процессов в качестве базового были приняты два дизельных режима с давлениями впрыска 13,8 и 18,8 МПа. Длительности впрыска задавались 4,7 и 4,1 мс соответственно, что позволило выдерживать одинаковой цикловую подачу топлива 0,083 г. Плотность воздушного заряда в фазе движения струи до стенки камеры выдерживались

в обоих случаях неизменной в диапазоне значений $16,3 \dots 17,75 \text{ кг/м}^3$. При этом температура заряда изменялась от 724 до 736 К при частоте вращения коленчатого вала 600 мин^{-1} . Сохранялся профиль камеры сгорания дизелей ряда ЧН 26/26. Воспламенение топлива начиналось после того, как вершина струи касалась стенки камеры, пробежав дистанцию 95 мм за $1,8 \dots 2 \text{ мс}$. Одновременно с кинорегистрацией этих процессов регистрировались индикаторные диаграммы и осциллограммы давления впрыска.

Затем при тех же значениях плотности воздушного заряда, длительности впрыска и том же режиме работы ДПО моделировались аналогичные процессы, в которых температура заряда изменялась от 474 до 480 К, что исключало воспламенение топлива. Плотность заряда регулировалась давлением и температурой наддува и сохранялась такой же, как и в дизельных режимах. Во всех опытах проводилась регистрация диаграмм сжатия-расширения и давления впрыска.

В следующей группе экспериментов ДПО был переведен в режим холодной бомбы. При этом параметры впрыска тоже сохранялись такими же, как в дизельном режиме, а ρ_v выдерживалась равной ее среднеинтегральному значению за период движения струи. Регистрировались только осциллограммы давления впрыска. Температура заряда выдерживалась равной 20°C .

Полученные результаты позволили дать оценку тепловому и газодинамическому воздействиям воздушного заряда на развитие топливной струи и сделать заключение о практической применимости результатов исследований, проведенных в бомбе. Из них следует, что газодинамические потоки и температура воздушного заряда, характерные для исследуемого класса дизелей, существенного воздействия на дальнобойность топливной струи не оказывают, но влияние температуры на угол конуса является довольно значительным. После охвата струи пламенем ее угол конуса может увеличиться в $1,5\text{--}2$ раза.

Полученный материал применялся для проверки разработанного метода расчета развития топливной струи, позволяющего определять дальнобойность струи с точностью $6,2\%$, а угол конуса — $12,5\%$. На рис. 8 сопоставлены дальнобойность и угол конуса струи топлива по результатам эксперимента, расчета по предлагаемому методу и расчета по методу А.С. Лышевского. Предлагаемый метод позволяет рассчитывать геометрические параметры топливной струи в диапазоне давлений впрыска, значительно превышающих давления, применявшиеся в экспериментах.

Выводы. 1. Выполнено обоснование применения уравнения движения тела переменной массы для турбулентной модели топливной струи.

2. Показано, что учет действия переднего фронта давления впрыска следует проводить с помощью интегрирования диаграмм давления.

3. Показано, что время движения элементарных масс топлива определяется их средней скоростью.

4. Найдена возможность решения задачи о движении топливной струи.

5. Предложена методика проведения исследований топливной струи согласно уравнению движения тела переменной массы при нестационарном истечении топлива.

6. Результатом исследований явились качественная и количественная оценки воздействия переднего фронта, давления впрыска в интервале 10...50 МПа, плотности воздушного заряда в интервале 16...35 кг/м³ и диаметра распыливающих отверстий 0,3...0,6 мм на развитие топливной струи.

7. Моделирование дизельных процессов позволило оценить газодинамическое и тепловое воздействия воздушного заряда на развитие топливной струи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Марков В. А., Девянин С. Н., Мальчук В. И. Впрыскивание и распыливание топлива в дизелях. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2007. – 359 с.
2. Кавтарадзе Р. З. Теория поршневых двигателей. Специальные главы. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2008. – 719 с.
3. Грехов Л. В., Иващенко Н. А., Марков В. А. Топливная аппаратура и управления дизелей. – М.: Легион–Автодата, 2005. – 334 с.
4. Гриншпан А. З., Романов С. А., Свиридов Ю. Б. Аналитическая модель факела распыленного жидкого топлива в неподвижной газовой среде // Труды ЦНИТА. – 1975. – Вып. 64. – С. 18–22.
5. Лышевский А. С. Распыливание топлива в судовых дизелях. – Л.: Судостроение, 1971. – 248 с.
6. Крупский М. Г., Рудаков В. Ю. Опыт организации объемного смешения по результатам исследований на двигателе с прозрачными окнами // Двигателестроение. – 2009. – № 2. – С. 31–34.
7. Свиридов Ю. Б., Малявинский Л. В., Вихерт М. М. Топливо и топливоподача автотракторных дизелей. – Л.: Машиностроение, 1979. – 246 с.
8. Всероссийский научно-технический семинар по автоматическому управлению и регулированию теплотехнических установок им. проф. Крутова В.И. // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Машиностроение. – 2007. – № 4.
9. Крупский М. Г., Рудаков В. Ю., Чугунов А. В. Методика расчета геометрических параметров струи распыленного топлива в камерах сгорания дизелей // Новые технологии. – 2000. – № 2. – С. 31–33.
10. Крупский М. Г., Рудаков В. Ю. Расчет геометрических параметров струи топлива при впрыске в камеру сгорания дизеля // Двигателестроение. – 2008. – № 1. – С. 24–25.
11. Рудаков В. Ю. Исследование теплового и газодинамического воздействия воздушного заряда на развитие топливной струи // Двигатель. 2004. – № 4. – С. 7–9; – 2005. № 1. – С. 46–47.

Статья поступила в редакцию 06.02.2011