

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ТОПЛИВНО-ВОЗДУШНОГО ФАКЕЛА ДИЗЕЛЯ

П.К. Сеначин, В.В. Чертищев, А.П. Сеначин

*В работе предпринята попытка построения математической модели топливно-воздушного факела дизеля, как системы взаимодействующих переменных масс (зон). Факел дизеля разбит на слои (не более 7-ми слоев), каждый из которых в свою очередь разбивается на кольца (не более 4-х колец). Каждая из зон обменивается с другими зонами и окружающим газом энергией, импульсом и массой.*

Математическое моделирование нестационарных трехмерных (или двумерных) течений с химическими реакциями в настоящее время весьма затруднено из-за отсутствия у разработчиков энергетических силовых агрегатов достаточно мощных многопроцессорных вычислительных комплексов, соответствующих компьютерных программ и возможностей сопровождения чрезвычайно сложных вычислительных процедур, что ограничивает возможности создания новой техники и приводит к отставанию от мирового уровня. В работе предпринята попытка построения достаточно простой математической модели, адекватно описывающей динамику развития топливно-воздушного факела, которая может стать основой построения модели процесса сгорания в дизелях [1, 2].

Положим за  $\varphi = 0, 2\pi, \dots$  угол поворота коленчатого вала (ПКВ), соответствующий верхней мертвой точке,  $\varphi_0$ —угол ПКВ, соответствующий началу поднятия иглы клапана топливного насоса, а за  $\varphi_1$  угол начала подачи топлива (здесь  $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_0$  есть физическое время задержки подачи топлива в камеру сгорания). Скорость истечения топлива (скорость на срезе сопла)  $w_0$  и закон подачи топлива (в расчете на одну топливную струю)  $dm_f/d\varphi$  связаны уравнением неразрывности потока:

$$\frac{dm_f}{dt} = 2\pi n_0 \frac{dm_f}{d\varphi} = \rho_f \frac{\pi d_0^2}{4} w_0,$$

где  $n_0$ —частота вращения коленчатого вала,  
 $\rho_f$ —плотность жидкого топлива,  
 $d_0$ —диаметр устья сопла.

Мгновенная скорость истечения топлива  $w_0 = w_0(\varphi)$  может быть определена из уравнения изотермического течения несжимаемой жидкости (уравнения Бернулли):

$$p_f(\varphi) = p(\varphi) + \rho_f \frac{w_0^2}{2},$$

где  $p_f = p_f(\varphi)$ —давление впрыска (давление перед форсункой) как функция угла ПКВ,

$p = p(\varphi)$ —текущее давление в камере сгорания дизеля.

Из этих уравнений имеем скорость истечения, ее производную по  $\varphi$  и закон подачи топлива:

$$w_0 = \sqrt{[p_f(\varphi) - p(\varphi)] \cdot 2 / \rho_f}, \quad (1)$$

$$\frac{dw_0}{d\varphi} = \frac{dp_f(\varphi)/d\varphi - dp(\varphi)/d\varphi}{\sqrt{2\rho_f[p_f(\varphi) - p(\varphi)]}}, \quad (2)$$

$$\frac{dm_f}{d\varphi} = \rho_f \frac{d_0^2}{8n_0} w_0. \quad (3)$$

Пусть топливно-воздушный факел, условно представляющий собой усеченный конус с углом раскрытия  $2\beta$  и вершинным диаметром  $d_0$ , при координате  $z_0 = d_0/(2 \operatorname{tg} \beta)$ , состоит из  $J$  слоев (рис. 1). Как показывают предварительные исследования, достаточная для практических расчетов точность достигается при значении  $J$  в пределах от 5 до 7. Обозначим координаты и скорости передней и задней границ  $j$ -го слоя как  $z_j, z_{j+1}$  и  $w_j, w_{j+1}$  соответственно. В центре  $j$ -го слоя скорость потока  $W_j = (w_j + w_{j+1})/2$  и координата  $Z_j = (z_j + z_{j+1})/2$ .

Более детальная структура факела следующая. Топливо-воздушный факел представляет собой многозонный слоеный пирог, состоящий из  $J$  слоев (в модели от 4 до 7 слоев), каждый из которых содержит кольца в количестве  $l$  штук (в модели от 2-х до 4-х колец, включая осевой усеченный конус), которые обмениваются энергией, импульсом и массой между собой и окружающим факел газом. Факелы всех  $N$  сопел топливной форсунки считаются идентичными, поэтому соответствующие области всех факелов условно могут быть объединены в общие зоны.

Таким образом, с учетом окружающего газа, в рабочем объеме камеры сгорания и цилиндра двигателя рассматриваются от 11 до 22 основных зон, связанных между собой уравнениями баланса (табл. 1).

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ТОПЛИВНО-ВОЗДУШНОГО ФАКЕЛА ДИЗЕЛЯ

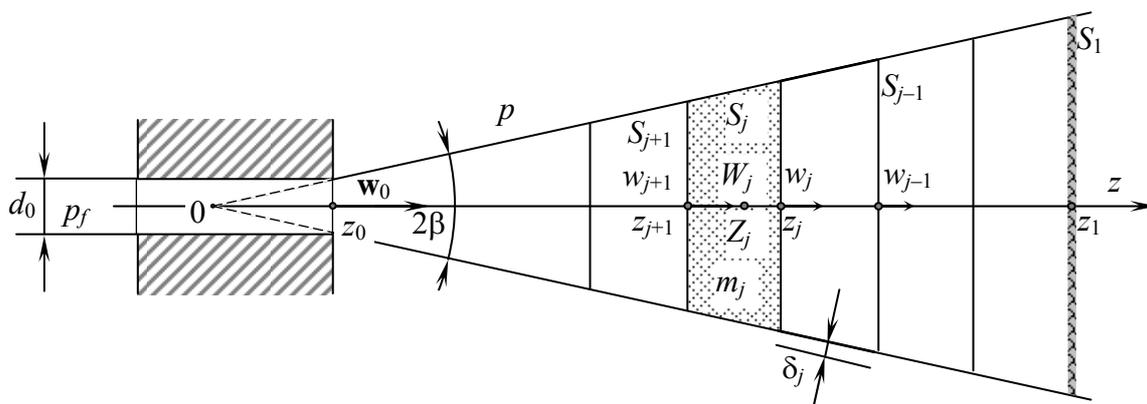


Рис. 1. К расчету параметров топливно-воздушного факела дизеля

Таблица 1  
Варианты расчетных моделей факела

№ пп.	Число слоев вдоль оси факела	Число колец в слое	Число основных зон
1	4	2	9
2	4	3	13
3	4	4	17
4	5	2	11
5	5	3	16
6	5	4	21
7	6	2	13
8	6	3	19
9	6	4	25
10	7	2	15
11	7	3	22
12	7	4	29

Например, вариант 11 предполагает расчет дизельного факела, состоящего из 7 слоев и 3 колец в каждом слое, что соответствует 22-зонной модели факела (с учетом зоны окружающего факел газа).

Внутренний массообмен между слоями через переднюю и заднюю границы в нашей физической модели топливно-воздушного факела отсутствует (за исключением формирующегося  $k$ -го слоя, в который поступает жидкое топливо). Кроме того, первый (лидирующий) слой через свою переднюю границу диффузионно обменивается с окружающим газом, а  $N$ -й (замыкающий) слой диффузионно обменивается через свою заднюю границу. В пределах каждого слоя в радиальном направлении массообмен также имеет место. Внешний массообмен для всех слоев осуществляется через образующие поверхности конуса (периферийные границы) двумя способами: инжекцией (окружающего газа) и турбулентной диффузией. Скорости притока и оттока масс отдельных компонентов топливно-воздушной смеси определяются диф-

фузионными процессами. При численных расчетах, по-видимому, достаточно ограничиться следующими 17 газовыми компонентами смеси:  $O_2, N_2, Ar, H_2O, CO_2, O, H, C, N, OH, CO, NO, CH, HCO, HO_2, H_2,$  и  $CH_4$ . Кроме того, до момента воспламенения (начала горения) в окружающем газе и факельных зонах содержатся пары дизельного топлива (химическая формула  $C_cH_hO_o$ ), появившиеся в результате испарения капель впрыскиваемого топлива. В отдельных расчетах (например, нормальной скорости пламени или процессов сажеобразования) могут быть также включены молекулы  $H_2O_2$  и следующие компоненты – продукты распада молекул топлива:  $CH_2, CH_3, C_2H_2$  и  $C_2H_4$ .

Определение момента начала горения производится с помощью дополнительных математических блоков [3, 4]. Эти уравнения необходимо также включить в общую модель динамики начальной фазы смесеобразования и развития факела до момента начала быстрого (фронтального) горения паров топлива.

Зоны представляют собой дисперсную среду, состоящую из газовых объемов с включенными и зафиксированными в них каплями распыленного жидкого топлива. После окончания быстрого (фронтального) горения паров жидкого топлива, успевшего испариться до момента воспламенения факела, начинается процесс диффузионного горения каплей жидкого топлива во всех рассматриваемых зонах факела. Различные варианты расчета предполагают моделирование горения монодисперсного топлива (однофракционного с осредненным диаметром капель – Модель Ф1) или полидисперсного, учитывающее реальное распределения частиц по размерам по статистике Розина-Раммлера.

В соответствии с диффузионной теорией горение капли жидкого топлива происходит в

газовой фазе во фронте диффузионного пламени на некотором расстоянии от поверхности капли (причем диаметр фронта  $D_{ij}^{(f)}$  пламени значительно больше диаметра капли  $D_{ij}^{(s0)}$ ) в области стехиометрического соотношения между парами жидкого топлива и окислителем [5], согласно которой массовая скорость горения капли определяется уравнением:

$$\frac{dm_{ij}^{(s0)}}{d\varphi} = \frac{\text{Nu} \lambda_{ij}^{(g)} M_s}{2 < C_{pij}^{(g)} > (1/D_{ij}^{(s0)} - 1/D_{ij}^{(f)})} \times \ln \left[ 1 + \frac{< C_{pij}^{(g)} > (T_{ij}^{(f)} - T_s)}{H_s} \right] \quad (4)$$

Во всех основных зонах факела и окружающем газе рассчитывается равновесных состав всех 18 учитываемых газовых компонентов смеси. При написании математической модели максимально учитываются физико-химические процессы, протекающие в делях и отраженные в известной литературе [5-12].

Далее приведем некоторые соотношения из элементарной математической модели потенциального квазистационарного течения затопленной топливно-воздушной струи как системы взаимодействующих переменных масс.

Закон изменения проекции импульса  $j$ -го слоя на ось Oz может быть записан приближенно в виде:

$$m_j \frac{dW_j}{dt} = F_j - F_{vj} + w_j \frac{dm_j^+}{dt} - W_j \frac{dm_j^+}{dt} \quad (5)$$

Для проекции касательного напряжения, обусловленного силами вязкого трения, на ось Oz из закона Ньютона имеем:

$$\tau_j = \eta_j \left| \frac{dW_j}{dr} \right|_{\max} \approx \nu_j \rho_j \frac{W_j}{\delta_j} \approx \nu_j \frac{m_j}{V_j} \cdot \frac{W_j}{\delta_j},$$

$$F_{vj} = \frac{3m_j K_v}{\text{tg} \beta} \cdot \frac{z_j^2 - z_{j+1}^2}{z_j^3 - z_{j+1}^3} W_j^2 \left( K_v = \frac{\nu_j}{\delta_j W_j} \right) \quad (6)$$

Здесь  $\nu_j$  и  $V_j$  – кинематическая вязкость и объем слоя;

$S_{vj}$  – площадь боковой поверхности усеченного конуса;

$K_v$ , – коэффициент потери импульса  $j$ -м слоем, одинаковый для всех слоев (толщина пограничного слоя  $\delta_j$  обратно пропорциональна скорости потока  $W_j$ ).

Полная сила, действующая на выделенный объем, равна интегралу от давления, взятому по всей его поверхности. Положим,

что давление на боковую поверхность факела равно текущему давлению в камере. Разностная сила давления  $F_j$  на  $j$ -й сформировавшийся слой может быть представлена в виде

$$F_j = - \iint pdS_z = (j = 1, K, N) (p - p_j) S_j - (p - p_{j+1}) S_{j+1},$$

а давление согласно уравнению Бернулли

$$p_j + \frac{1}{2} \rho_{j+1} w_j^2 = p_{j+1} + \frac{1}{2} \rho_{j+1} w_{j+1}^2 = p_*,$$

где  $p_*$  – давление торможения. Запишем уравнение Бернулли для сечений в виде:

$$\begin{cases} p_1 = p_* - \frac{1}{2} \frac{m_1}{V_1} w_1^2, \\ p_{j+1} = p_* - \frac{1}{2} \frac{m_j + m_{j+1}}{V_j + V_{j+1}} w_{j+1}^2; \\ p_{N+1} = p_* - \frac{1}{2} \frac{m_N}{V_N} w_{N+1}^2, \end{cases} \quad (7)$$

$$p_1 - p_{N+1} = \frac{m_N}{V_N} \cdot \frac{w_{N+1}^2}{2} - \frac{m_1}{V_1} \cdot \frac{w_1^2}{2}.$$

Тогда для разностной силы давления, действующей на слой, получаем уравнения:

$$\begin{cases} F_1 = \pi \text{tg}^2 \beta (p - p_*) (z_1^2 - z_2^2) + \frac{3m_1}{2} \left[ \frac{w_1^2 z_1^2}{z_1^3 - z_2^3} - \left( 1 + \frac{m_2}{m_1} \right) \frac{w_2^2 z_2^2}{z_1^3 - z_3^3} \right]; \\ F_j = \pi \text{tg}^2 \beta (p - p_*) (z_j^2 - z_{j+1}^2) + \frac{3m_j}{2} \times \left[ \left( \frac{m_{j-1}}{m_j} + 1 \right) \frac{w_j^2 z_j^2}{z_{j-1}^3 - z_{j+1}^3} - \left( 1 + \frac{m_{j+1}}{m_j} \right) \frac{w_{j+1}^2 z_{j+1}^2}{z_j^3 - z_{j+2}^3} \right]; \\ F_N = \pi \text{tg}^2 \beta (p - p_*) (z_N^2 - z_{N+1}^2) + \frac{3m_N}{2} \left[ \left( \frac{m_{N-1}}{m_N} + 1 \right) \frac{w_N^2 z_N^2}{z_{N-1}^3 - z_{N+1}^3} - \frac{w_{N+1}^2 z_{N+1}^2}{z_N^3 - z_{N+1}^3} \right]. \end{cases} \quad (8)$$

Для сформировавшихся слоев, полагая в (3)  $W_j = 0$ , получим:

$$\frac{dW_j}{d\varphi} = \frac{1}{2\pi n_0} \frac{F_j}{m_j} - \frac{1}{2\pi n_0} \frac{F_{vj}}{m_j} - \frac{1}{m_j} \frac{dm_j^+}{d\varphi} W_j.$$

Подставляя сюда выражения для сил из соотношений (4) и (6), придем к уравнению

движения сформировавшегося слоя топливно-воздушного факела как функции  $\varphi$  в виде:

$$\frac{dW_1}{d\varphi} = \frac{3}{4\pi m_0} \left[ \frac{w_1^2 z_1^2}{z_1^3 - z_2^3} - \left(1 + \frac{m_2}{m_1}\right) \frac{w_2^2 z_2^2}{z_1^3 - z_3^3} \right] - \frac{1}{m_1} \frac{dm_1^+}{d\varphi} W_1 + \frac{\text{tg}^2 \beta}{2n_0 m_1} (p - p_*) (z_1^2 - z_2^2) - \quad (9a)$$

$$\frac{3K_v}{2\pi m_0 \text{tg} \beta} \frac{z_1^2 - z_2^2}{z_1^3 - z_2^3} W_1^2;$$

$$\frac{dW_j}{d\varphi} = \frac{3}{4\pi m_0} \left[ \frac{\left(\frac{m_{j-1}}{m_j} + 1\right) \frac{w_j^2 z_j^2}{z_{j-1}^3 - z_{j+1}^3} - \left(1 + \frac{m_{j+1}}{m_j}\right) \frac{w_{j+1}^2 z_{j+1}^2}{z_j^3 - z_{j+2}^3}}{\right]} -$$

$$\frac{1}{m_j} \frac{dm_j^+}{d\varphi} W_j + \frac{\pi \text{tg}^2 \beta}{2\pi m_0 m_j} (p - p_*) (z_j^2 - z_{j+1}^2) - \quad (9б)$$

$$\frac{3K_v}{2\pi m_0 \text{tg} \beta} \frac{z_j^2 - z_{j+1}^2}{z_j^3 - z_{j+1}^3} W_j^2 \quad (j = 1, K, N);$$

$$\frac{dW_N}{d\varphi} = \frac{3}{4\pi m_0} \left[ \frac{\left(\frac{m_{N-1}}{m_N} + 1\right) \frac{w_N^2 z_N^2}{z_{N-1}^3 - z_{N+1}^3} - \frac{w_{N+1}^2 z_{N+1}^2}{z_N^3 - z_{N+1}^3}}{\right]} -$$

$$\frac{1}{m_N} \frac{dm_N^+}{d\varphi} W_N + \frac{\pi \text{tg}^2 \beta}{2\pi m_0 m_N} (p - p_*) (z_N^2 - z_{N+1}^2) - \quad (9в)$$

$$\frac{3K_v}{2\pi m_0 \text{tg} \beta} \frac{z_N^2 - z_{N+1}^2}{z_N^3 - z_{N+1}^3} W_N^2.$$

Пусть слои формируются по мере подачи жидкого топлива, причем массы капель дизельного топлива одинаковы в каждом формирующемся слое:  $m_{dj} = m_j / N$ . На движущуюся в камере сгорания струю действует сила сопротивления, равная суммарной силе давления на струю, что дает еще одно уравнение:

$$-\iint pdS_z = (p - p_1)S_1 - (p - p_{N+1})S_{N+1} = \pi \text{tg}^2 \beta (p - p_*) (z_1^2 - z_{N+1}^2) + \frac{3}{2} \left( \frac{m_1 w_1^2 z_1^2}{z_1^3 - z_2^3} - \frac{m_N w_{N+1}^2 z_{N+1}^2}{z_N^3 - z_{N+1}^3} \right) = -CS_1 \frac{\rho w_1^2}{2} - C\pi \text{tg}^2 \beta z_1^2 \frac{pM}{RT} \cdot \frac{w_1^2}{2},$$

где  $C$  – коэффициент сопротивления (порядка единицы), зависящий от числа Рейнольдса;

$p$  – давление в камере сгорания;  
 $M, T$  – средняя молярная масса и температура окружающего факел газа.

Принимая плотность в первом и последнем слоях неизменной по объему, перепишем это уравнение в виде:

$$\pi \text{tg}^2 \beta (p - p_0) (z_1^2 - z_{N+1}^2) + \left( C\pi \text{tg}^2 \beta \frac{pM}{RT} + \frac{3m_1}{z_1^3 - z_2^3} \right) \cdot \frac{w_1^2 z_1^2}{2} = \quad (10)$$

$$\frac{3m_N}{2} \frac{w_{N+1}^2 z_{N+1}^2}{z_N^3 - z_{N+1}^3}.$$

Давления на торцах формирующегося  $k$ -го слоя с координатами передней и задней границ  $z_k$  и  $z_{k+1} = z_0$  соответственно в соответствии с законом Бернулли можно представить соотношениями:

$$p_0 = p_* - \rho_f \cdot \frac{w_0^2}{2};$$

$$p_k = p_* - \frac{m_{k-1} + m_k}{V_{k-1} + V_k} \cdot \frac{w_k^2}{2} =$$

$$p_* - \frac{3}{\pi \text{tg}^2 \beta} \frac{m_{k-1} + m_k}{z_{k-1}^3 - z_{k+1}^3} \cdot \frac{w_k^2}{2};$$

тогда

$$F_k = -\iint pdS_z = (p - p_k)S_k - (p - p_0)S_0 \quad (k = 1, K, N).$$

После подстановки выражений для давлений получим:

$$F_k = \pi (p - p_*) \left( \text{tg}^2 \beta z_k^2 - \frac{1}{4} d_0^2 \right) +$$

$$\frac{3}{2} \frac{m_{k-1} + m_k}{z_{k-1}^3 - z_{k+1}^3} w_k^2 z_k^2 - \frac{1}{8} \pi \rho_f w_0^2 d_0^2.$$

Уравнение (8) принимает вид:

$$\text{tg}^2 \beta (p - p_*) z_1^2 - (p - p_0) \frac{d_0^2}{4} + \left( \frac{3}{\pi} \frac{m_1 z_1^2}{z_1^3 - z_2^3} + C \text{tg}^2 \beta z_1^2 \frac{pM}{RT} \right) \frac{w_1^2}{2} = 0.$$

Для формирующегося  $k$ -го слоя уравнение (3) запишется в виде:

$$m_k \frac{dW_k}{dt} = F_k - F_{vk} + w_0 \frac{dm_f}{dt} - W_k \frac{dm_k^+}{dt}$$

или

$$\frac{dW_k}{d\varphi} = \frac{F_k}{2\pi n_0 m_k} - \frac{F_{vk}}{2\pi n_0 m_k} + \frac{\rho_f d_0^2}{m_k 8n_0} w_0^2 - \frac{1}{m_k} \frac{dm_k^+}{d\varphi} W_k.$$

Здесь сила  $F_k$  будет иметь уже иной, чем для сформировавшегося слоя, вид в соответствии с формулой (8а).

Уравнения движения формирующихся слоев принимают вид:

для первого слоя

$$\frac{dW_1}{d\varphi} = \frac{p - p^*}{2n_0 m_1} \left( \operatorname{tg}^2 \beta z_1^2 - \frac{1}{4} d_0^2 \right) + \frac{3}{4\pi n_0} \frac{w_1^2 z_1^2}{z_1^3 - z_0^3} - \frac{\rho_f w_0^2 d_0^2}{16n_0 m_1} - \frac{3K_v}{2\pi n_0 \operatorname{tg} \beta} \times \frac{z_1^2 - z_0^2}{z_1^3 - z_0^3} W_1^2 + \frac{\rho_f d_0^2}{m_1 8n_0} w_0^2 - \frac{1}{m_1} \frac{dm_1^+}{d\varphi} W_1;$$

для последующих слоев

$$\frac{dW_k}{d\varphi} = \frac{p - p^*}{2n_0 m_k} \left( \operatorname{tg}^2 \beta z_k^2 - \frac{1}{4} d_0^2 \right) + \frac{3}{4\pi n_0} \left( \frac{m_{k-1}}{m_k} + 1 \right) \frac{w_k^2 z_k^2}{z_{k-1}^3 - z_{k+1}^3} - \frac{\rho_f w_0^2 d_0^2}{16n_0 m_k} - \frac{3K_v}{2\pi n_0 \operatorname{tg} \beta} \cdot \frac{z_k^2 - z_{k+1}^2}{z_k^3 - z_{k+1}^3} W_k^2 + \frac{\rho_f d_0^2}{m_k 8n_0} w_0^2 - \frac{1}{m_k} \frac{dm_k^+}{d\varphi} W_k.$$

Уравнение координат границ  $j$ -го слоя имеет вид:

$$\frac{dz_{j+1}}{d\varphi} = \frac{w_{j+1}}{2\pi n_0}; \quad \frac{dz_j}{d\varphi} = \frac{w_j}{2\pi n_0}, \quad \text{где } \varphi > \varphi_j,$$

причем при  $z_j = z_0$  и  $w_j = w_0$   $\varphi_j = \varphi$ .

Скорость и координата середины  $j$ -го слоя приближенно определяются как

$$W_j = \frac{w_{j+1} + w_j}{2}; \quad Z_j = \frac{z_{j+1} + z_j}{2}.$$

Для середины формирующегося слоя имеем скорость и  $z$ -координату в виде:

$$W_k = \frac{w_0 + w_k}{2}; \quad Z_k = \frac{z_0 + z_k}{2}.$$

Приведенные соотношения не описывают процессы смесеобразования и горения в дизеле, а являются лишь фрагментом более полной математической модели, создание которой в настоящее время подходит к завершению. В настоящей работе описана только динамика топливно-воздушного факела дизеля.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Основы газовой динамики. Аэродинамика больших скоростей и реактивная техника. Т. 3 / Ред. Г. Эммонс: Пер. с англ. под ред. Г.И. Баренблатта, Г.Г. Черного. – М.: Изд-во ИЛ, 1963. – 703 с.
2. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. – М.: Изд-во «Наука» ГРФМЛ, 1973. – 848 с.
3. Сеначин П.К., Матиевский Д.Д., Сеначин А.П. Метод расчета исходного состава газовой смеси в дизеле // Повышение экологической безопасности автотракторной техники: Сборник статей / Под ред. А.Л. Новоселова. – Барнаул: Изд-во АлтГТУ, 2001. – С. 6-10.
4. Сеначин П.К., Матиевский Д.Д., Сеначин А.П. Моделирование задержки воспламенения топлива в дизеле // Вестник АлтГТУ. – 2001. – № 3. – С. 64-68.
5. Кумагаи С. Горение / Пер. с япон. – М.: Изд-во «Химия», 1979/1980. – 256 с.
6. Брозе Д.Д. Сгорание в поршневых двигателях. – М.: Машиностроение, 1969. – 248 с.
7. Воинов А.Н. Процессы сгорания в быстроходных поршневых двигателях. – М.: Машиностроение, 1965. – 212 с.
8. Воинов А.Н. Сгорание в быстроходных поршневых двигателях. – М.: Машиностроение, 1977. – 278 с.
9. Вибе И.И. Теория двигателей внутреннего сгорания: Конспект лекций. – Челябинск: Изд-во Челябин. политехн. ин-т, 1974. – 252 с.
10. Разлейцев Н.Ф. Моделирование и оптимизация процесса сгорания в дизелях. Харьков: Вища школа; Изд-во при Харьк. ун-те, 1980.–169 с.
11. Петриченко Р.М. Физические основы внутрицилиндровых процессов в двигателях внутреннего сгорания: Учебное пособие. – Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1983. – 274 с.
12. Лебедев О.Н., Чирков С.Н. Теоретические основы процесса смесеобразования в дизелях. – Новосибирск: Изд-во НГАВТ, 1999. – 370 с.