

# МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЕЙ СВЕЧИ ЗАЖИГАНИЯ

К.Т.Н. Яхутль Д.Р., К.Т.Н. Малеев Р.А., к.ф.-м.н. Зуев С.М., Шматков Ю.М., Рябых Е.А.  
Московский политехнический университет, Москва, Россия  
eore@mospolytech.ru

*В данной статье исследованы основные факторы, определяющие тепловую характеристику свечи зажигания в диапазоне температур от 300 до 2500 градусов Кельвина. Определено оптимальное значение температуры теплового конуса. Представлена методика и алгоритмы численного моделирования теплового состояния свечи зажигания, которые позволили выполнить расчеты зависимости коэффициента теплопроводности керамических элементов свечи и удельной теплоемкости керамики изолятора от температуры. Проведен расчет рабочего цикла в цилиндре двигателя. Выполнен расчет распределения температуры тепловых потоков в элементах конструкции свечи зажигания.*

*Проведена оценка тепловой характеристики свечи зажигания методом численного моделирования рабочего цикла двигателя внутреннего сгорания. Проведен расчет мгновенного распределения температур в теле свечи зажигания и на ее поверхности. Проведены расчеты интенсивности тепловых потоков между свечей зажигания и прилегающих к ней частей рабочего тела.*

*Проведено моделирование рабочего цикла для различных режимов работы двигателя. Определены температурные поля свечей зажигания. Сформирован массив исходных данных для расчета температурных полей свечи зажигания. Определены зависимости температуры рабочего тела в окрестностях свечи зажигания от угла поворота коленчатого вала. Рассмотрены гармонические составляющие коэффициентов теплопередачи между рабочим телом и огневым ограждением цилиндра (коэффициент Вошни). Рассмотрены гармонические составляющие плотности теплового потока. Проведены расчеты теплового поля свечи для различных режимов работы двигателя с использованием метода конечных элементов. Расчет температурного поля свечи методом конечных элементов производился с использованием программ ANSYS, Solid Works, Inventor и др.*

**Ключевые слова:** численное моделирование, свеча зажигания, тепловое состояние, тепловые характеристики, температурное поле.

**Для цитирования:** Яхутль Д.Р., Малеев Р.А., Зуев С.М., Шматков Ю.М., Рябых Е.А. Методика определения температурных полей свечи зажигания // Известия МГТУ «МАМИ». 2021. № 1 (47). С. 46–53. DOI: 10.31992/2074-0530-2021-47-1-46-53.

## Введение

Основным фактором, определяющим тепловую характеристику свечи зажигания (далее – СЗ), является мощность теплового потока, отдаваемая такими элементами ее конструкции, как тепловой конус изолятора, а также центральный и боковые электроды, прилегающему слою топливовоздушной смеси в камере сгорания бензинового двигателя на такте сжатия [1]. Недостаточная мощность этого потока приводит к образованию нагара. Если же его мощность выше некоторого критического значения, в прогретом объеме смеси резко ускоряются предпламенные реакции и происходит самовозгорание, приводящее к появлению самораспространяющегося пламени, т.е. к калийному зажиганию (КЗ) [2].

## Цель исследования

В данной статье исследованы основные факторы, определяющие тепловую характеристику свечи зажигания в диапазоне температур от 300 до 2500 градусов Кельвина.

## Основная часть

Минимальный объем  $\Delta V_f$  зародыша пламени зависит от состава топливовоздушной смеси и газодинамических условий в цилиндре. Он может быть вычислен по методике, предложенной Б. Льюисом и Г. фон Эльбе [3].

Рассмотрим  $t_q$  – время, необходимое для нагрева этого объема до температуры  $T_q$ , при которой начинают идти предпламенные реакции, рассчитываемое по условиям теплоотдачи нагретых элементов конструкции СЗ топливовоздушной смеси в цилиндре, а  $p_q$  – давление

в цилиндре в этот момент времени [4]. Тогда момент  $t_{ign}$  возникновения КЗ, отсчитываемый от момента закрытия впускного клапана, можно подсчитать по формуле:

$$t_{ign} = \Delta t_q + 19,75 \left( \frac{ON}{100} \right)^{3,4107} p_q^{-1,7} \exp \left( \frac{3800}{T_q} \right), \quad (1)$$

где ON-октановое число бензина.

Условием возникновения КЗ в цилиндре бензинового двигателя является при этом выполнение очевидного неравенства  $t_{ign}$ :

$$\frac{180 - \varphi_a - \theta}{n} > t_{ign}, \quad (2)$$

где  $\varphi_a$  – угол запаздывания закрытия впускного клапана, градусов ПКВ,  $\theta$  – угол опережения зажигания, а  $n$  – частота вращения коленчатого вала двигателя, мин<sup>-1</sup>.

Неравенство (2) означает, что самовозгорание бензовоздушной смеси (КЗ) происходит раньше момента искрообразования.

Для того чтобы оценить тепловую характеристику СЗ необходимо выполнить численное моделирование рабочего цикла ДВС, сопровождаемое расчетом мгновенного распределения температур  $T(t,x,y,z)$  в теле СЗ и на ее поверхности и интенсивности тепловых потоков между СЗ и прилегающими к ней частями рабочего тела. Выполнение такой программы в полном объеме потребует значительных ресурсов даже для современных вычислительных средств. Поэтому для эффективного моделирования тепловых процессов необходимо упростить постановку задачи.

Для этого принимаем, что оценку тепловой характеристики СЗ целесообразно проводить для установившегося наиболее нагруженного режима работы ДВС, а решение задачи численного моделирования разбиваем на два этапа, на первом из которых выполняется расчет рабочего цикла в цилиндре двигателя, а на втором – выполняется расчет распределения температуры и тепловых потоков в элементах конструкции СЗ.

Можно показать, что численное моделирование рабочего цикла ДВС допустимо выполнить в предположении, что температура элементов огневого ограждения цилиндра (головки цилиндра, огневой поверхности поршня, боковой поверхности цилиндра) не зависит от угла поворота коленчатого вала, в то время как температура рабочего тела меняется на порядок от  $T_{min} \approx 300^\circ \text{ К}$  до  $T_{max} \approx 3000^\circ \text{ К}$ .

Для этого рассмотрим уравнение распространения тепла:

$$pc \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div}(\lambda \text{grad } T), \quad (3)$$

где  $p$  – плотность вещества, кг/м<sup>3</sup>;  $c$  – его теплоемкость, а  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности, Вт/м·К.

Теплофизические параметры  $p$ ,  $c$  и  $\lambda$  металлических элементов конструкции практически не зависят от температуры  $T$  [5]. Поэтому для элементов огневого ограждения цилиндра уравнение (3) переходит в линейное уравнение:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right), \quad (4)$$

где  $x = \lambda/(pc)$  – коэффициент температуропроводности.

Из теории ДВС известно, что теплообмен на границе между рабочим телом и огневой поверхностью цилиндра происходит по закону Ньютона [6]:

$$\lambda \frac{\partial T_w}{\partial n} = \alpha_w (T_w - T_\infty), \quad (5)$$

где  $T_w$  – температура поверхности;  $T_\infty$  – температура рабочего тела в цилиндре;  $\partial/\partial n$  – производная по нормали к поверхности, а  $\alpha_w$  – коэффициент теплообмена (теплоотдачи) между рабочим телом и огневым ограждением цилиндра.

Коэффициент  $\alpha_w$  вычисляется по формуле, предложенной профессором Вошни:

$$\alpha_w = 0,12793 \cdot 10^{-3} D_c^{-0,2} T_\infty^{-0,53} p^{0,8} W^{0,8};$$

$$\alpha_w = 0,12793 \cdot 10^{-3} D_c^{-0,2} T_\infty^{-0,53} p^{0,8} W^{0,8}. \quad (6)$$

Здесь  $D_c$  диаметр цилиндра, а давление  $p$  измеряется в барах. Компонента  $W$  в формуле (6) является сложной функцией геометрических и режимных параметров двигателя.

В установившемся режиме продолжительность рабочего цикла  $t = \text{const}$ . Поэтому  $\alpha_w$  и произведение  $\alpha_w T_\infty$  являются периодическими функциями времени и их можно представить в виде рядов Фурье:

$$\alpha_w(t) = \overline{\alpha_w} + \sum_{k=-\infty}^{\infty} [\alpha_{c,k} \text{soc}(k\omega t) + \alpha_{c,k} \sin(k\omega t)], \quad (7)$$

$$q_w(t) = \alpha_w T_\infty = \overline{q_w} + \sum_{k=-\infty}^{\infty} [q_{c,k} \text{soc}(k\omega t) + q_{c,k} \sin(k\omega t)], \quad (8)$$

где  $\omega = 2\pi/t$  – угловая частота рабочего цикла.

Пренебрегая для простоты кривизной поверхности, можно уравнения (4) и (5) переписать в виде:

$$\frac{\partial T_w}{\partial t} = X \frac{\partial^2 T_w}{\partial x^2}; \quad (9)$$

$$\lambda \frac{\partial T_w}{\partial x} \Big|_{x=0} = \alpha_w(t) T_w(t, 0) - q_w(t). \quad (10)$$

Пусть  $L$  – условная толщина стенки, причем на поверхности  $x = L$  происходит теплообмен с системой охлаждения, имеющей температуру  $T_L$ , т.е. справедливо уравнение:

$$\lambda \frac{\partial T_w}{\partial x} \Big|_{x=L} = \alpha_L(t) (T_w(t, L) - T_L), \quad a_L = \text{const}. \quad (11)$$

Линейность уравнения (9), а также граничных условий (10) и (11) позволяет записать решение задачи (9)–(11) в виде суммы:

$$T(x, t) = \bar{T}(x) + \tilde{T}(x, t) + \tilde{\tilde{T}}(x, t). \quad (12)$$

Она включает в себя не зависящую от времени (постоянную) составляющую  $\bar{T}(x)$ , свободную пульсирующую составляющую  $\tilde{T}(x, t)$  и принужденную пульсирующую составляющую  $\tilde{\tilde{T}}(x, t)$ .

Функция  $\bar{T}(x)$  является решением задачи:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d^2 T(x)}{dx^2} = 0 \\ \lambda \frac{dT(x)}{dx} \Big|_{x=0} = \bar{\alpha}_w \bar{T}(0) - q_w \\ \lambda \frac{dT(x)}{dx} \Big|_{x=L} = \alpha_L (\bar{T}(L) - T_L) \end{array} \right\}. \quad (13)$$

Это решение имеет вид:

$$\bar{T}(x) = \frac{\lambda(\bar{\alpha}_w T_w + \alpha_L T_L) + L \bar{\alpha}_w \alpha_L T_w - x \bar{\alpha}_w \alpha_L (T_w - T_L)}{\lambda(\alpha_w + \alpha_L) + L \bar{\alpha}_w \alpha_L}. \quad (14)$$

Так как  $T_w > T_L$ , оно является убывающей линейной функцией координаты  $x$ , т.е. расстояния от огневой поверхности цилиндра.

Пульсирующие составляющие  $\tilde{T}(x, t)$  и  $\tilde{\tilde{T}}(x, t)$  имеют вид рядов Фурье:

$$\tilde{T}(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \tilde{T}_{c,n}(x) \cos(n\omega t) + \tilde{T}_{s,n}(x) \sin(n\omega t) \right]; \quad (15)$$

$$\tilde{\tilde{T}}(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \tilde{\tilde{T}}_{c,n}(x) \cos(n\omega t) + \tilde{\tilde{T}}_{s,n}(x) \sin(n\omega t) \right], \quad (16)$$

которые уже не содержат постоянных членов. Применяя метод разделения переменных,

для определения коэффициентов ряда (15) получаем систему уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} pc_v n \omega \tilde{T}_{c,n}(x) = \lambda \frac{d^2 \tilde{T}_{c,n}(x)}{dx^2} \\ \lambda \frac{d\tilde{T}_{c,n}(x)}{dx} \Big|_{x=0} = \alpha_w \tilde{T}_{c,n}(0) + \alpha_{c,n} \tilde{T}(0) \\ -\lambda \frac{d\tilde{T}_{c,n}(x)}{dx} \Big|_{x=L} = \alpha_L \tilde{T}_{c,n}(L) \\ -pc_v n \omega \tilde{T}_{s,n}(x) = \lambda \frac{d^2 \tilde{T}_{s,n}(x)}{dx^2} \\ \lambda \frac{d\tilde{T}_{s,n}(x)}{dx} \Big|_{x=0} = \bar{\alpha}_w \tilde{T}_{s,n}(0) + \alpha_{s,n} \bar{T}(0) \\ -\lambda \frac{d\tilde{T}_{s,n}(x)}{dx} \Big|_{x=L} = \alpha_L \tilde{T}_{s,n}(L) \\ n = 1, 2, 3, \dots \end{array} \right\} \quad (17)$$

Используя пакеты программ символьной математики, такие как Wolfram-Mathematica или Maple, можно получить аналитическое решение системы уравнений (17). Не выписывая самого решения из-за его громоздкости, приведем основной результат анализа. Функции  $\tilde{T}_{c,n}(x)$  и  $\tilde{T}_{s,n}(x)$  экспоненциально убывают по направлению от огневого ограждения цилиндра, так как пропорциональны выражению:

$$A(x) = \exp\left(-x \frac{\sqrt{n\omega pc_v}}{2\lambda}\right). \quad (18)$$

Коэффициенты Фурье разложения (16) удовлетворяют системе уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} pc_v n \omega \tilde{T}_{c,n}(x) = \lambda \frac{d^2 \tilde{T}_{c,n}(x)}{dx^2} \\ \lambda \frac{d\tilde{T}_{c,n}(x)}{dx} \Big|_{x=0} = -q_{c,n} \\ -\lambda \frac{d\tilde{T}_{c,n}(x)}{dx} \Big|_{x=L} = 0 \\ -pc_v n \omega \tilde{T}_{s,n}(x) = \lambda \frac{d^2 \tilde{T}_{s,n}(x)}{dx^2} \\ \lambda \frac{d\tilde{T}_{s,n}(x)}{dx} \Big|_{x=0} = -q_{s,n} \\ -\lambda \frac{d\tilde{T}_{s,n}(x)}{dx} \Big|_{x=L} = 0 \\ n = 1, 2, 3, \dots \end{array} \right\}. \quad (19)$$

Решение системы уравнений (19), выполненное средствами пакета символьной математики Wolfram-Mathematica, также обнаруживает экспоненциальное убывание по закону, описываемому соотношением (18).

Приведенный анализ показывает, что при распространении тепла в элементах огневого ограждения цилиндра (головка цилиндра, поршень, гильза цилиндра) наблюдается термический «скин-эффект»: пульсации температуры практически сосредоточены в тонком слое материала ограждения [7]. По данным работы глубина проникновения температурных пульсаций составляет: для алюминиевых элементов конструкции цилиндра – 0,5 мм, для стальных элементов конструкции – 0,3 мм. Для керамических деталей свечи зажигания она составляет – 0,15 мм. Поэтому при расчете термических процессов в камере сгорания ДВС с достаточной для практики точностью можно считать, что температура поверхностей огневого ограждения цилиндра при установившемся режиме работы ДВС не зависит от угла поворота коленчатого вала, т.е. принимается постоянной. Однако вычисление этой температуры требует решения уравнений теплопроводности (3) или (4) с учетом пульсаций температуры рабочего тела в цилиндре ДВС и режимов работы системы охлаждения.

В отличие от расчета температурного поля металлических элементов конструкции цилиндра ДВС, где можно считать теплофизические параметры материала постоянными, при расчете температурного поля свечи пренебрегать зависимостью теплоемкости и коэффициента теплопроводности ее керамических деталей от температуры  $T$  уже нельзя [8]. Так, зависимость теплопроводности и удельной теплоемкости корундовой керамики от температуры дается выражениями:

$$\lambda(T) = \frac{1,063 \cdot 10^4}{T} + 0,420 - 8,08 \cdot 10^{-3} T + 4,35 \cdot 10^{-6} T^2. \quad (20)$$

$$C(T) = \frac{0,345 \cdot 10^5}{T} + 1,123 + 0,126 \cdot 10^{-3} T. \quad (21)$$

Графики этих функций приведены на рис. 1 и 2.

Характерной особенностью функции  $\chi(T)$  является минимум при температуре  $T \sim 1500$  К. Наличие этого минимума обеспечивает ста-

бильность температуры теплового конуса свечи при колебаниях температуры рабочего тела  $T_\infty$ .

Дальнейшее обсуждение свойств температурного поля свечи будет рассмотрено ниже. Для этого сначала необходимо провести математическое моделирование рабочего цикла ДВС.

При разработке алгоритма численного моделирования тепловых процессов в цилиндре ДВС основное внимание следует уделить двум из них – процессу сжатия и процессу сгорания – расширения (рис. 2), которые характеризуются наибольшими скоростями изменения температуры, давления и теплофизических параметров рабочего тела [9]. Как показывает опыт, процессы газообмена слабо влияют на термические характеристики свечи зажигания, и при моделировании температурного поля свечи зажигания ими можно пренебречь [10].

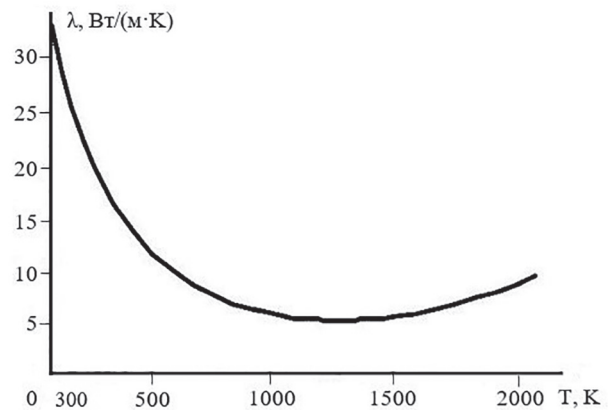


Рис. 1. Зависимость теплопроводности керамики изолятора  $\lambda$  от температуры  $T$

Fig. 1. Dependence of the thermal conductivity of the insulator ceramic  $\lambda$  on the temperature  $T$

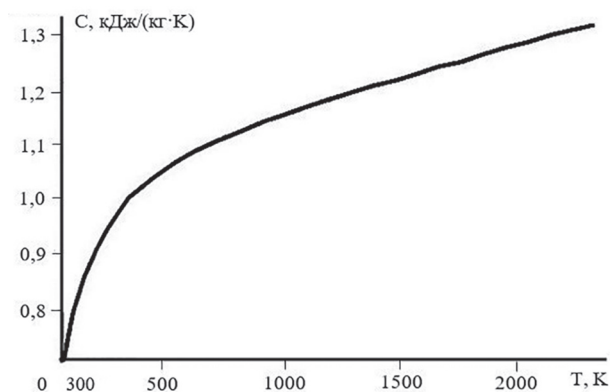


Рис. 2. Зависимость удельной теплоемкости керамики изолятора  $C$  от температуры  $T$

Fig. 2. Dependence of the specific heat capacity of the insulator ceramic  $C$  on temperature  $T$

При анализе процесса сжатия основываются на уравнении баланса энергии в цилиндре ДВС, которое записывают в виде:

$$M_a C_{vu} \frac{dT_u}{d\varphi^o} + p \frac{dV}{d\varphi^o} + \frac{1}{6n} \alpha_w \sum_{i=1}^3 F_i (T_u - T_{w,i}) = 0. \quad (22)$$

Здесь  $\varphi^o$ , град. – угол поворота коленчатого вала; индекс  $u$  (от английского unburned) относится к несгоревшей смеси;  $T_u = T_u(\varphi^o)$ , К – мгновенное значение температуры несгоревшей (свежей) бензовоздушной смеси;  $p = p(\varphi^o)$ , МПа – мгновенное значение давления в цилиндре;  $V = V(\varphi^o)$ , м<sup>3</sup> – мгновенное значение объема цилиндра;  $n$ , ми<sup>-1</sup> – частота вращения коленчатого вала;  $M_a$ , кмоль – количество рабочего тела в цилиндре;  $C_{vu} = C_{vu}(T_u)$ , кДж/(кмоль·К) – теплоемкость рабочего тела при постоянном объеме;  $T_{w,i}$ , К – средняя температура  $i$ -го участка огневого ограждения цилиндра (головка блока, гильза цилиндра, огневая поверхность поршня);  $F_i$ , м<sup>2</sup> – площадь  $i$ -го участка огневого ограждения цилиндра.

Мгновенные значения объема цилиндра и площади его частей рассматриваются как заданные функции  $\varphi^o$ , теплоемкость  $C_{vu}$  является заданной функцией температуры,  $M_a = \text{const}$ . Зависимость коэффициента теплообмена  $\alpha_w$  от параметров процесса описывается формулой (6). Таким образом, уравнение (22) содержит 2 неизвестные функции  $p$  и  $T_u$ . Для того, чтобы доопределить задачу используется дифференциальная форма уравнения состояния Клайперона-Менделеева:

$$\frac{dT_u}{d\varphi^o} = \frac{1}{M_a R_u} \left( V \frac{dp}{d\varphi^o} + p \frac{dV}{d\varphi^o} \right), \quad (23)$$

в котором  $R_u$  – универсальная газовая постоянная.

Простейшая модель процесса сгорания (рис. 3) в бензиновых двигателях предусматривает разделение рабочего тела на три зоны:

- зону несгоревшей части заряда, содержащей  $M_u$  киломолей смеси, состоящей из воздуха, остаточных газов и паров топлива, занимающей объем  $V_u$  и имеющей  $T_u$ ;

- зону сгоревшей части заряда, содержащей  $M_b$  киломолей продуктов сгорания, занимающей объем  $V_b$  и имеющей температуру  $T_b$ ;

- зону фронта пламени, характеризуемого адиабатической температурой сгорания  $T_{jad}$  и объемом  $\Delta f$  – глубиной зоны пламени,  $S_f$  – ее площадь.

Мгновенное значение давления газовой смеси  $p(\varphi^o)$  во всех зонах принимается одинаковым.

Если к некоторому моменту времени  $t$  выгорела  $x$ -я часть заряда, то  $M_u$  определяется равенством:

$$M_u = (1-x)M_a R_u T_u. \quad (24)$$

Уравнение состояния газовой смеси, образующей несгоревшую часть заряда, имеет вид:

$$pV_u = (1-x)M_a R_u T_u. \quad (25)$$

Выполнив логарифмическое дифференцирование по углу ( $\varphi^o$ ) поворота коленчатого вала, этому уравнению можно придать вид:

$$p^{-1} \frac{dp}{d\varphi^o} + V_u^{-1} \frac{dV_u}{d\varphi^o} = T_u^{-1} \frac{dT_u}{d\varphi^o} - (1-x)^{-1} \frac{dx}{d\varphi^o}. \quad (26)$$

Аналогично количество киломолей  $M_b$  продуктов сгорания определяется соотношением:

$$xM_b = x\mu_0 M_a, \quad (27)$$

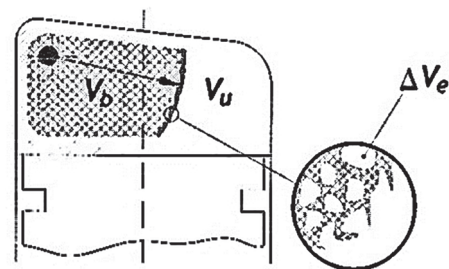
где  $\mu_0$  – коэффициент молекулярного изменения рабочего тела при сгорании.

Уравнение состояния газовой смеси в зоне сгоревшей части заряда имеет вид:

$$pV_b = xM_b R_u T_b. \quad (28)$$

Дифференциальная форма этого уравнения имеет вид:

$$\begin{aligned} p^{-1} \frac{dp}{d\varphi^o} + \frac{dV_u}{d\varphi^o} V_b^{-1} \frac{dV_b}{d\varphi^o} = \\ = x^{-1} \frac{dx}{d\varphi^o} T_b^{-1} \frac{dT_b}{d\varphi^o} + M_b^{-1} \frac{dM_b}{d\varphi^o}. \end{aligned} \quad (29)$$



**Рис. 3. Схема процесса сгорания в бензиновом ДВС:**  
 $V_b$  – область продуктов сгорания;  $V_u$  – это область свежей смеси;  $\Delta V_e$  – выгорающая глобула свежей смеси

*Fig. 3. Diagram of the combustion process in a gasoline internal combustion engine:  $V_b$  – area of combustion products;  $V_u$  – area of fresh mixture;  $\Delta V_e$  – burning out globule of the fresh mixture*

Коэффициент молекулярного изменения рабочего тела при сгорании с учетом присутствия в несгоревшей смеси остаточных газов можно записать в виде:

$$\mu_0 = \frac{M_b}{M_a} = \left\{ \begin{array}{l} 0,21(1-\alpha)L_0 + g_H / 4 - 1 / m_F + \gamma_r, \text{ если } \alpha < 1 \\ \frac{(\alpha L_0 + 1) \frac{1}{m_F} (1 + \gamma_r)}{\alpha L_0 + \frac{g_H}{4 + \gamma_r}}, \text{ если } \alpha \geq 1 \end{array} \right\}. \quad (30)$$

Здесь –  $m_F$  молярная масса топлива, кмоль.

В уравнении (30) использованы следующие обозначения:  $L_0$  – количество воздуха, необходимое для совершенного полного сгорания 1 кг жидкого топлива, кмоль/кг,  $\alpha$  – коэффициент избытка воздуха,  $g_H$  – количество кг водорода в 1 кг топлива,  $m_F$  – молярная масса топлива,  $\gamma$  – коэффициент остаточных газов.

Для бензина стандартного состава:  $g_H = 0,145$  кг,  $m_F = 114$  кг/кмоль, а балансная формула бензина имеет вид C8H8.

В течение процесса сгорания при повороте коленчатого вала на угол  $d\varphi^\circ$  количество киломолей газобетонной смеси в зоне несгоревшей части заряда изменяется на величину  $d[(1-x(\varphi^\circ))M_a] = -M_a dx(\varphi^\circ)$ , изменяя энтальпию этой зоны на  $-M_a H_u(T_u) dx(\varphi^\circ)$ . Поэтому уравнение баланса мощности в этой зоне примет вид:

$$-H_u(T_u)M_a \frac{dx}{d\varphi^\circ} = \frac{d}{d\varphi^\circ} [M_a(1-x)U_u(T_u)] + p \frac{dV_u}{d\varphi^\circ} + \frac{dQ_{w,u}}{d\varphi^\circ} = 0,$$

где  $\delta Q_{w,u}$  – элементарное количество тепла, потерянное (полученное) рассматриваемой зоной от огневого ограждения цилиндра.

Выполнив элементарные выкладки, получаем следующее дифференциальное уравнение:

$$M_a[(1-x(\varphi^\circ))C_{v,u}(T_u(\varphi^\circ)) \frac{dT_u(\varphi^\circ)}{d\varphi^\circ} + R_u T_u(\varphi^\circ) \frac{dx(\varphi^\circ)}{d\varphi^\circ}] + p T_u(\varphi^\circ) \frac{dV_u(\varphi^\circ)}{d\varphi^\circ} + \frac{\delta Q_{w,u}(T_u, \varphi^\circ)}{d\varphi^\circ} = 0. \quad (31)$$

Элементарная порция  $M_a dx(\varphi^\circ)$  несгоревшей смеси, попав в зону пламени, адиабатически сгорает, превращаясь в  $M_b dx(\varphi^\circ)$  киломолей продуктов сгорания. Время ее сгорания  $\delta t$  удовлетворяет условию  $\delta t \ll (6n)^{-1} d\varphi^\circ$ , вследствие чего сгорание можно рассматривать, как мгновенное. Адиабатическую температуру пламени  $T_{fl}^{ad}$  можно определить из условия баланса энтальпии, решив уравнение:

$$C_{v,u}(T_u) \frac{dT_u}{d\varphi^\circ} - \mu_0 C_{p,b}(T_{fl}^{ad}) \frac{dT_{fl}^{ad}}{d\varphi^\circ} = 0. \quad (32)$$

Уравнение баланса мощности в зоне продуктов сгорания примет вид:

$$H_b(T_{fl}^{ad}) \frac{d}{d\varphi^\circ} [M_b x(\varphi^\circ)] = \frac{d}{d\varphi^\circ} [M_b x(\varphi^\circ) U_b(T_b)] + p \frac{dV_b(\varphi^\circ)}{d\varphi^\circ} + \frac{\delta Q_{w,b}}{d\varphi^\circ}. \quad (33)$$

В классических схемах сгорания бензовоздушной смеси полагают, что при горении стехиометрической смеси получаются только молекулы  $H_2O$  и  $CO_2$  (т.н. совершенное полное сгорание). Более того, полагают, что и при сгорании нестехиометрических бензовоздушных смесей коэффициент молекулярного изменения не зависит от времени (т.е. угла  $\varphi^\circ$ , а зависит только от коэффициента избытка воздуха  $\alpha$ . В этом случае, выполнив необходимые преобразования, можно переписать уравнение (33) в следующей форме:

$$M_b x C_{v,b}(T_b) \frac{dT_b}{d\varphi^\circ} + p \frac{dV_b}{d\varphi^\circ} + M_b [U_b(T_b) - H_b(T_{fl}^{ad})] \frac{dx}{d\varphi^\circ} + \frac{\delta W_{w,b}}{d\varphi^\circ} = 0. \quad (34)$$

Для замыкания системы уравнений, приведенных выше, используется уравнение выгорания топливовоздушной смеси, предложенное проф. Вибе.

Это уравнение имеет вид:

$$\frac{dx}{d\varphi^\circ} = 6,908 \frac{m+1}{\varphi^\circ z} \left( \frac{\varphi^\circ + \vartheta^\circ}{\varphi^\circ z} \right)^m (1-x), \quad (35)$$

где  $\varphi_z^\circ$  – продолжительность сгорания, измеряемая в градусах поворота коленчатого вала (ПКВ),  $\vartheta^\circ$  – угол опережения зажигания, градус ПКВ, а  $m$  – показатель сгорания.

Теплообмен  $\frac{\delta Q_{w,u}}{d\varphi^\circ} = \frac{\delta Q_{w,b}}{\varphi^\circ}$  между зонами рабочего тела и элементами огневого ограждения цилиндра описывается уравнениями:

$$\frac{\delta Q_{w,u}}{d\varphi^\circ} = \alpha_w \sum_{i=1}^3 F_{i,u} (T_u - T_{w,i}); \quad (36)$$

$$\frac{\delta Q_{w,b}}{d\varphi^0} = \alpha_w \sum_{i=1}^3 F_{i,b}(T_u - T_{w,i}). \quad (37)$$

В этих уравнениях коэффициент теплообмена  $\alpha_w$  вычисляется по формуле Вошни (6), а функция  $F_{i,u}(\varphi^0)$  и  $F_{i,b}(\varphi^0)$  означает площади  $i$ -го элемента огневого ограждения цилиндра, омываемые соответственно свежей смесью и продуктами сгорания.

### Результаты исследований и их обсуждение

По результатам численного моделирования рабочего цикла рассматриваемого ДВС вычисляются следующие величины:

- 1) среднее индикаторное давление цикла  $p_i$ ;
- 2) аппроксимация тригонометрическим полиномом степени  $N$ , т.е. выражением:

$$T_w(\varphi^0) = \bar{T}_w + \sum_{n=1}^N [\alpha_n \cos(n\varphi^0) + b_n \sin(n\varphi^0)] \quad (38)$$

температуры рабочего тела в окрестности свечи зажигания;

- 3) аппроксимация тригонометрическим полиномом степени  $N$  теплового потока:

$$q_w(\varphi^0) = \bar{q}_w + \sum [cn \cos(n\varphi^0) + dn \sin(n\varphi^0)]. \quad (39)$$

Коэффициенты рядов (38) и (39) записываются в виде таблиц, пригодных для последующего использования программами численного моделирования поля свечи зажигания.

### Заключение

В статье исследованы основные факторы, определяющие тепловую характеристику свечи зажигания. Представлено описание методики и алгоритмов численного моделирования теплового состояния свечи зажигания. Выполнено численное моделирование рабочего цикла ДВС. Описана необходимость исследования коэффициента температуропроводности керамических элементов свечи для получения информации о свойствах температурного поля свечи, что позволило провести его анализ и расчет. Представлены достоинства и недостатки предложенного алгоритма расчета тепловых характеристик свечи и выработаны предложения по безопасным и оптимальным режимам работы свечей зажигания.

### Литература

1. Breden D., Karpatne A., Suzuki K., Raja L. // SAE Technical Papers. 2019. Т. 2019-April. № April.

2. Skvortsov A.A., Khortov V.P., Zuev S.M. // International Journal of Pure and Applied Mathematics, Volume 111, № 3, 2016. P. 455.
3. Wolk B., DeFilippo A., Chen J.-Y., Dibble R., Nishiyama A., Ikeda Y. // Fall Technical Meeting of the Western States Section of the Combustion Institute 2011, WSS/CI 2011 Fall Meeting 2011. P. 590.
4. Maleev R.A., Zuev S.M., Fironov A.M., Volchkov N.A., Skvortsov A.A. // Periodico Tche Quimica, 2019, vol.16, № 33. P. 877.
5. Zheng D. // Plasma Science and Technology. 2016. Т. 18. № 2. P. 162.
6. Crispim L.W.S., Hallak P.H., Benilov M.S., Ballester M.Y. // Combustion and Flame. 2018. Т. 198. P. 81.
7. Bellenoue M., Labuda S., Ruttun B., Sotton J. // Combustion Science and Technology. 2007. Т. 179. № 3. P. 477.
8. Oliveira C., Souza-Corrka J.A., Amorim J., Reis J.L., Dal Pino A. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2012. Т. 45. № 25. P. 255201.
9. Kawahara N., Tomita E., Takemoto S., Ikeda Y. // Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy. 2009. Т. 64. № 10. С. 1085–1092.
10. Yang C., Wu X., Ma H., Peng L., Gao J. // Experimental Thermal and Fluid Science. 2016. Т. 71. P. 154.

### References

1. Breden D., Karpatne A., Suzuki K., Raja L. SAE Technical Papers. 2019. Т. 2019-April. № April.
2. Skvortsov A.A., Khortov V.P., Zuev S.M. International Journal of Pure and Applied Mathematics, Volume 111, № 3, 2016. P. 455.
3. Wolk B., DeFilippo A., Chen J.-Y., Dibble R., Nishiyama A., Ikeda Y. Fall Technical Meeting of the Western States Section of the Combustion Institute 2011, WSS/CI 2011 Fall Meeting 2011. P. 590.
4. Maleev R.A., Zuev S.M., Fironov A.M., Volchkov N.A., Skvortsov A.A. Periodico Tche Quimica, 2019, vol. 16, № 33. P. 877.
5. Zheng D. Plasma Science and Technology. 2016. Т. 18. № 2. P. 162.
6. Crispim L.W.S., Hallak P.H., Benilov M.S., Ballester M.Y. Combustion and Flame. 2018. Т. 198. P. 81.
7. Bellenoue M., Labuda S., Ruttun B., Sotton J. Combustion Science and Technology. 2007. Т. 179. № 3. P. 477.
8. Oliveira C., Souza-Corrka J.A., Amorim J., Reis J.L., Dal Pino A. Journal of Physics D: Applied Physics. 2012. Т. 45. № 25. P. 255201.
9. Kawahara N., Tomita E., Takemoto S., Ikeda Y. Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy. 2009. Т. 64. № 10. S. 1085–1092.
10. Yang C., Wu X., Ma H., Peng L., Gao J. Experimental Thermal and Fluid Science. 2016. Т. 71. P. 154.

## METHOD FOR DETERMINING THE TEMPERATURE FIELDS OF THE SPARK PLUG

PhD in Engineering **D.R. Yakhuti'**, PhD in Engineering **R.A. Maleyev**, PhD in Physics and Mathematics **S.M. Zuyev**,  
**YU.M. Shmatkov**, **YE.A. Ryabykh**  
Moscow Polytechnic University, Moscow, Russia  
eope@mospolytech.ru

*This article examines the main factors that determine the thermal performance of a spark plug in the temperature range from 300 to 2500 Kelvin. The optimal value of the temperature of the heat cone was determined. A technique and algorithms for the numerical simulation of the thermal state of a spark plug are presented. These made it possible to calculate the dependence of the thermal conductivity coefficient of ceramic elements of a plug and the specific heat capacity of ceramic insulator on temperature. The calculation of the working cycle in the engine cylinder was carried out. The calculation of the temperature distribution of heat fluxes in the elements of the spark plug design was performed.*

*The assessment of the thermal characteristics of the spark plug is carried out by the method of numerical modeling of the operating cycle of an internal combustion engine. The calculation of the instantaneous temperature distribution in the body of the spark plug and on its surface is carried out. Calculations of the intensity of heat fluxes between the spark plugs and adjacent parts of the working fluid were carried out. The modeling of the operating cycle for various operating modes of the engine was made. The temperature fields of the spark plugs were determined. An array of initial data for calculating the temperature fields of the spark plug was formed. Dependences of the temperature of the working fluid in the vicinity of the spark plug on the angle of rotation of the crankshaft are determined. The harmonic components of the heat transfer coefficients between the working fluid and the cylinder fire guard (Voshni coefficient) are considered. The harmonic components of the heat flux density are considered. Calculations of the heat field of the spark plug are carried out for various operating modes of the engine, using the finite element method. The calculation of the temperature field of the spark plug by the finite element method was carried out using ANSYS, SolidWorks, Inventor, etc.*

**Keywords:** numerical simulation, spark plug, thermal state, thermal characteristics, temperature field.

**Cite as:** Yakhuti' D.R., Maleyev R.A., Zuyev S.M., Shmatkov YU.M., Ryabykh YE.A. Method for determining the temperature fields of the spark plug. *Izvestiya MGTU «MAMI»*. 2021. No 1 (47), pp. 46–53 (in Russ.). DOI: 10.31992/2074-0530-2021-47-1-46-53.