

МОДЕЛЮВАННЯ РОЗВИТКУ ІСКРОВОГО КАНАЛУ У КЛАСИЧНІЙ СИСТЕМІ ЗАПАЛЮВАННЯ ДВЗ

© Коритченко К.В., 2008

Здійснено моделювання розвитку іскрового каналу в газовому середовищі, стан якого відповідає умовам, в яких виникає запалення суміші в двигунах внутрішнього згорання. Встановлено, що запалення суміші від класичної системи запалювання ДВЗ забезпечується переважно під дією теплового механізму.

The modeling of development of a spark channel in a gas environment is carried out in the work. The initial state of the environment corresponds to the condition of a fuel-air mixture ignition into combustion engines. It is calculated that the mixture ignition created by a typical ignition system is provided mainly under the action of thermal mechanism.

Існує декілька механізмів запалення суміші електричним розрядом. Так, запалювання може бути зумовлено під впливом високої температури газорозрядного каналу, або за рахунок збудження молекул під дією електронів газового розряду, що спричиняє активацію хімічних реакцій з відповідним прискоренням їх швидкостей, або під дією інтенсивної ударної хвилі, яка виникає в іскровому розряді [1].

У класичній системі запалювання двигунів внутрішнього згорання (ДВЗ) електричний розряд між електродами свічки запалення виникає під дією високовольтного малопотужного імпульсу, який утворює котушка запалювання. Амплітуда високовольтного імпульсу досягає більше 20 кВ. До того ж, електричний розряд має дві фази – ємнісну та індуктивну [2]. Ємнісна фаза зумовлена наявністю ємностей проводів, свічки запалення та власною ємністю котушки. У результаті, під час подачі імпульсу напруги на свічку запалення спочатку енергія нагромаджується в вищезазначених ємностях. Коли напруга перевищить напругу пробиття розрядного проміжку свічки, виникає іскровий розряд, в якому спочатку виділяється енергія, що нагромаджена у ємностях. Ця фаза супроводжується високочастотними коливаннями з частотою 1–10 МГц та має протяжність до 30 нс. За рахунок включення в розрядний контур резистора з опором 10–15 кОм досягають швидкого затухання цих коливань. При тому виникає значне обмеження розрядного струму, величина якого не перевищує 1 А. В індуктивній фазі на розрядному проміжку відбувається виділення енергії, що нагромаджена у котушці. Величина розрядного струму цієї фази не перевищує 100 мА. Протяжність індуктивної фази досягає декількох мілісекунд.

Відомо, що ударна хвиля в іскрі виникає в початковий період розвитку розряду. Враховуючи те, що під дією цієї хвилі може відбутися запалення суміші, виникає потреба в оцінці параметрів хвилі, що виникає в іскрі від класичної системи запалювання ДВЗ. Запалення за рахунок збудження молекулярних коливань матиме перевагу перед механізмом термічного запалення у разі перевищення об'єму зі збудженими під дією електронів молекулами по відношенню до об'єму високо-температурної області. Звідси виникає питання порівняння відповідних об'ємів.

Моделювання розвитку іскрових каналів виконували, наприклад, в роботах [3, 4]. Але застосування цих моделей можливо тільки до потужних іскрових розрядів, де сила розрядного струму перевищує сотні ампер. Модель розвитку розряду, коли плазма в каналі є слабо іонізованою, розглянута в роботі [5]. Але ця модель не враховує обмеження розрядного струму, що існує у системі запалювання ДВЗ. Окрім того, в наведених розрахунках розглядався розвиток іскри після замикання каналу стримером. На короткому проміжку, що утворюється в свічці запалення, розвиваються лавинний механізм замикання проміжку. Тому в моделі потрібно закладати інші початкові умови стану плазмового каналу.

У роботі зроблено математичне моделювання розвитку іскрового каналу на початковій стадії його розвитку з метою визначення основного механізму запалення суміші у класичній системі запалювання ДВЗ.

Математична модель розвитку слабоіонізованого розрядного каналу іскри. Система рівнянь гідродинаміки для циліндрової симетрії, що відповідає симетрії розширення газу в іскровому каналі, записується у вигляді

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v \cdot \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \cdot \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\rho v}{r} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \cdot \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\partial P}{\rho \partial r} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \cdot \varepsilon + \frac{\rho \cdot v^2}{2} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \rho v \left(\varepsilon + \frac{P}{\rho} + \frac{v^2}{2} \right) \right] + \frac{\partial(rq)}{r \partial r} = \lambda_{RT} \cdot \sigma \cdot E^2 + Q_{VT} + Q_{eT}, \quad (3)$$

де ρ – щільність газу, v – швидкість газу, P – тиск газу, t – час, r – відстань, де ε – внутрішня енергія газу, E – подовжнє електричне поле в каналі, q – потік теплоти, λ_{RT} – частка енергії електронів, яка надходить в поступальні і обертальні ступені свободи молекул, σ – провідність газу в каналі, Q_{VT} і Q_{eT} – внесок в тепло від дезактивації коливальних і електронних станів молекул.

Частка енергії електронів λ_{RT} значною мірою визначається формою функції розподілу електронів по енергіях. Користуючись результатами оцінки балансу енергії в плазмі електричного розряду в суміші $N_2 : O_2 = 4 : 1$, що зроблені в роботі [6], маємо числові значення λ_{RT} (таблиця) за різного співвідношення E/N , де N – число молекул в одиниці об'єму.

Частка енергії електронів, яка надходить в поступальні і обертальні ступені свободи молекул [6]

$E/N, \text{ В} \cdot \text{см}^2$	10^{-17}	$2 \cdot 10^{-17}$	$3 \cdot 10^{-17}$	$4 \cdot 10^{-17}$	$6 \cdot 10^{-17}$	$8 \cdot 10^{-17}$	10^{-16}	$2 \cdot 10^{-16}$	$3 \cdot 10^{-16}$	$5 \cdot 10^{-16}$	$8 \cdot 10^{-16}$	10^{-15}	$1,4 \cdot 10^{-15}$	$2 \cdot 10^{-15}$
λ_{RT}	0,385	0,2803	0,2739	0,2479	0,181	0,1317	0,1	0,0397	0,0236	0,0144	0,0108	0,0093	0,0068	0,0046

Провідність плазми пропорційна щільності n_e і рухливості μ_e електронів і дорівнює $\sigma = e \mu_e n_e$, де e – заряд електрона. Оскільки в початковий момент формування іскрового каналу плазма в розрядному проміжку є слабо іонізованою і якщо вважати частоту зіткнень електронів не залежною від їх швидкості, то μ_e обернено пропорційно до щільності молекул. Тоді провідність повітря виразиться формулою [7]

$$\sigma(\rho, r) = 1,13 \cdot 10^{-16} n_e(r) / \rho. \quad (4)$$

Цей вираз справедливий для діапазону співвідношень $E/P = (3 \div 37,5) \cdot 10^{-2} \text{ В}/(\text{см} \cdot \text{Па})$. Наприклад, для повітря з тиском близько 10 атм напруга пробиття проміжку становить не менше ніж 100 кВ/см. У цьому випадку параметр $E/P = 10^{-1} \text{ В}/(\text{см} \cdot \text{Па})$.

Умова слабоіонізованості накладає обмеження на можливість застосування виразу (4), тобто воно справедливе за умови, що $n_e/N < 10^{-3}$. Крім того, потрібно врахувати залежність щільності електронів від температури газу. Щільність електронів різко починає наростати при $T > 6000 \text{ К}$. Тому розрахунок виконували за температури газу в каналі, що знаходиться в діапазоні $200 < T < 6000 \text{ К}$. У цьому випадку внутрішню енергію газу можна виразити залежністю

$$\varepsilon = \frac{1}{\gamma - 1} \cdot \frac{P}{\rho} = c_v T, \quad (5)$$

де c_v – питома теплоємність газу. Значення γ і c_v усереднювалися для цього діапазону.

Внесок в тепло від дезактивації коливальних станів визначається з рівняння релаксації: $Q_{VT} = [E_v - E_v(T)]/\tau_{VT}(T)$, де E_v – коливальна енергія молекул, $E_v(T)$ – рівноважна коливальна енергія, $\tau_{VT}(T)$ – час коливальної релаксації. У вологому повітрі в умовах тиску 1 атм і вологості $0,8 \cdot 10^{-5}$ г/см³ маємо $\tau_{VT}(T) \approx 7 \cdot 10^{-4}$ с [7]. Передача енергії електронного збудження в тепло відбувається, переважно, через коливально збуджені стани молекул. Такий великий час коливальної релаксації порівняно з часом формування ударної хвилі свідчить про незначне отримання теплової енергії від процесу релаксації за цей період часу.

Система рівнянь (1)–(5) є замкнутою і дає змогу оцінити динаміку зміни термодинамічних параметрів газу в іскровому каналі до моменту виникнення ударної хвилі. Для вирішення цієї системи використовувався метод кінцевих різниць.

Початкові та граничні умови. Вочевидь, початкові термодинамічні параметри газу в каналі відповідають параметрам газу, що утворюються в циліндрі ДВЗ у період стиснення. На межі розрядного каналу ці параметри зберігаються до моменту її досягнення хвилею збурень. У ДВЗ з примусовим запаленням тиск у циліндрі в період стиснення суміші, як правило, має значення від 8 до 10 атм. Тому в розрахунках було прийнято, що розвиток іскри відбувається в газі з тиском $P = 10^6$ Па. У результаті стиснення газу в циліндрі відбувається підвищення температури та відповідна зміна щільності газу. Враховуючи те, що частка палива є незначною по відношенню до повітря у стехіометричній паливній суміші, було прийнято показник адіабати, що дорівнює $\gamma = 1,4$. Розрахунок щільності ρ , що виникає внаслідок стиснення, розраховано для ідеального газу за законом адіабати:

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{P_0}{P} \right)^{\frac{-1}{\gamma}}, \quad (6)$$

де ρ_0, P_0 – початкові щільність та тиск у газі перед початком стиснення.

Вважаючи початкові параметри газу порівняними нормальним умовам, отримано щільність газу $\rho = 6,682$ кг/м³.

Залежність напруги пробиття у повітрі від співвідношення тиску до розрядного проміжку відбувається за даними роботи [7]. У свічці запалення іскровий проміжок становить близько 0,1 см. За тиску 10 атм співвідношення $P \cdot d = 1$, що дає значення пробивної напруги $V = 20$ кВ, або напруженість електричного поля $E = 200$ кВ/см (рис. 1).

Припущено, що початковий радіус розрядного каналу становить $r_0 = 10^{-2}$ см. Початковий розподіл щільності електронів по перетину каналу відповідає гауссівському закону та має вигляд (рис. 2)

$$n_e(r) = n_0 \cdot e^{-\frac{r^2}{r_0^2}}, \quad (7)$$

де n_0 – початкова щільність електронів по осі розрядного каналу (прийнято у розрахунках, що $n_0 = 10^{15}$ см⁻³).

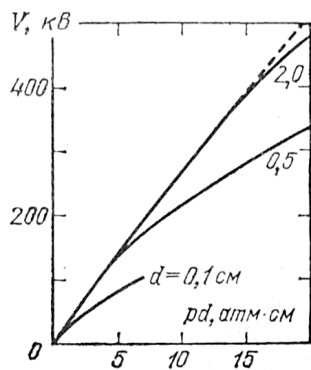


Рис. 1. Залежність напруги пробиття у повітрі від співвідношення тиску до розрядного проміжку [7]

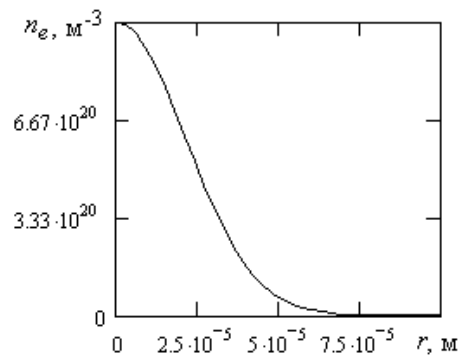


Рис. 2. Початковий розподіл щільності електронів по периметру каналу, який прийнято у розрахунку

Розрахунок струму, що протікає по розрядному каналу радіуса r розраховували за виразом

$$i(r) = 2\pi \int_0^r E \cdot \sigma(r) \cdot r dr. \quad (8)$$

Вищезазначеному розподілу провідності в умовах напруженості поля $E = 200$ В/см відповідає розрядний струм близько 100 мА. Враховуючи те, що в системі запалювання ДВЗ розрядний струм обмежується потужністю високовольтного джерела і за рахунок цього стабілізується на значенні близько 100 мА, у розрахунковій моделі забезпечувалася стабілізація току на цьому значенні відповідним зменшенням напруженості електричного поля під час розвитку розряду.

Питома теплоємність газу в розрахунках була прийнята такою, що дорівнює $c_v = 0,72$ кДж/(кг·К).

Результати математичного моделювання. Внаслідок математичного моделювання отримано, що в іскровому розряді, який виникає від високовольтного малопотужного джерела, на момент часу близько 35 нс відбувається зростання тиску по осі каналу в 2,7 раза від початого тиску (рис. 3). Тобто значення тиску досягає близько 27 атм. Але такий тиск в подальшому починає стрімко спадати, і на момент часу 90 неспадає до значення близько 21 атм. Отже, по суміші починає розповсюджуватися хвиля стиснення. Але ця хвиля дуже швидко загасає у зв'язку з тим, що вона віддаляється від зони розрядного каналу, де відбувається виділення тепла (рис. 4). А зростання тиску у хвилі стиснення забезпечується переважно за рахунок перерозподілу щільності газу (рис. 5). При тому, підвищення температури за фронтом хвилі стиснення практично не відбувається. Це свідчить про те, що в іскрі, яка виникає від класичної системи запалювання ДВЗ, ударний механізм запалювання суміші не має ключового значення. Слабку інтенсивність ударної хвилі також підтверджує розподіл швидкості газу по перетину каналу. Як очевидно з рис. 6, швидкість руху виникаючого газового потоку не перевищує 330 м/с, тобто менше, ніж швидкість звуку у цьому середовищі з даною температурою.

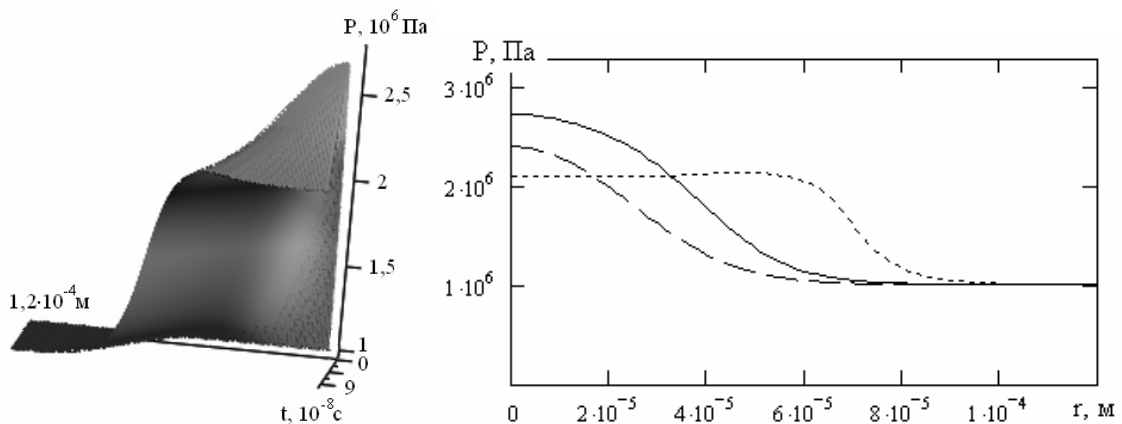


Рис. 3. Динаміка зміни розподілу тиску по перетину розрядного каналу: переривиста лінія – на момент часу 22,5 нс, суцільна – 45 нс, точкова – 90 нс

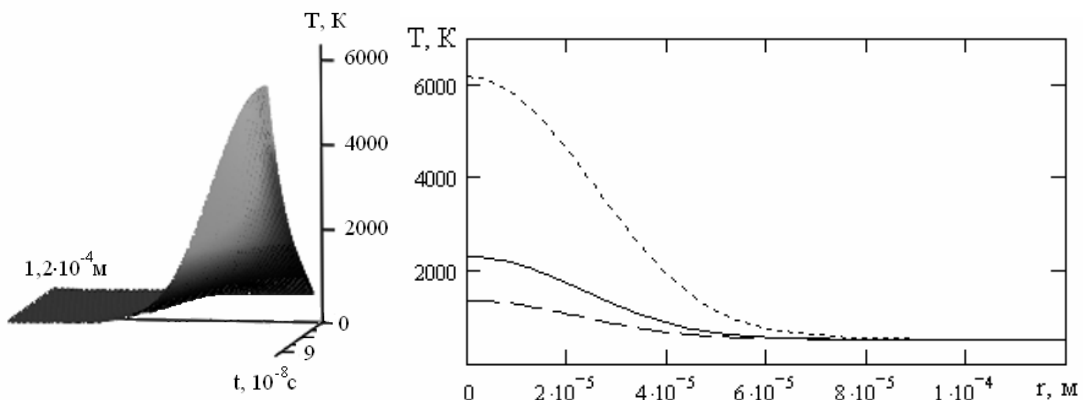


Рис. 4. Динаміка зміни розподілу температури газу по перетину розрядного каналу: переривиста лінія – на момент часу 22,5 нс, суцільна – 45 нс, точкова – 90 нс

Обмеження потужності іскри призводить до того, що розрядний струм зосереджується у вузькому каналі. Така тенденція розвитку іскри свідчить про те, що надалі тиск у розрядному каналі вирівняється з тиском навколишнього простору, а передача тепла від розрядного каналу до середовища буде відбуватися за рахунок теплопровідності.

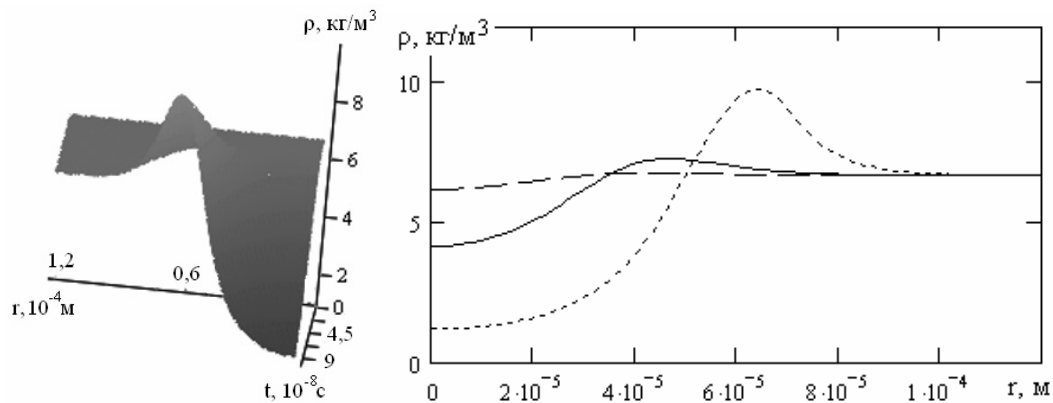


Рис. 5. Динаміка зміни розподілу щільності газу по перетину розрядного каналу: переривиста лінія – на момент часу 22,5 нс, суцільна – 45 нс, точкова – 90 нс

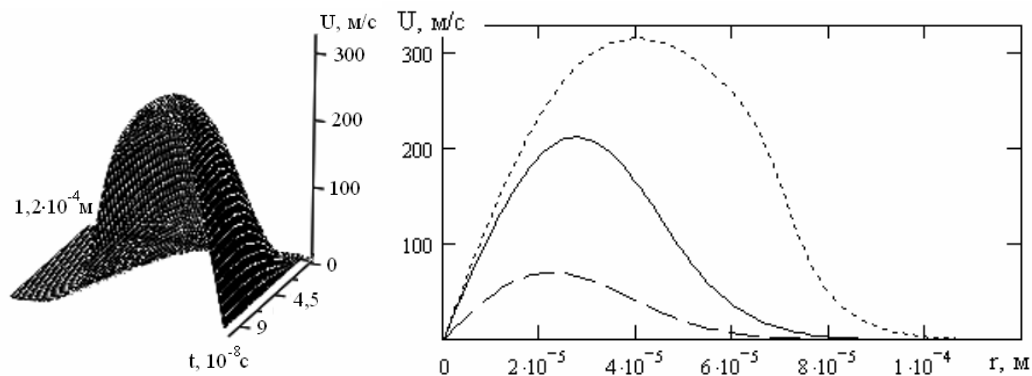


Рис. 6. Динаміка зміни розподілу швидкості по перетину розрядного каналу: переривиста лінія – на момент часу 22,5 нс, суцільна – 45 нс, точкова – 90 нс

Розрахунок розповсюдження тепла від точеного джерела, в цьому випадку таким виступає розрядний канал малої потужності іскри, можливо здійснити за методикою, що наведена, наприклад, в роботі [1]. Значне зростання температури газу зумовлює прискорення релаксації енергії зі збуджених станів молекул у кінетичну енергію, тобто сприяє досягненню термодинамічної рівноваги у локальній області. Отже, іскровий розряд в цьому випадку забезпечує запалення переважно за рахунок теплового механізму запалення.

Висновки. На основі математичного моделювання динаміки розвитку іскрового каналу, який виникає у класичній системі запалювання двигунів внутрішнього згорання, встановлено, що запалення суміші в цій системі відбувається переважно під дією теплового механізму запалення.

1. Кулебакин Б.С. Электрические системы зажигания, обогрева и освещения самолетов. – М.: Оборонгиз, 1960. – 372 с. 2. Пойда А.Н. Электронные устройства двигателей внутреннего сгорания. – К.: ИСИО, 1993. – 88 с. 3. Драбкина С.И. К теории развития канала искрового разряда // ЖЭТФ. – Т. 21. – № 4. – С. 473–483. 4. Брагинский С.И. К теории развития канала искры // ЖЭТФ. – 1958. – Т. 34. – С. 1548–1557. 5. Marode E., Bastien F., Bakker M. A model of the streamer-induced spark formation based on neutral dynamics // J. Appl. Phys. – 1979. – Vol. 50, No1. – P. 140–146. 6. Александров Н.Л., Высокыйло Ф.И., Исламов Р.Ш., Кочетов И.В., Напартович А.П., Певгов В.Г. Функция распределения электронов в смеси $N_2 : O_2=4:1$ // Теплофизика высоких температур. – 1981. – Т. 19. – С. 22–27. 7. Райзер Ю.П. Физика газового разряда, – М.: Наука, – 1987. – 592 с.