

УДК 537.523:538.4

А.А. ТРОПИНА

Харьковский национальный автомобильно-дорожный университет, Украина

МЕХАНИЗМЫ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ИМПУЛЬСНЫМ НАНОСЕКУНДНЫМ РАЗРЯДОМ

Приведены результаты численного моделирования процесса воспламенения неравновесной плазмой наносекундного импульсного разряда топливно-воздушной смеси метана и этилена. Предложенная модель включает в себя, как детальный расчет химической кинетики нейтральных, заряженных, электронно- и колебательно возбужденных компонент смеси, так и моделирование электродинамики импульсного наносекундного разряда в потоке газа. Определены основные закономерности процесса воспламенения неравновесной плазмой при атмосферном давлении. Подтверждена гипотеза о двухступенчатом механизме быстрого нагрева топливно-воздушной смеси наносекундным разрядом.

Ключевые слова: наносекундный импульсный разряд, химическая кинетика, уравнение Больцмана, численное моделирование

Введение

Как первый шаг в развитии процесса горения, процесс воспламенения оказывает огромное влияние на развитие начального очага пламени. Воспламенение с помощью наносекундного импульсного разряда, генерирующего неравновесную плазму, представляет собой альтернативу традиционному способу воспламенения электрической искрой. Основные кинетические механизмы процесса воспламенения неравновесной плазмой при низких давлениях широко обсуждаются в литературе. В то же время при атмосферном давлении и выше, проведение экспериментальных замеров коротко-живущих компонент смеси, формируемых разрядом, крайне затруднены. В связи с этим основные механизмы процесса воспламенения неравновесной плазмой наносекундного импульсного разряда остаются неисследованными, а на первый план выходит численное моделирование.

1. Анализ последних публикаций

Определение основных закономерностей процесса воспламенения является задачей одинаково важной, как для фундаментальных исследований теории процессов горения, так и для прикладных задач. В литературе имеется достаточно большое количество работ, посвященных наиболее популярному виду воспламенения – зажиганию искровым разрядом, формирующим высокотемпературную равновесную плазму. Однако существует целый ряд аэрокосмических приложений [1, 2], где использование неравновесной плазмы разряда наносекундного или микро-волнового диапазона является более предпочтитель-

ным по сравнению с искровым разрядом. Недавние работы в этом направлении [3, 4] продемонстрировали возможность поджига топливно-воздушной смеси, а также возможность контроля процесса горения в сверхзвуковых течениях с помощью неравновесной плазмы за счет стабилизации фронта пламени и увеличения скорости пламени. Генерация неравновесной плазмы может осуществляться различными разрядами, такими как коронный разряд, объемный наносекундный разряд, диэлектрический разряд, однако основным лидером в технологических процессах, основанных на использовании процессов горения, стимулированных плазмой, по праву считается импульсный наносекундный разряд [5, 6].

Анализ последних работ, посвященных кинетическим аспектам процесса горения и воспламенения неравновесной плазмой, приведен в обзоре [7]. В работе [8] авторы приводят результаты измерений концентрации атомов кислорода в метано-воздушной и этилено-воздушной смесях, а также проводят анализ кинетики образования оксидов азота, для случая воспламенении импульсным наносекундным разрядом при низких давлениях. При атмосферном давлении экспериментальные данные измерений концентраций короткоживущих компонент плазмы, формируемых разрядом, крайне малы. Одним из способов не прямой оценки основных механизмов процесса воспламенения неравновесной плазмой импульсного наносекундного разряда является измерение времени задержки воспламенения, приведенные в работе [9]. В работе [10] авторы приводят результаты экспериментальных замеров концентрации электронно-возбужденных частиц азота $N_2(C^3\Pi)$, формируемых разрядом

наносекундного диапазона в азоте и воздухе, нагретым до температуры 1000 К. Для топливно-воздушных смесей данные о прямых измерениях концентраций компонент, формируемых наносекундным разрядом, в литературе отсутствуют, но в качестве тестовых данных могут быть использованы результаты измерений колебательной и поступательной температур, приведенные в работе [11].

Таким образом, до сих пор остаются неисследованными закономерности процесса воспламенения топливно-воздушных смесей неравновесной плазмой импульсного наносекундного разряда при высоких давлениях. При этом математическая модель такого воспламенения должна учитывать, как детальную химическую кинетику с участием нейтральных частиц, что существенно для высоких давлений, так и кинетические процессы с участием заряженных, электронно- и колебательно возбужденных компонент, которые зависят от функции распределения электронов по энергиям и определяются из решения уравнения Больцмана.

2. Цель и постановка задачи

Целью исследования является построение модели воспламенения топливно-воздушных смесей импульсным наносекундным разрядом при атмосферном давлении и выше, а также определение закономерностей процесса воспламенения неравновесной плазмой, формируемой таким разрядом.

Известно, что при атмосферном давлении и выше, плазма, генерируемая разрядом наносекундного диапазона, является неоднородной и имеет filamentную структуру. Первая фаза разряда начинается с процесса распространения стримера и образования стримерного канала между электродами. Следующей после этого фазой является распространение вдоль канала волны электрического потенциала и перераспределение электрического поля. Время протекания этих двух фаз в условиях рассматриваемой задачи намного меньше, чем время импульса, что позволяет пренебречь точными деталями динамики разряда на этих стадиях. При этом концентрация электронов, формирующихся на стадии распространения стримера, используется в качестве начального условия задачи. Кроме того, после пересечения стримером межэлектродного промежутка и формирования плазменного канала между электродами, компоненты плазмы распределены практически однородно вдоль стримерного канала. Подобное однородное распределение позволяет при формулировке задачи использовать квазиодномерное приближение.

Математическая модель включает в себя уравнение движения, уравнения химической кинетики

для заряженных и нейтральных компонент и уравнение Больцмана для функции распределения электронов по энергиям. Одномерные уравнения нестационарного течения сжимаемого газа, записанные в лагранжевых координатах, имеют вид

$$\frac{dv_p}{dt} = -\frac{1}{v_p} \frac{dp}{dt}; \quad (1)$$

$$\frac{dT_p}{dt} = \frac{1}{c_{pm}} \left[\frac{(1-\alpha_V) \cdot j \cdot E}{\rho_p} - \sum \frac{h_j}{N_p} \frac{dn_{jp}}{dt} + \frac{\varepsilon_V - \varepsilon_0(T)}{\tau_{VT}} \right] (1-\gamma M^2). \quad (2)$$

$$\frac{dn_{jp}}{dt} = \sum_{i=1}^{k_m} R_i (b_{ij} - a_{ij}) + n_{jp} \frac{1}{N_p} \frac{dN_p}{dt}, \quad (3)$$

$$\frac{dN_p}{dt} = \sum_{i=1}^{i_m} \frac{dn_{ip}}{dt}, \quad (4)$$

где T_p, v_p, N_p, n_{ip} – температура, скорость, концентрация смеси и концентрация нейтральных, заряженных и возбужденных компонент в частице; $\rho_p = N_p \mu_m / N_A$ – плотность частицы; j – плотность тока; E – напряженность электрического поля разряда; h_j – энтальпия j -й компоненты смеси,

$c_{pm} = \frac{1}{N_p \mu_m} \sum_i c_{pi} n_{ip}$ – теплоемкость смеси на единицу массы; μ_m – молекулярный вес смеси; a_{ij}, b_{ij} – стехиометрические коэффициенты прямых и обратных реакций; R_i – скорость i -й реакции; i_m – общее число компонент смеси; k_m – общее число реакций; α_V – часть энергии электромагнитного поля, переданная в колебательные степени свободы,

Константы прямых скоростей реакций с участием нейтральных частиц k_f рассчитывались по соотношению Аррениуса, константы скоростей обратных реакций k_r находились из условий равновесия:

$$\frac{k_f}{k_r} = \exp \left(- \sum_0 G_i \cdot a_i + \sum_1 G_j \cdot b_j / (R \cdot T) \right),$$

где G_i – свободная энергия Гиббса реагентов; G_j – свободная энергия Гиббса продуктов реакции.

При моделировании процесса воспламенения при атмосферном давлении и выше важным становится учет зависимости констант скоростей реакций от давления и влияние третьих тел. При расчете констант скоростей реакций, зависящих от давления использовались соотношения Линдемманна и Троае.

При этом все параметры задачи, такие как аксиальная координата, скорость, температура, давление и концентрации компонент смеси вычисляются

для частицы жидкости с начальной аксиальной координатой x_{0p} и являются функцией времени и этой начальной координаты, так, например,

$$T_p = T(x_{0p}, t),$$

где T_p – температура частицы; $x_{0p} = x_p(t=0)$ – начальное положение частицы при $t=0$.

Расчет констант скоростей реакций с участием электронов проводился на основе решения кинетического уравнения для симметричной части функции распределения электронов по энергиям f_0 и по сечениям процессов электронного и колебательного возбуждения, ионизации электронным ударом, трехчастичного и диссоциативного прилипания $\sigma(\varepsilon)$ по следующей формуле

$$k = \left(\frac{2 \cdot e}{m_e} \right) \int \sigma(\varepsilon) \cdot \varepsilon \cdot f_0(\varepsilon) d\varepsilon,$$

где ε – энергия электронов; m_e – масса электрона; e – заряд электрона.

Экспериментальные значения сечений процессов с участием электронов $\sigma(\varepsilon)$ были взяты из работ [12-14]. Функция распределения электронов по энергиям f_0 находилась путем решения стационарного уравнения Больцмана вида [15]

$$\begin{aligned} & \frac{1}{3} \left(\frac{E}{N} \right)^2 \cdot N \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(\frac{\varepsilon}{q_t(\varepsilon)} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) + \\ & + \sum_i \frac{2m}{M_i} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(\varepsilon^2 q_{ti}(\varepsilon) \cdot N \left(f_0 + \frac{kT}{e} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) \right) + \\ & + N \sum_k \left\{ \sigma_k(\varepsilon + \varepsilon_i) \cdot f_0(\varepsilon + \varepsilon_i) \cdot (\varepsilon + \varepsilon_i) \right\} + \\ & + \sum_i B_i \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left[\varepsilon \cdot q_{ti}(\varepsilon) \cdot N \cdot \left(f_0 + \frac{kT}{e} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) \right] = 0, \quad (5) \end{aligned}$$

где E – напряженность электрического поля; N – концентрация нейтральных молекул; $q_t(\varepsilon) = \frac{1}{N} \sum_i q_{ti}(\varepsilon) \cdot n_i$ – эффективное транспортное сечение; $q_{ti}(\varepsilon)$ – транспортные сечения отдельных компонент смеси; $\sigma_k(\varepsilon)$ – сечения процессов электронного возбуждения; ε_i – энергия возбужденного состояния.

Уравнение (5) последовательно включает в себя следующие слагаемые: джоулев нагрев электронов электрическим полем; слагаемое, учитывающее потери энергии электронов в упругих столкновениях электронов с тяжелыми частицами; слагаемые, учитывающие потери энергии электронов в неупругих столкновениях за счет электронного, вращательного и колебательного возбуждений и иониза-

ции электронным ударом. Предполагалось, что функция распределения электронов по энергиям за время наносекундного импульса выходит на квазистационарное состояние и вкладом нестационарного слагаемого в уравнении Больцмана вида $N \left(\frac{m_e \varepsilon}{2} \right) \frac{\partial}{\partial t} [f_0(\varepsilon)]$ можно пренебречь. Уравнение (5)

представляет собой обыкновенное дифференциальное уравнение второго порядка для f_0 и решается методом итераций, при этом в качестве исходных параметров используются экспериментальные значения сечений и приведенное электрическое поле разряда E/N .

Система уравнений (1)-(5) дополняется уравнением для колебательной энергии молекул азота вида

$$\frac{d\varepsilon_V}{dt} = \alpha_V Q_E - \frac{\varepsilon_V - \varepsilon_0(T)}{\tau_{VT}}, \quad (6)$$

где $\varepsilon_0(T)$ – равновесная колебательная энергия электронов; Q_E – энергия электромагнитного поля; τ_{VT} – время колебательно-поступательной релаксации.

Часть энергии электромагнитного поля, переданная в колебательные степени свободы, вычислялась путем интерполяции данных, представленных в работе [16]. Для расчета электрического поля предлагалась следующая итерационная процедура. На первом шаге значение приведенного электрического поля оценивалось по измерениям напряжения разряда с учетом падения напряжения в приэлектродных слоях ($U_c \approx 0,2$ кВ). Предполагалось, что наносекундный импульс имеет трапециидальную форму. При этом плотность тока определялась из законов Ома и Кирхгофа:

$$U = U_g(t) + I(t) \cdot R_{ext}; \quad (7)$$

$$U_g(t) = U_c + E(t) \cdot d; \quad (8)$$

$$I(t) = 2\pi \cdot E(t) \int r \cdot \sigma(r, t) dr, \quad (9)$$

где $U_g(t)$ – межэлектродное падение напряжения; $E(t)$ – среднее значение электрического поля; $I(t)$ – ток разряда.

На втором шаге рассчитанные скорости констант реакций с участием электронов использовались, как входной параметр и значение приведенного электрического поля корректировалось с учетом неоднородности разряда и формирования приэлектродных слоев. Влиянием колебательного возбуждения на скорости реакций с участием нейтральных частиц пренебрегалось, аналогичное влияние на константы скоростей реакций с участием электронов учитывалось путем введения специального множителя k_V , зависящего от колебательной температуры [17].

Разработанный на языке FORTRAN программный пакет S-PLASIG для расчета процесса воспламенения импульсным наносекундным разрядом включает в себя следующие программные блоки: блок расчета констант скоростей реакций с участием электронов на основе решения уравнения Больцмана (5); блок расчета констант скоростей реакций с участием нейтральных частиц на основе соотношений Аррениуса, блок расчета термодинамических свойств смеси и программный модуль DLSODE для решения системы дифференциальных уравнений первого порядка (1) – (4), (6).

3. Результаты расчетов

При моделировании процесса воспламенения импульсным наносекундным разрядом использовались следующие кинетические схемы горения углеводородов: GRI 3.0 механизм, содержащий 53 нейтральные компоненты и 322 реакции [18], C2 механизм [19], содержащий 87 компонент и 435 реакций. Дополнительно учитывалось наличие положительных ионов N_4^+ , N_2^+ , NO^+ , O^+ , N^+ , O_4^+ , O_2^+ , N_3^+ , NON_2^+ , $O_2N_2^+$, N_2O^+ , NO_2^+ , NOO_2^+ , $NONO^+$, отрицательных ионов O_2^- , O^- , NO^- , O_3^- , NO_3^- , O_4^- , NO_2^- , N_2O^- , электронов, возбужденных частиц $O_2(a^1\Delta)$, $O_2(b^1\Sigma)$, $O_2(c^1\Sigma)$, $O(^1D)$, $O(^3P)$, $N_2(A^3\Sigma)$, $N_2(B^3\Pi)$, $N_2(C^3\Pi_u)$, $N(^2D)$, $N(^2P)$, $N(^4S)$, $N_2(a^1\Sigma)$, а также колебательно возбужденных молекул азота в основном электронном состоянии $N_2(x^1\Sigma, v)$. Используемая кинетическая схема, дополнительно к механизму горения углеводородов, включала 343 реакции с участием заряженных и возбужденных частиц [20].

Тестирование программного кода осуществлялось путем сравнения расчетных данных с данными экспериментальных замеров концентраций электронно-возбужденных состояний азота $N_2(C^3\Pi_u)$ [10] и с данными измерений поступательной и колебательной температур, приведенными в работе [11].

Основные характеристики наносекундного импульса, используемого в работе [10], следующие: длительность импульса – 10 нс, максимальное напряжение – 6 кВ. Измерения проведены в атмосфере воздуха, нагретого до температуры 1000 К при атмосферном давлении, при межэлектродном расстоянии в 4 мм. Результаты тестирования программы, приведенные в работе [20], показали удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных данных, что позволяет говорить о правомочности предложенного квазиодномерного подхода и реализованного программного кода.

Экспериментальные данные, приведенные в работе [11], соответствуют случаю генерации импульсного наносекундного разряда в метано-воздушной смеси различного состава. Характеристики импульса – длительность 70 нс, максимальное напряжение 19 кВ, частота 100 Гц. Межэлектродное расстояние составляло величину порядка 3 мм, измеренное максимальное значение тока достигало 8 А, начальная температура смеси $T = 300$ К, $p = 0,1$ МПа.

Расчетная временная зависимость приведенного электрического поля разряда для данной формы импульса в обедненной метано-воздушной смеси (эквивалентное отношение $\Phi = 0,5$) приведена на рис.1 при различных начальных условиях. Можно отметить, что рост приведенного электрического поля разряда с ростом начальной температуры смеси, наряду с тепловым фактором, является одним из факторов, оказывающим благоприятное влияние на процесс воспламенения обедненной смеси, за счет дополнительной генерации атомов кислорода.

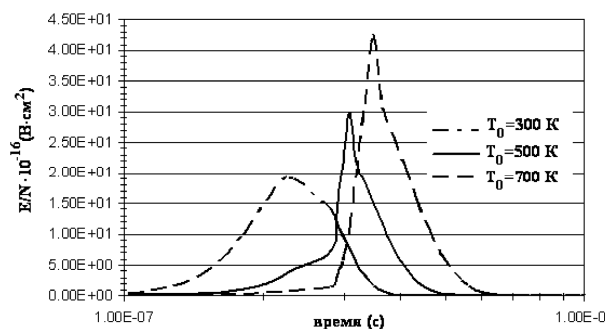


Рис. 1. Приведенное электрическое поле наносекундного импульса при различных начальных условиях (метано-воздушная смесь, $\Phi = 0,5$)

На рис. 2 приведены результаты расчетов поступательной и колебательной температур для импульса длительностью 70 нс и максимального напряжения 19 кВ. Там же приведены экспериментальные данные по результатам работы [11] для случая воспламенения обедненной метано-воздушной смеси ($\Phi = 0,65$).

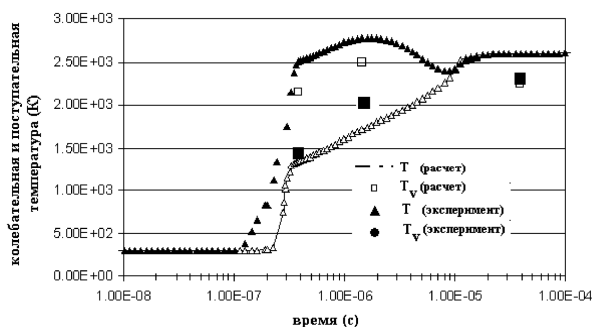


Рис. 2. Распределения поступательной и колебательной температур (метано-воздушная смесь, $\Phi = 0,65$)

Можно отметить, что предложенная модель адекватно отражает временные зависимости температур, в частности, их отрыв на начальной стадии разряда, а также их выравнивание на момент воспламенения. Исключением является временной интервал $t \geq 10 \div 20 \mu\text{с}$, соответствующий процессу распространения фронта пламени после воспламенения смеси, где процессы диффузии компонент, не учитываемые в данной модели, играют определяющую роль.

Также было получено, что одной из особенностей процесса воспламенения наносекундным импульсом является зависимость концентрации атомов кислорода, формируемых разрядом, от вида топлива. В частности, при увеличении числа атомов углерода в молекуле топлива, при прочих равных условиях, концентрация атомов кислорода снижается. Этот процесс обусловлен процессами тушения атомов кислорода молекулами топлива, при этом скорость процесса определяется видом топлива. Поскольку время задержки воспламенения напрямую связано с концентрацией атомов кислорода, можно утверждать, что эффективность импульсного наносекундного разряда, как генератора активных частиц, необходимых для процесса воспламенения смеси, снижается с ростом числа атомов C в молекуле топлива.

Продоланные расчеты позволяют определить период задержки воспламенения топливно-воздушной смеси и оценить влияние состава смеси, а также колебательной неравновесности на процесс воспламенения в этих условиях. Момент времени, соответствующий воспламенению, определялся как точка максимума на временной зависимости скорости тепловыделения. Поскольку этот максимум полностью коррелирует с максимумом концентрации атомов кислорода, формируемых разрядом, время начала процесса воспламенения определялось по максимальной концентрации атомов кислорода. Так, на рис. 3 приведены зависимости концентрации атомов кислорода от времени для случая воспламенения метано-воздушной смеси обедненного ($\Phi = 0,65$, $\Phi = 0,5$) и стехиометрического состава ($\Phi = 1$). Там же приведены данные расчетов, проведенных при пренебрежении влиянием колебательного возбуждения на константы скоростей реакций с участием электронов ($i_v = 0$).

Можно отметить, что приведенные зависимости имеют два характерных пика, первый из которых соответствует процессу генерации атомов кислорода наносекундным импульсом, второй – является признаком воспламенения. Определенный таким образом период задержки воспламенения составил величину порядка $t_d = 10 \div 30 \mu\text{с}$, что находится в удовлетворительном согласовании с данными эксперимента [11], где авторы дают оценку $t_d \leq 50 \mu\text{с}$.

При обеднении смеси до $\Phi = 0,5$ время задержки воспламенения уменьшается, так как увеличивается концентрация атомов кислорода, кроме того, в смеси имеется достаточно молекул топлива для воспламенения. При дальнейшем обеднении смеси воспламенения не происходит. Таким образом, предельным эквивалентным отношением для случая воспламенения неравновесной плазмы в данном случае является $\Phi = 0,5$. Также можно отметить, что наличие отрыва колебательной температуры от поступательной снижает период задержки воспламенения.

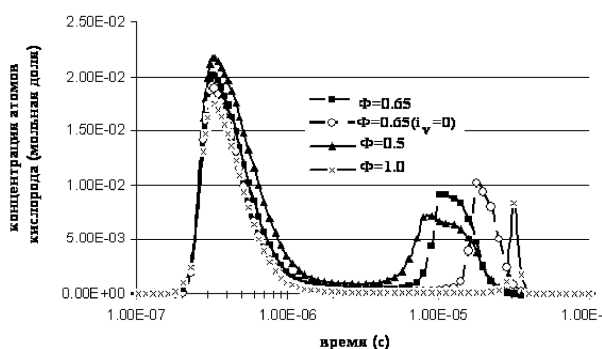


Рис. 3. Временные зависимости концентрации атомов кислорода, формируемых наносекундным импульсом, для метано-воздушной смеси

При увеличении давления вследствие снижения приведенного электрического поля разряда концентрация электронно-возбужденных состояний азота падает, как следствие, снижается и концентрация атомов кислорода, генерируемых разрядом и поступательная температура (рис. 4). Оба этих фактора вызывают увеличение периода задержки воспламенения и эффективность использования неравновесной плазмы, как источника воспламенения, снижается.

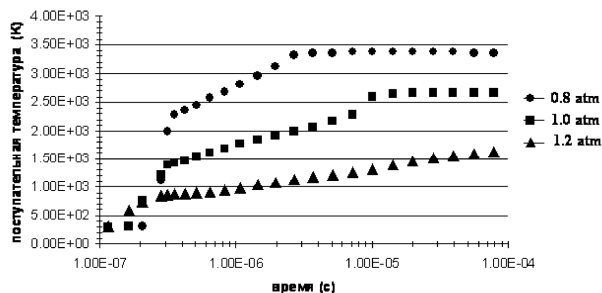


Рис. 4. Поступательная температура смеси при различных давлениях

Изменить ситуацию можно путем изменения геометрии электродов и увеличением напряжения (эти процессы, в свою очередь лимитируются напряжением пробоя). Зависимости констант скоростей реакций с участием заряженных, электронно- и колебательно-возбужденных частиц от давления

неизвестны. Традиционным является подход, при котором этими зависимостями пренебрегают, учитывая при этом зависимости констант скоростей реакций с участием нейтральных частиц от давления. В таком случае, предложенная модель может быть применена для расчета процесса воспламенения топливно-воздушной смеси в условиях высоких давлений, характерных для ДВС, работающих на природном газе. Так на рис. 5 приведены данные расчета процесса воспламенения метано-воздушной смеси наносекундным импульсом 70 нс с максимальным напряжением 11 кВ. Межэлектродное расстояние 1 мм, максимальное приведенное электрическое поле разряда порядка 100-120 Td, начальная температура и давление смеси, соответственно, $T_0=800$ К, $P_0=10$ атм.

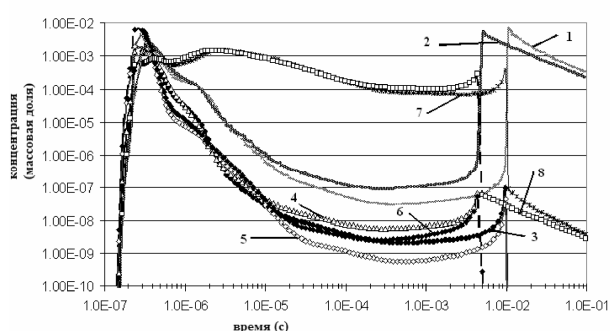
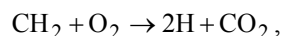


Рис. 5. Временные зависимости компонент смеси:
а) $\Phi = 1$: 1- OH, 3- H, 5- O, 7- HO_2 ;
б) $\Phi = 0,65$: 2- OH, 4- H, 6- O, 8- HO_2

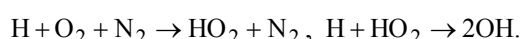
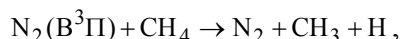
Можно отметить, что, и при высоких давлениях, период задержки воспламенения t_d для обедненной смеси меньше, чем для смеси стехиометрического состава, т.е. и при высоких давлениях неравновесная плазма создает благоприятные условия для воспламенения обедненной смеси.

Было также получено, что в таких условиях процесс воспламенения наносекундным импульсом реализуется следующим образом:

1) через генерацию атомов H при $E/N < 1$, согласно реакциям



2) через генерацию атомов H при $E/N > 1$ с последующим образованием HO_2 , согласно реакциям:



Сравнение результатов расчета при различных давлениях смеси (см. рис. 5, рис.3) показывают значительное увеличение периода задержки воспламенения при высоких давлениях по сравнению со случаем воспламенения наносекундным импульсным

разрядом при атмосферном давлении. Выходом из сложившейся ситуации является увеличение частоты сигнала, что в условиях ДВС является трудно реализуемой задачей, а также организация соответствующей геометрии электродов, отличной от традиционной.

Выводы

Предложена модель процесса воспламенения топливно-воздушной смеси наносекундным импульсным разрядом.

Приведены результаты численного моделирования процесса воспламенения наносекундным импульсным разрядом с использованием программного кода S-PLASIG.

Приведен анализ механизмов воспламенения смеси неравновесной плазмой и проведена оценка периода задержки воспламенения в зависимости от давления среды.

Работа проведена в рамках Фулбрайтского гранта US Department of State "Combustion processes control in engines for the vehicle toxic emissions reduction".

Литература

1. Efficiency of propane-air mixture combustion assisted by deeply undercritical MW discharge in cold high-speed airflow/ I.I. Esakov, L.P. Grachev, K.V. Khodataev, V.A. Vinogradov, D.M. Van Wie // AIAA-2006-1212.
2. Nonequilibrium plasmas and its applications for combustion and hypersonic flow control / N.B. Anikin, E.I. Mintoussov, S.V. Pancheshnyi, D.V. Roupasov, V.E. Sych, A.Yu. Starikovskii // AIAA-2003-1053.
3. Simulation of a DC discharge in a transverse supersonic gas flow/ S.A. Dvinin, A.P. Ershov, I.B. Timofeev, V.A. Chernikov, V.M. Shibkov// High Temperature. – 2004. – Vol. 42, № 2. – P. 157-167.
4. Plasma discharge stabilization of jet diffusion flames/ W. Kim, H. Do, M.G. Mungal, M.A. Capelli // IEEE Trans. on Plasma Sci. – 2006. – Vol.34. – P. 2545-2551.
5. Puchkarev V. Energy efficient plasma processing of gaseous emission using a short pulse discharge // V. Puchkarev, M. Gundersen // Appl. Phys. Lett. – 1997. – Vol.71 (23). – P. 3364-3366.
6. Comparative analysis of engine ignition systems / A.A. Tropina, L. Lenarduzzi, S.V. Marasov, A.P. Kuzmneko// IEEE Trans. on Plasma Science. – 2009. – Vol. 37. – P. 2286-2292.
7. Starikovskaia S.M. Plasma assisted ignition and combustion / S.M. Starikovskaia // J. Phys.D: Applied Physics. – 2006. – Vol. 39. – R 265-R299.
8. Nitric oxide density measurements in air and air/fuel nanosecond pulse discharge by laser induced fluorescence / M. Uddi, N. Jiang, I.V. Adamovich, W.R. Lempert // J. Phys.: Appl. Phys. – 2009. – Vol. 42. – P. 075205-075223.

9. Starikovskii A.Yu. Plasma supported combustion/ A.Yu. Starikovskii / A.Yu. Starikovskii // *Proc. of Comb. Inst.* – 2005. – Vol. 30. – P. 2405-2417.
10. Atmospheric pressure plasma diagnostics by OES, CRDS and TALIF. / G.D. Stancu, F. Kaddouri, D.A. Lacoste, C.O. Laux // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2010. – Vol. 43. – P. 124.002-124.012.
11. Messina D. Study of a non-equilibrium nanosecond discharge at atmospheric pressure using coherent anti-Stokes Raman scattering / D. Messina, B. Attal-Tretout, F. Grisch // *Proc. of the Comb. Inst.* – 2007. – Vol. 31. – P. 825-832.
12. Janev R.K. Collision processes of $C_{2,3}H_7$ and $C_{2,3}H_7^+$ hydrocarbons with electrons and protons / R.K. Janev, D. Reiter // *Phys. Plasmas.* – 2004. – Vol. 11. – P. 781-829.
13. Cross sections for collisions of electrons and protons with nitrogen molecules / Y. Itikawa, M. Hayashi, A. Ichimira, K. Onda, K. Sakimoto, K. Takayanagi, M. Nakamura, M. Nishimura, T. Takayanagi // *J. Phys. Chem. Ref. Data.* – 1986. – Vol. 16. – P. 985-1010.
14. Cross sections for collisions of electrons and protons with oxygen molecules / Y. Itikawa, A. Ichimira, K. Onda, K. Sakimoto, K. Takayanagi, Y. Natano, M. Hayashi, M. Nishimura, S. Tsurubichi // *J. Phys. Chem. Ref. Data.* – 1989. – Vol. 18. – P. 23-42.
15. Хаксли Л. Диффузия и дрейф электронов в газах: монография / Л. Хаксли, Р. Кромптон. – М.: Мир, 1977. – 672 с.
16. Electron distribution function in 4:1 N_2-O_2 mixture / N.L. Aleksandrov, F.L. Vysikailo, R. Sh. Islamov, I.V. Kochetov, A.P. Napartovich, V.G. Pevgov // *High Temperature.* – 1981. – Vol. 19 (1). – P. 17-21.
17. Гайсин Ф.М. Электрофизические процессы в разрядах с твердыми и жидкими электродами: монография / Ф.М. Гайсин, Е.Е. Сон. – Свердловск, 1989. – 432 с.
18. Kinetic scheme of high temperature methane oxidation [Электронный ресурс] / G.P. Smith, D.M. Golden, M. Frenklach. – Режим доступа: http://www.me.berkeley.edu/gri_mec.
19. Methane/ethane/propane mixture oxidation at high pressures and at high, intermediate and low temperatures / D. Healy, H.J. Curran, J.M. Simmie, D.M. Kalitan, C.M. Zinner, A.B. Barrett, E.L. Petersen, G. Bourque // *Combustion and flame.* – 2008. – Vol. 155. – P. 441-448.
20. Tropina A.A. Minimum ignition energy. Part 1. Discharge model / A.A. Tropina, Uddi M., Y. Ju // *IEEE Trans. on Plasma Science.* – 2010.

Поступила в редакцию 8.09.2010

Рецензент: д-р техн. наук, проф. В.Г. Солодов, Харьковский национальный автомобильно-дорожный университет, Харьков.

THE MECHANISMS OF IGNITION BY A REPEPTITIVE NANOSECOND PULSED DISCHARGE

A.A. Tropina

The results of the numerical modeling of ignition process of the methane-air and ethylene- air mixtures by a nonequilibrium plasma of a repetitive nanosecond pulsed discharge are presented. The proposed model includes as the detailed calculation of chemical kinetics for the neutral, charged, electronically and vibrationally excited mixture components as well as electrodynamics modeling of a repetitive nanosecond pulsed discharge in a gas flow. The main mechanisms of ignition process by a nonequilibrium plasma at atmospheric pressure conditions were determined. The hypothesis of two-step mechanism of a fuel-air mixture fast heating by a nanosecond discharge has been confirmed.

Key words: repetitive nanosecond pulsed discharge, chemical kinetics, Boltzmann equation, numerical modeling.

МЕХАНІЗМИ ЗАПАЛЮВАННЯ НАНОСЕКУНДНИМ ІМПУЛЬСНИМ РОЗРЯДОМ

A.A. Тропіна

Приведені результати чисельного моделювання процесу запалювання нерівноважною плазмою наносекундного імпульсного розряду метано та етілено-повітряної суміші. Запропонована модель, що включає до себе, як детальний розрахунок хімічної кінетики для нейтральних, заряджених, електронно- та коливально збуджених компонент суміші, так і моделювання електродинаміки наносекундного імпульсного розряду в потоці газу. Визначено головні механізми процесу запалювання нерівноважною плазмою при атмосферному тиску. Підтверджено гіпотезу щодо двоступеневого механізму швидкого нагріву паливно-повітряної суміші наносекундним розрядом.

Ключові слова : імпульсний наносекундний розряд, хімічна кінетика, рівняння Больцмана, чисельне моделювання.

Тропіна Альбіна Альбертовна – канд. физ.-мат. наук, доцент, доцент кафедри теоретической механики и гидравлики национального автомобильно-дорожного университета, Харьков, Украина, e-mail: albina.tropina@fulbrightmail.org.