

Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

A. P. Napartovich, I. V. Kochetov, S. B. Leonov, Численное моделирование под-  
жига предварительно перемешанной этиленвоздушной смеси системой мик-  
роразрядов, *TVT*, 2010, Volume 48, supplementary issue, 63–69

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms  
of use

<http://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.9.173

March 24, 2025, 06:24:29



УДК 531.521

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОДЖИГА ПРЕДВАРИТЕЛЬНО ПЕРЕМЕШАННОЙ ЭТИЛЕНВОЗДУШНОЙ СМЕСИ СИСТЕМОЙ МИКРОРАЗРЯДОВ

© 2010 г. А. П. Напартович<sup>1</sup>, И. В. Кочетов<sup>1</sup>, С. Б. Леонов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований

<sup>2</sup> Институт высоких температур РАН, Москва

Поступила в редакцию 15.09.2009 г.

Развита теоретическая модель воспламенения предварительно перемешанной смеси воздуха с этиленом, инициированного стримерным разрядом в сверхзвуковом потоке. Анализируется система, включающая в себя микростримерный разряд с последующим смешением возбужденных и невозбужденных областей. Численно продемонстрировано, что использование неоднородного разряда с последующим смешением возбужденной и невозбужденной областей потока смеси этилена с воздухом может резко уменьшить минимально необходимую для инициирования горения вкладываемую в разряд энергию в расчете на полный поток.

PACS: 82.33.Vx; 82.33.Xj

### ВВЕДЕНИЕ

Основная задача, стоящая перед разработчиками гиперзвукового прямоточного воздушно-реактивного двигателя (ГПВРД), – уменьшение длины инициирования до расстояний, обеспечивающих воспламенение топливно-воздушной смеси в камере сгорания на разумных расстояниях при скоростях потока с числом Маха  $M \approx 2$ . Идея использования плазменных методов воспламенения топлива основана на неравновесной генерации химически активных частиц, ускоряющих процесс горения [1–3]. Предполагается, что выигрыш в энергии, затрачиваемой для ускорения горения, в плазменных методах достигается за счет неравновесной природы плазмы в разряде, позволяющей довести концентрацию радикалов до сверхравновесной.

В работе [3] рассчитаны пороговые энергии для однородного плазменного инициирования горения предварительно перемешанной этиленвоздушной смеси в условиях, типичных для работы ГПВРД. Величина пороговой энергии составила около 210 Дж/г. Это большая величина, требующая мощных источников электричества. Один из путей снижения пороговой энергии – использование неоднородного разряда, который позволяет для инициирования применить химическую энергию, выделяющуюся в области больших энерговкладов. В недавно опубликованном обзоре по плазмохимической конверсии метана с помощью разрядов типа искры и скользящей дуги [4] указано, что затраты

энергии на конверсию метана для неоднородных разрядов ниже, чем для однородных. Это позволяет надеяться, что при использовании неоднородных разрядов для плазменного инициирования горения топливно-воздушных смесей удельная энергия для воспламенения может оказаться меньше, чем при использовании однородных разрядов. Заметим, что идея неоднородного инициирования горения неоднократно высказывалась исследователями (см., например, [5]).

В работе [6] выполнено исследование плазменного инициирования неоднородным импульсным разрядом в приближении мгновенного последующего смешения возбужденной и невозбужденной областей. Результаты, полученные для мгновенного смешения, указывают на то, что при использовании неоднородного разряда энергия плазменного инициирования может быть существенно уменьшена по сравнению с энергией однородного разряда в пересчете на суммарный расход этиленвоздушной смеси. Поскольку приближение мгновенного смешения может оказаться слишком грубым, представляет интерес теоретическое исследование модели распределенного смешения.

Проведенное в данной работе численное моделирование показало, что использование неоднородного разряда с последующим смешением возбужденной и невозбужденной порций смеси может привести к существенному снижению требований к характеристикам разряда для инициирования

горения в предварительно подготовленной смеси этилена с воздухом. В частности, требуемый уровень вкладываемой в разряд энергии в расчете на полный расход газа оказывается намного ниже, чем при однородном возбуждении смеси.

### МОДЕЛЬ

Одной из привлекательных схем поджига горючих смесей представляется поджиг потока смеси системой поперечных импульсных микроразрядов, расположенных периодически в боковом направлении (рис. 1). Они могут быть сформированы специальной электродной системой. Разряд такого типа был осуществлен экспериментально в дозвуковом потоке воздуха атмосферного давления [7]. Представляет большой интерес численно смоделировать такую систему с использованием разного уровня приближений в описании газодинамического течения. Поскольку типичная длительность неравновесных импульсных разрядов при атмосферном давлении короче характерных газодинамических времен, можно считать, что энерговклад в разряде происходит в фиксированном объеме  $V_0$ . Далее возбужденная газовая смесь расширяется и смешивается с невозбужденной смесью, что приводит, с одной стороны, к понижению температуры, а с другой стороны – к выделению тепла за счет сгорания топлива, поступившего из невозбужденной смеси. Полная модель системы перемешивающихся струй с выделением тепла чрезвычайно сложна при сохранении основных кинетических особенностей горения. Для оценки эффекта воспламенения в условиях неоднородного возбуждения сформулирована модель распределенного смешения за конечное время, модифицирована численная программа и проведены расчеты воспламенения сверхзвукового потока системой микроразрядов поперек потока. Все расчеты выполнены для предварительно перемешанной смеси этилена с сухим воздухом при начальном статическом давлении 1 атм и температуре 700 К.

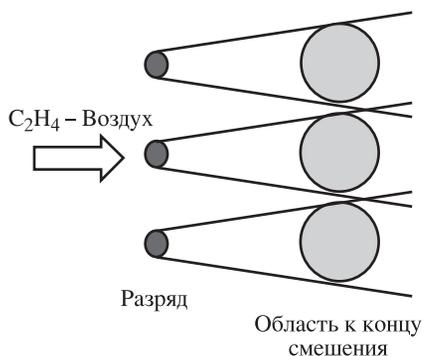


Рис. 1. Схема предполагаемого микростримерного разряда (вид сверху).

В модели предполагалось, что расширение и смешение начинается сразу после окончания разряда (1 мкс) и происходит за конечное заданное время  $t_{\text{mix}}$  с объема  $V_0$  до объема  $V$ . Температура перемешанной смеси находилась из баланса тепловой энергии. В уравнения баланса появившихся новых химических соединений в течение времени перемешивания добавлены члены, описывающие уменьшение их концентраций, связанное с их распределением по всей области, которую занимает перемешанная струя:

$$\frac{dN_i}{dt} = \left( \frac{dN_i}{dt} \right)_{\text{UNIFORM}} - \frac{N_i}{t_{\text{mix}}} \left( 1 - \frac{V_0}{V} \right).$$

Полагалось, что начальный размер области разряда мал по сравнению с периодом расположения разрядов. В этом случае зона смешения за очень короткое время перекрывает всю возбужденную область. После этого поток в пределах периода структуры можно считать состоящим из двух частей: шнура, содержащего перемешанное состояние, и оставшейся части с невозбужденной смесью. Концентрации образовавшихся в разряде радикалов и молекул уменьшаются в соответствии со степенью разбавления и заданной скоростью перемешивания двух областей.

Из невозбужденной области добавляются молекулы  $N_2$ ,  $O_2$  и  $C_2H_4$ :

$$\frac{dN_i}{dt} = \left( \frac{dN_i}{dt} \right)_{\text{UNIFORM}} - \frac{N_i - N_i^0 \frac{T_0}{T}}{t_{\text{mix}}} \left( 1 - \frac{V_0}{V} \right),$$

где  $N_i^0$ ,  $T_0$  – плотность и температура исходных продуктов в невозбужденной зоне;  $T$  – текущая температура в перемешанной зоне. В этих условиях более реалистичным представляется приближение постоянного давления газовой смеси.

Кинетическая модель, описывающая плазменное инициирование в одном микроразряде, представляла собой совместное решение уравнения Больцмана для функции распределения электронов по энергиям с уравнениями зарядовой и химической кинетики, уравнениями для температуры газа и внешней электрической цепи. Использование уравнения для внешней цепи позволяет рассчитывать приведенное электрическое поле  $E/N$  в плазме разряда. Это обеспечивает для модели большую “предсказательность” – не требуется использование экспериментально измеренных значений  $E/N$  (см., например, [8]) или нахождение  $E/N$  по подгонке к измеренным в эксперименте другим величинам (например, концентрации атомов O [9]). В расчетах использовались самосогласованные наборы редуцированных сечений для  $N_2$  и  $O_2$ , приведенные в

работах [10–12]. Как и в [10–12], применялось суммарное сечение возбуждения колебательных уровней для каждой из молекул  $N_2$  и  $O_2$ . У азота введены два электронных уровня. Первый соответствует нижнему метастабильному  $A^3\Sigma_u^+$  уровню, второй эффективный уровень соответствует сумме остальных электронных уровней. Редуцированные наборы сечений дают расчетную зависимость скорости дрейфа электронов, отношения коэффициентов поперечной и продольной диффузии электронов к их подвижности и константы скорости ионизации от приведенного электрического поля. Расчетная зависимость хорошо согласуется с имеющимися в литературе экспериментальными данными. Предпочтение в использовании редуцированного (упрощенного) набора сечений взаимодействия электронов с молекулами связано с тем, что в условиях расчета (высокие температуры, атмосферное давление и наличие молекул и радикалов, на которых идет быстрая колебательная релаксация) может быть упрощено описание процессов колебательной релаксации, достаточно введения одного эффективного колебательного уровня. Ограниченность в знаниях детальной кинетики всех электронных уровней делает предпочтительным введение небольшого числа электронных уровней, для которых известны процессы образования и гибели. Ионно-молекулярные реакции и их константы для плазмы воздуха взяты из [10, 11]. Описание кинетики механизма горения любезно предоставлено М.И. Стрелковой (см. [13]), оно близко к широко известному GRI-3.0. Константы скоростей реакции молекул этилена с электронно-возбужденным молекулярным азотом взяты из [14].

### РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

В расчетах разряд с внешней цепью моделировался емкостью, замкнутой на разрядный промежуток. Последний представлял собой цилиндр радиусом 0.5 мм. Величина энерговклада определялась емкостью и начальным напряжением и составляла 480 Дж/г. Характерные расчетные формы приведенного электрического поля  $E/N$  в разряде и плотности тока разряда приведены на рис. 2. В максимуме тока разряда величина  $E/N$  составляла 150 Тд. Длительность импульса тока по полувысоте – 10 нс и по основанию – 40 нс. Основной механизм плазменного инициирования топливно-воздушной смеси связан с образованием атомарного кислорода. Доля энергии разряда, идущая на образование атомов O, в зависимости от приведенного электрического поля показана на рис. 3. Эти расчеты выполнены путем решения уравнения Больцмана для электронов в смеси исходного состава. Доля энергии прямой диссоциации молекул кислорода

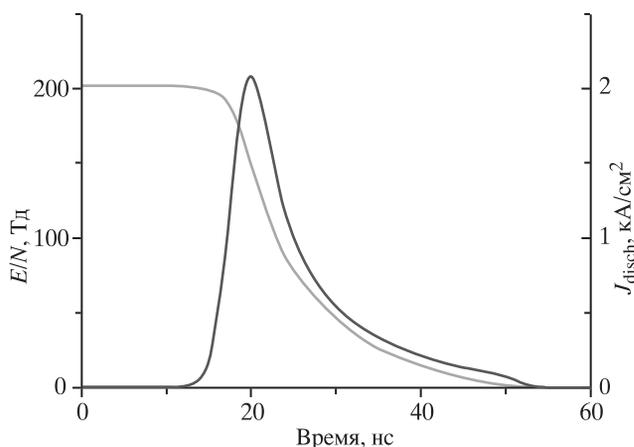


Рис. 2. Динамика приведенного электрического поля в плазме и плотности тока разряда. Удельная энергии разряда – 480 Дж/г,  $T = 700$  К,  $P = 1$  атм,  $N_2 : O_2 : C_2H_4 = 12 : 3 : 1$ ,  $R = 0.5$  мм.

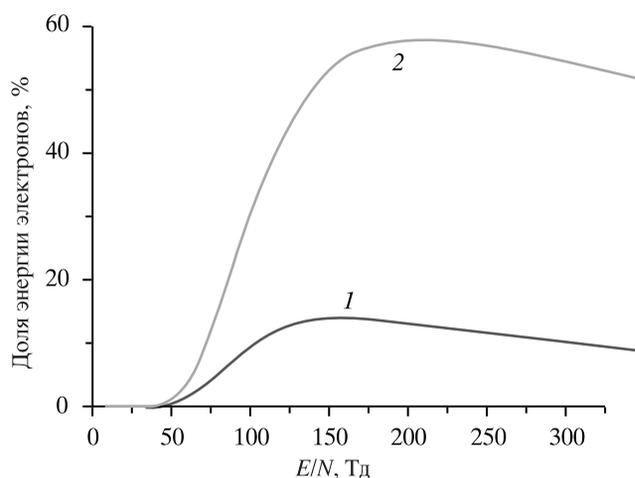
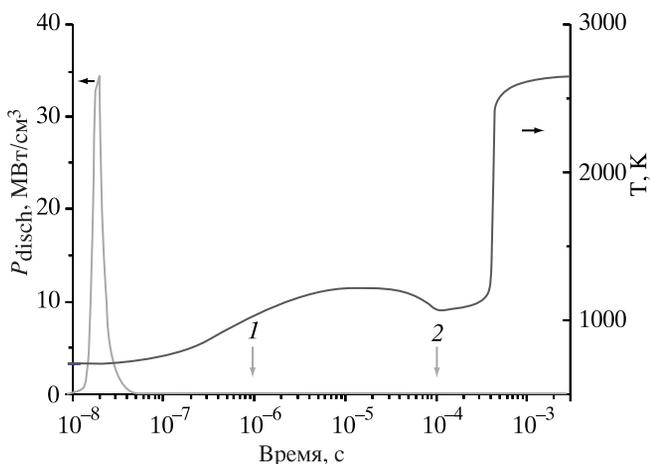


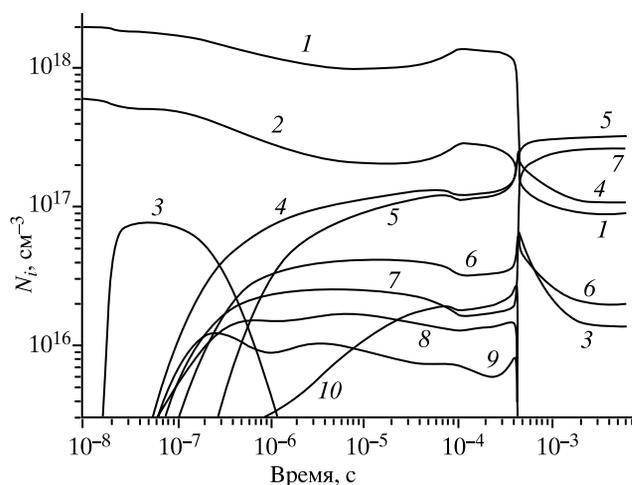
Рис. 3. Доли энергии разряда, идущие на диссоциацию молекул  $O_2$  в смеси  $N_2 : O_2 : C_2H_4 = 12 : 3 : 1$ . 1 – доля прямой диссоциации молекулы  $O_2$  электронами плазмы, 2 – полная диссоциация молекул  $O_2$  с учетом диссоциации при столкновениях с молекулами азота в электронно-возбужденных состояниях.

электронами плазмы невелика, максимальная ее величина составляет 14% при  $E/N = 160$  Тд. Полная эффективная диссоциация включает канал образования атомов кислорода при столкновении молекулярного кислорода с молекулярным азотом в электронно-возбужденных состояниях. Максимальная величина доли полной эффективной диссоциации молекул  $O_2$  в балансе вложенной энергии электронов составляет 58% при  $E/N = 205$  Тд. Учитывается, что часть энергии в этих процессах идет на нагрев газа.

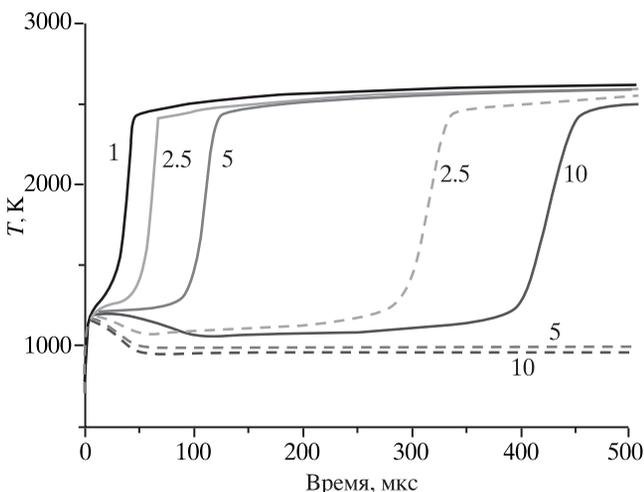
На рис. 4 показана рассчитанная динамика мощности разряда и температуры газа. Представляет интерес немонотонное поведение температуры газа. Имеется заметный спад температуры к концу смешения. Этот эффект объясняется наличием конкуренции между процессами охлаждения, связан-



**Рис. 4.** Динамика плотности мощности разряда и температуры газа при распределенном смешении.  $V/V_0 = 10$ ,  $t_{\text{mix}} = 100$  мкс, время перемешивания возбужденной и невозбужденной областей: 1 – начало, 2 – конец. Остальные условия соответствуют рис. 2.



**Рис. 6.** Динамика концентрации радикалов и молекул при разрядном инициировании в случае распределенного смешения: 1 –  $O_2$ , 2 –  $C_2H_4$ , 3 – O, 4 – CO, 5 –  $H_2O$ , 6 –  $H_2$ , 7 –  $CO_2$ , 8 –  $CH_2O$ , 9 –  $HO_2$ , 10 –  $CH_2CO$ . Условия расчета соответствуют рис. 4.



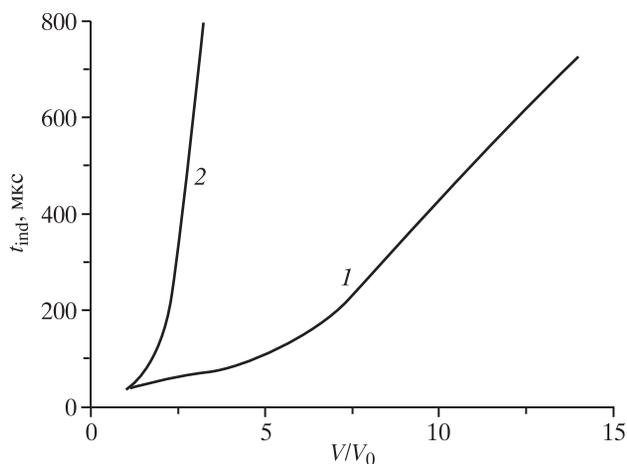
**Рис. 5.** Зависимость температуры газа от времени для разных степеней перемешивания и различных времен смешения. Цифры около кривых – степень перемешивания, сплошные линии – время перемешивания 100 мкс, пунктирные – 50 мкс. Остальные условия соответствуют рис. 2.

ными с перемешиванием с относительно холодным (700 K) газом, и нагрева вследствие химических реакций. При выбранных параметрах взаимодействие этих двух тенденций приводит к появлению максимума в начале зоны смешения. Заметим, что время на рис. 4 отложено в логарифмическом масштабе, на рис. 5 с линейным масштабом времени описанный эффект проявляется более четко. Стрелками указаны моменты времени начала и окончания смешения. На рис. 5 представлена эволюция температуры газа для разных степеней разбавления. Кривая 1 соответствует пределу однородного возбуждения смеси. Для времени, ограниченного шкалой на рис. 5 ( $t < 500$  мкс), степень разбавления

возбужденной смеси 10 раз близка к критической. При сокращении длительности процесса смешения время полного воспламенения резко увеличивается. В расчетах процесс смешения начинается после разряда. При сокращении длительности смешения определяющую роль играет охлаждение за счет подмешивания невозбужденного газа, приводящее к задержке полного воспламенения. При сокращении времени перемешивания со 100 мкс до 50 мкс при степени разбавления 2.5 время полного воспламенения увеличивается с 60 мкс до 310 мкс.

Расчетная динамика концентрации радикалов и молекул, типичная для плазменного инициирования горения [15, 16], представлена на рис. 6. Вначале нарабатываются атомы кислорода, которые на стадии так называемого “холодного горения” [17] приводят к образованию молекул CO,  $CH_2O$ ,  $H_2$ ,  $HO_2$ ,  $CH_2CO$  и т.п. На временах, больших 10 мкс, но меньших момента окончания смешения, наблюдается рост концентраций  $O_2$  и  $C_2H_4$  в результате смешения порции газа, обработанного разрядом, с газом, не обработанным разрядом. Далее происходит полное сгорание топливно-воздушной смеси.

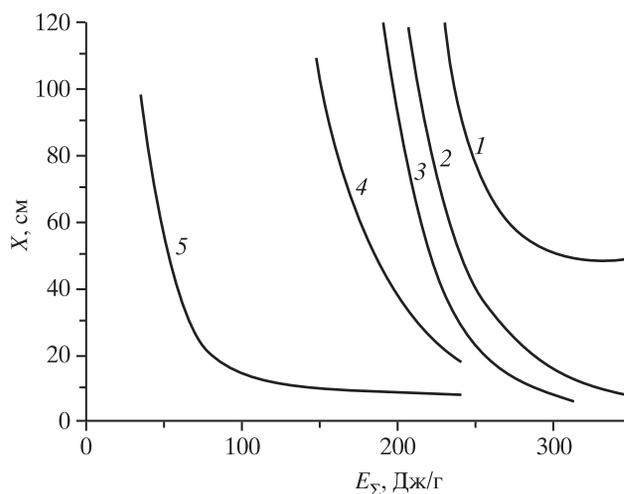
Важной характеристикой процесса плазменного инициирования горения является время воспламенения топливно-воздушной смеси. Оно определяет возможность использования этого явления на практике. В расчетах время воспламенения определялось по максимуму производной температуры газа по времени. Такое определение времени воспламенения в условиях расчета совпадает со временем воспламенения, найденным по максимуму концентрации радикалов СН. Последний способ определения времени воспламенения используется



**Рис. 7.** Зависимость времени воспламенения от степени разбавления для смешения за различное время: 1 – время перемешивания до заданного объема 100 мкс, 2 – 50 мкс. Остальные условия расчета соответствуют рис. 2.

в экспериментах [2]. Рис. 7 иллюстрирует зависимость отсчитываемого от начала смешения времени воспламенения от степени разбавления возбужденной области для распределенного смешения, происходящего за различное время. При времени смешения 100 мкс для обеспечения времени полного воспламенения не более 600 мкс степень смешения не должна превышать 12. После окончания разряда разбавление возбужденной смеси в модели распределенного смешения охлаждает газ. Чем быстрее смешение, тем сильнее эффект охлаждения. Это приводит к увеличению времени задержки воспламенения как при уменьшении времени смешения, так и при увеличении степени разбавления.

В задачах, связанных с плазменным инициированием горения в ГПВРД, удобно от времени воспламенения перейти к длине воспламенения. В приведенных оценках пренебрегалось изменением скорости движения газовой смеси и длина воспламенения вычислялась по заданной скорости газа и времени воспламенения. Зависимость длины воспламенения от вложенной удельной энергии в пересчете на полный расход этиленвоздушной смеси для разных времен смешения представлена на рис. 8



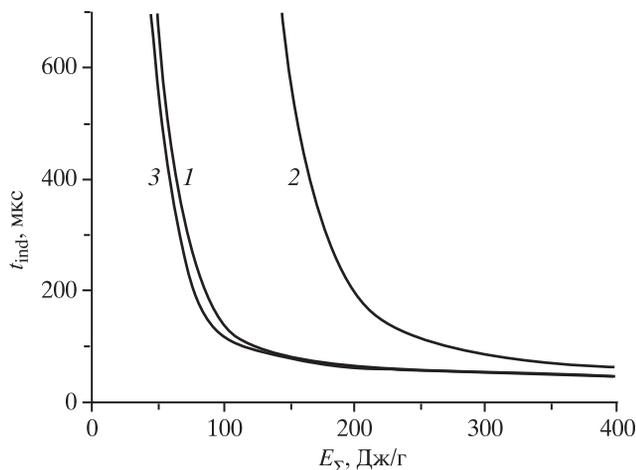
**Рис. 8.** Зависимость длины воспламенения от вложенной энергии для однородного (1–3) и неоднородного (4–5) плазменного инициирования. В случае неоднородного инициирования вложенная энергия пересчитывается на полный расход смеси: 1 – разряд постоянного тока; 2 – импульсный микросекундный разряд; 3–5 – импульсный наносекундный разряд; 4, 5 – времена смешения 50 и 100 мкс соответственно.  $M = 2$ . Остальные условия расчета соответствуют рис. 2.

(кривые 4, 5) при начальном числе Маха потока  $M = 2$ . Видно, что для обеспечения воспламенения на длине 60 см достаточен энергозатрат в пересчете на весь расход газа всего 45 Дж/г при времени смешения 100 мкс и 175 Дж/г при времени смешения 50 мкс. На этом же рисунке приведены длины воспламенения в случае использования однородного разряда постоянного тока и импульсных разрядов различной длительности [18]. Видно, что плазменное инициирование горения с помощью неоднородного разряда заметно уменьшает необходимую энергию разряда.

Сравнение расчетных энергий плазменного инициирования различными типами однородных разрядов и теплового инициирования приведено в таблице. Авторам неизвестны экспериментальные данные по определению энергии, необходимой для плазменного инициирования горения на заданной длине в условиях, близких к условиям работы

Сравнение расчетных энергий, необходимых для инициирования горения на длине 60 см при использовании различных типов разряда и тепловом инициировании

Режим	Неоднородный разряд	Однородный разряд			Тепловое инициирование
	импульсный разряд и смешение 100 мкс	импульсный наносекундный разряд [18]	импульсный микросекундный разряд [18]	разряд постоянного тока [18]	нагрев [18]
$W/G$ , Дж/г	45	210	230	265	520



**Рис. 9.** Зависимость времени воспламенения от вложенной энергии, пересчитанной на полный расход смеси, для времени смешения 100 мкс и различной концентрации  $C_2H_4$ : 1 –  $[O_2]/[C_2H_4] = 3$ , 2 – 6, 3 – 2. Удельная энергия разряда – 480 Дж/г,  $T = 700$  К,  $P = 1$  атм.

ГПВРД. Поэтому для верификации модели были использованы экспериментальные данные по плазменному иницированию этиленвоздушной смеси в дозвуковом потоке газа с начальной комнатной температурой при давлении 70 Тор [16]. Расчет по модели для условий статьи [16] дает величину энергии 200 Дж/г [19], что близко к экспериментально измеренной энергии 230 Дж/г [16].

Использование неоднородного наносекундного разряда позволяет почти в пять раз уменьшить величину необходимой энергии, чем применение такого же однородного разряда. По сравнению с тепловым однородным иницированием выигрыш составляет порядок.

Представляет интерес исследование полученного эффекта в зависимости от концентрации этилена. На рис. 9 приведена зависимость времени воспламенения от вложенной энергии, пересчитанной на полный расход смеси для времени смешения 100 мкс для бедной, стехиометрической и обогащенной топливом смесей. Как и следовало ожидать, использование бедных смесей требует больших энергий разряда вследствие меньшего разогрева иницируемой области в процессе горения.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, численно продемонстрировано, что использование неоднородного разряда с последующим смешением возбужденной и невозбужденной порций смеси может привести к существенному снижению требований к характеристикам разряда для иницирования горения в предварительно подготовленной смеси окислителя с топливом.

В частности, уровень требуемой вкладываемой в разряд энергии в расчете на полный расход газа оказывается намного ниже, чем при однородном возбуждении смеси. При длине сверхзвукового потока 60 см ( $T = 700$  К,  $P = 1$  атм,  $M = 2$ ) и времени воспламенения 600 мкс требуемый удельный энерговыход, приведенный к полному расходу, составляет 45 Дж/г при времени смешения 100 мкс.

Работа выполнялась в рамках Программы фундаментальных исследований Президиума РАН (Р-09).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Leonov S., Bityurin V., Bocharov A. et al. Hydrocarbon Fuel Ignition in Separation Zone of High Speed Duct by Discharge Plasma. Proc. 4th Workshop "PA and MHD in Aerospace Applications". М.: IVTAN, 2002.
2. Starikovskaia S.M. Plasma Assisted Ignition and Combustion // J. Phys. D: Appl. Phys. 2006. V. 39. R 265.
3. Кочетов И.В., Леонов С.Б., Напартович А.П. Плазменное иницирование горения в сверхзвуковом потоке в топливно-воздушных смесях. Проблемы моделирования // Химия высоких энергий. 2006. Т. 40. С. 126.
4. Pushkarev A., Zhu Ai-Min, Li Xio-Song, Sazonov R. Plasma Chemical Conversion of Methane: Achievements and Future Prospective // Proc. V Int. Symp. Theoretical and Applied Plasma Chemistry. Ivanovo. Russia. 2008. V. 1. P. 23.
5. Macheret S.O., Shneider M.N., Miles R.B. Energy Efficiency of Plasma-Assisted Combustion in Ram/Scramjet Engines // AIAA 2005-5371. 2005.
6. Кочетов И.В., Леонов С.Б., Напартович А.П. Теоретические исследования проблем плазменного иницирования горения в сверхзвуковом потоке // 3-я школа-семинар по магнитоплазменной аэродинамике. М.: ОИВТРАН, 2008. С. 32.
7. Akishev Yu., Grushin M., Dyatko N. et al. Studies on Cold Plasma-Polymer Surface Interaction by Example of PP- and PET-Films // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. V. 41. 235203.
8. Стариковская С.М., Александров Н.Л., Косарев И.Н. и др. Воспламенение с помощью низкотемпературной плазмы. Кинетический механизм и экспериментальная проверка // Химия высоких энергий. 2009. Т. 43. С. 259.
9. Uddi M., Jiang N., Adamovich I.V., Lempert W.R. Nitric Oxide Density Measurements in Air and Air/Fuel Nanosecond Pulse Discharges by Laser Induced Fluorescence // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. V. 42. 075205.
10. Акишев Ю.С., Дерюгин А.А., Каральник В.Б. и др. Экспериментальное исследование и численное мо-

- делирование тлеющего разряда постоянного тока атмосферного давления // Физика плазмы. 1994. Т. 20. С. 571.
11. *Акишев Ю.С., Дерюгин А.А., Кочетов И.В. и др.* Эффективность генерации химически активных частиц в самостоятельном тлеющем разряде // Физика плазмы. 1994. Т. 20. С. 585.
  12. *Ionin A.A., Kochetov I.V., Napartovich A.P., Yuryshchev N.N.* Physics and Engineering of Singlet Deltaoxygen Production in Low-Temperature Plasma // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. V. 40. R25.
  13. KINTECH. Kinetic Technologies. Chemical Workbench (<http://www.kintech.ru>).
  14. *Herron J.T.* Evaluated Chemical Kinetics Data for Reactions of  $N(^2D)$ ,  $N(^2P)$ , and  $N_2(A^3\Sigma^+_{g,1})$  in the Gas Phase // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1999. V. 28. P. 1453.
  15. *Kosarev I.N., Aleksandrov N.L., Kindysheva S.V. et al.* Kinetics of Ignition of Saturated Hydrocarbons by Nonequilibrium Plasma:  $C_2H_6$ - to  $C_5H_{12}$ -Containing Mixtures // Combustion and Flame. 2009. V. 156. P. 221.
  16. *Mintusov E., Serdyuchenko A., Choi I. et al.* Mechanism of Plasma Assisted Oxidation and Ignition of Ethylene–Air Flows by a Repetitively Pulsed Nanosecond Discharge // Proc. Combust. Inst. 2009. V. 32. P. 3181.
  17. *Кондратьев В.Н., Никитин Е.Е.* Химические процессы в газах. М.: Наука, 1981. 227 с.
  18. *Кочетов И.В., Леонов С.Б., Напартович А.П.* Проведение численных расчетов для выяснения возможностей плазменного инициирования пламени в сверхзвуковом потоке смесей водорода и этилена с воздухом // 5-й Межд. симп. “Термохимические и плазменные процессы в аэродинамике”. СПб.: Радиоавионика, 2006. С. 25.
  19. *Napartovich A.P., Kochetov I.V., Deminsky M.A., Potapkin B.V.* Modeling of Oxygen Dissociation in Gas Mixture by Pulse-Periodic Discharge // Proc. V Int. Symp. Theoretical and Applied Plasma Chemistry. Ivanovo, Russia. 2008. V. 1. P. 262.