

Ignition of a Combustible Gas Mixture by a Microwave Subcritical Streamer Discharge in High-Speed Flow

K. N. Volkov¹, P. V. Bulat¹, L. P. Grachev², I. I. Esakov², A. A. Ravaev²

¹ *Baltic State Technical University,
St Petersburg, 190005, Russia*

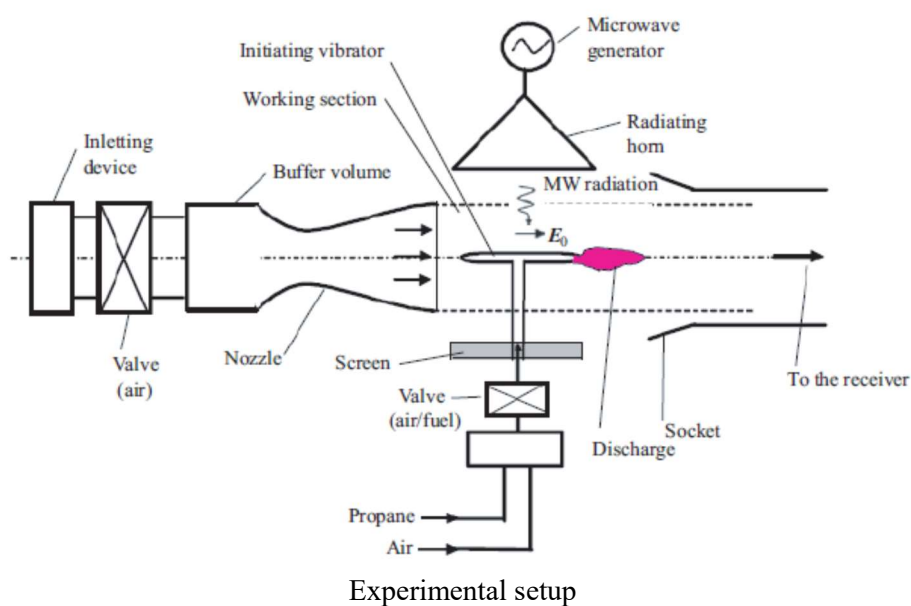
² *Moscow Radio-technical Institute of Russian Academy of Sciences,
Moscow, 117519, Russia*

dsci@mail.ru

Abstract

The possibilities of igniting a combustible mixture in a high-speed flow using a microwave streamer discharge are considered. The results of experimental studies of the streamer discharge structure at various pressures are presented. To quantitatively characterize the intensity of combustion of fuel ignited by a microwave discharge, pressure and temperature measurements are used in various sections of the jet in the discharge wake. The results obtained demonstrate the possibility of igniting a model combustible mixture when propane or its mixture with air is supplied to the discharge region. The main physical mechanisms responsible for heating the discharge plasma to the ignition temperature of the combustible mixture and their characteristic time scales are revealed. The change in the dimensions of the combustion zone with a decrease in the initial proportion of propane in the mixture is discussed. The minimum duration and minimum level of microwave radiation required to ignite a model combustible mixture under various conditions are determined.

Keywords: microwave radiation, streamer discharge, ignition, plasma-assisted combustion, combustible mixture.



УДК 532.542.2

Зажигание горючей смеси газов микроволновым подкритическим стримерным разрядом в высокоскоростном потоке

П. В. Булат¹, К. Н. Волков¹, Л. П. Грачев², И. И. Есаков², А. А. Раваев²

¹ *Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ»
им. Д. Ф. Устинова, Россия, Санкт-Петербург, 190005*

² *Московский радиотехнический институт российской академии наук,
Россия, Москва, 117519*

dsci@mail.ru

Аннотация

Рассматриваются возможности зажигания горючей смеси в высокоскоростном потоке с применением микроволнового стримерного разряда. Приводятся результаты экспериментальных исследований структуры стримерного разряда при различных давлениях. Для количественной характеристики интенсивности горения поджигаемого микроволновым разрядом горючего используются измерения давления и температуры в различных сечениях струи в разрядном следе. Полученные результаты демонстрируют возможность поджига модельной горючей смеси, когда в разрядную область подается пропан или его смесь с воздухом. Выявляются основные физические механизмы, ответственные за нагрев разрядной плазмы до температуры воспламенения горючей смеси, и их характерные временные масштабы. Обсуждается изменение размеров зоны горения при уменьшении исходной доли пропана в смеси. Определяются минимальная длительность и минимальный уровень СВЧ излучения, необходимые для поджига модельной горючей смеси в различных условиях.

Ключевые слова: СВЧ излучение, стримерный разряд, воспламенение, плазменное горение, горючая смесь.

1. Введение

Основная проблема при разработке систем зажигания топливных смесей состоит в необходимости повышения надежности воспламенения без существенного повышения энергетических затрат на процесс зажигания. Использование микроволнового излучения, мощных лазеров и коронных разрядов представляется малопривлекательным, в связи с низкой энергетической эффективностью таких систем. Тем не менее, объемный плазменный поджиг топливной смеси имеет неоспоримые преимущества [1–3], позволяя его использовать не только в детонационных, но и в традиционных двигателях внутреннего сгорания для форсирования по частоте вращения или снижения выбросов окислов азота за счет существенного увеличения скорости сгорания, а также для стабилизации горения в сверхзвуковом потоке [4]. В литературе широко обсуждаются возможные преимущества использования горения, стимулированного неравновесной плазмой импульсного разряда, в различных приложениях [5, 6]. Разряды различного вида находят применение для управления обтеканием высокоскоростных летательных аппаратов [7, 8].

Для инициирования горения и детонации в энергетических установках перспективным представляется способ инициирования в газе стримерного разряда в квазиоптическом СВЧ-пучке, энергия которого намного меньше энергии электрического пробоя газа. СВЧ разряд

при относительно высоком давлении представляет собой систему тонких горячих нитей со свойствами электродинамического резонанса. Особый интерес для различных приложений представляет подкритический тип разряда, поскольку он поддерживается при малом уровне СВЧ излучения [9]. Стримерный эффект создает условия для распространения разряда в СВЧ поле с амплитудой E_0 , которая существенно ниже критического значения E_c (при $E_0/E_c < 1$) [10].

Существует два типа подкритических разрядов: свободный и привязанный. Свободный подкритический разряд создается при помощи инициатора и распространяется самостоятельно на сравнительно большое расстояние от инициатора. Проводящие нити возникают одна за другой на фронте разряда. Свободный подкритический разряд распространяется со скоростью порядка нескольких километров в секунду [11]. Этот тип разряда способен существовать в сверхзвуковом потоке газа. Присоединенный разряд также создается с помощью инициатора, но существует только вблизи вершины инициатора. Привлекательным свойством присоединенного разряда является его способность существовать при предельно малом уровне СВЧ излучения.

Свойства свободно локализованных СВЧ разрядов в сфокусированном пучке квазиоптического излучения изучены достаточно хорошо [12, 13]. Разработаны также различные подходы к моделированию распространения СВЧ излучения в волноводах с различной формой поперечного сечения [14, 15]. Широкий круг теоретических, экспериментальных и численных исследований микроволнового разряда в воздухе, включая энергоподвод в сверхзвуковой поток, приводится в работах [16–20].

В работах [21–23] показана возможность поджига горючей смеси с помощью как подкритического, так и глубоко подкритического микроволнового разряда. Разрядная область обдувалась воздухом с характерной скоростью в несколько метров в секунду. Инициированный микроволновый разряд в подкритической и глубоко подкритической формах зажегся также в сверхзвуковой струе воздуха (скорость струи до 500 м/с, статическое давление 100 ÷ 300 торр). Эксперименты показали, что в сверхзвуковом потоке подкритический разряд практически не меняет свой вид. Средняя скорость прорастания составляющих его ветвящихся стримерных каналов составляет $10^5 \div 10^6$ см/с.

Сравнительные исследования процесса зажигания горючей смеси искровым разрядом от свечей стандартной конфигурации и инициированных СВЧ разрядов проведены в работе [24]. Результаты исследований показали, что зажигание с применением СВЧ разряда энергетически значительно эффективнее искрового [25]. Кроме того, горючая смесь поджигается СВЧ разрядом тем лучше, чем более разветвленную систему плазменных каналов он имеет [26].

В данной работе изучаются свойства глубоко подкритического микроволнового разряда в высокоскоростном потоке, и обсуждается возможность поджига с его помощью горючей смеси. Свободно-локализованный микроволновый разряд в электромагнитном пучке в газах высокого давления является малоизученным объектом, поэтому часть исследований по изучению его свойств выполняется и в неподвижном воздухе. Для лучшего пространственного разрешения динамики формирования структуры разряда применяется электромагнитное поле со сравнительно большой длиной волны. В опытах с горючим используется простейшая модельная пропано-воздушная смесь. Определяется минимальная длительность разряда при фиксированном уровне импульсного поля, и, наоборот, определяется минимальная напряженность поля при фиксированной длительности разряда, которые обеспечивают поджиг горючей смеси.

2. Классификация разрядов

Основные результаты по исследованию свойств микроволнового разряда в воздухе в электромагнитном пучке показаны на рис. 1. Типичные фотографии СВЧ разрядов размещены в координатах (p, E_0) , где p – давление воздуха, E_0 – амплитуда первичного поля.

Излучение имеет длину волны $\lambda = 8.9$ см и длительность импульса 40 мкс. На рисунке линейно поляризованное излучение со структурой ТЕМ направлено слева направо, а вектор электрического поля E_0 ориентирован вертикально. Область I надпробойных значений поля лежит выше линии 1, где реализуется неинициированный разряд. Линия 1 показывает зависимость Пашена для СВЧ диапазона волн. Она соответствует значениям критического поля $E_c(p)$. Область подкритических разрядов лежит ниже линии 1. Пробой воздуха в этой области инициируется различными способами, например, при помощи пассивного вибратора, помещенного в пучок электромагнитного излучения [15].

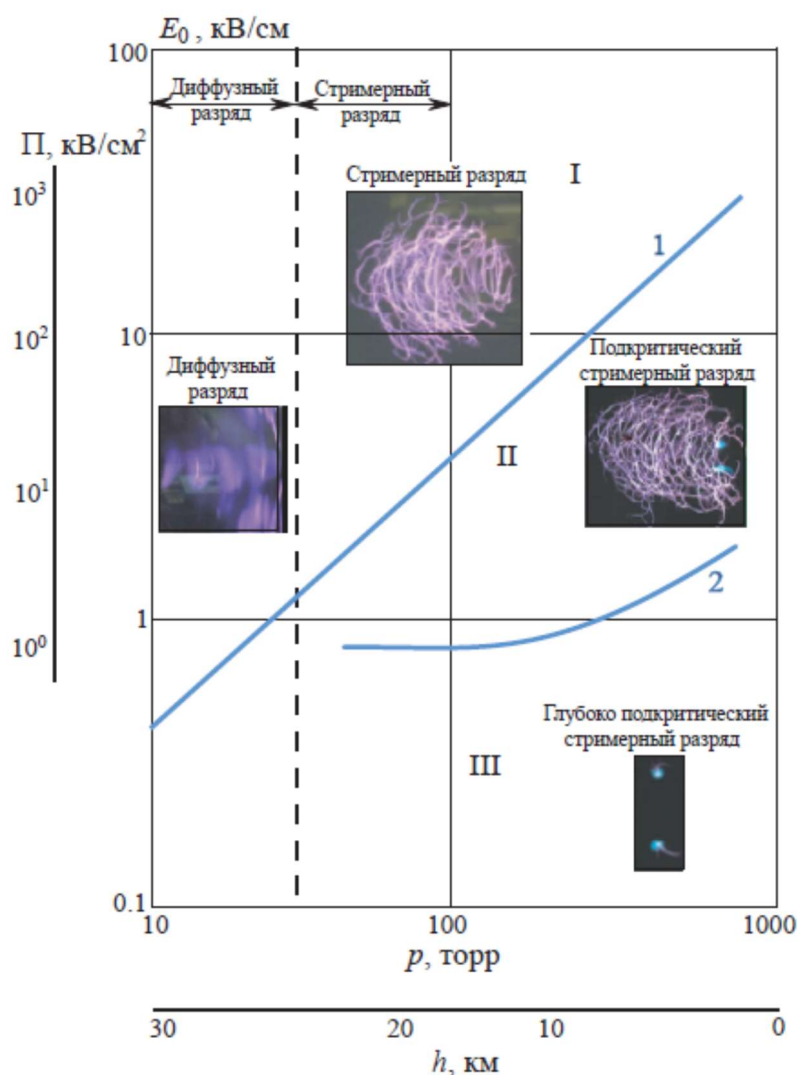


Рис. 1. Области существования различных типов СВЧ разряда при $\lambda = 8.9$ см

При сравнительно низких давлениях воздуха микроволновый разряд, как и разряд в полях других частотных диапазонов, является диффузным. При больших давлениях (при $p > 20$ торр) он реализуется в стримерной форме. Эти разряды имеют вид системы плазменных каналов, которые с высокой эффективностью поглощают энергию возбуждающей разряд волны. В результате, температура газа отдельных участков плазменных каналов достигает нескольких тысяч градусов. Стримерные микроволновые разряды инициируются в полях при $E_0 < E_c$ (подкритический разряд) и $E_0 \ll E_c$ (глубоко подкритический разряд).

Инициированные подкритические разряды в области II внешне мало отличаются от надкритических. Они способны отрываться от инициатора и создавать объемную структуру плазменных каналов. Инициированные глубоко подкритические разряды теряют такую способность. На рис. 1 экспериментально полученная линия 2 при $\lambda = 8.9$ см отделяет область

иницированных подкритических (I) от области глубоко подкритических стримерных микроволновых разрядов (II). Ниже линии 2 в области III реализуются лишь глубоко подкритические разряды. Плазменные каналы таких разрядов привязаны к концам инициирующего вибратора в течение всего микроволнового импульса.

В области физики микроволновых разрядов в квазиоптических пучках электромагнитных волн разряды в газе при низком давлении называются диффузными микроволновыми разрядами; разряды при высоких давлениях – стримерными микроволновыми разрядами; разряды в надпробойных полях при $E_0 > E_c$ (область I) – надкритическими микроволновыми разрядами; разряды в подкритических полях (области II и III) – инициированными микроволновыми разрядами; инициированные микроволновые разряды при $E_0 < E_c$ (область II) – подкритическими микроволновыми разрядами (разрядами, отрывающимися от инициатора; разрядами с развитой объемной структурой); инициированные микроволновые разряды при $E_0 \ll E_c$ (область III) – глубоко подкритическими микроволновыми разрядами (разрядами, присоединенными к инициатору).

3. Области реализации разрядов

При размере излучающей апертуры D и фокусировке излучения на расстоянии L от нее характерный поперечный размер пучка в области фокуса по уровню половинной мощности равен $\Delta = \lambda L/D$. При этом $\Delta \geq \lambda$, следовательно, минимальная характерная площадь поперечного сечения пучка в его фокальной плоскости равна $S = \lambda^2$. Приняв для оценок $\lambda = 10$ см, получим $S = 10^2$ см².

Из рис. 1 следует, что при заданном давлении воздуха для реализации конкретного вида микроволнового разряда требуется поле с определенной амплитудой E_0 . Например, при $p = 300$ торр и $E_0 > 10^4$ В/см реализуется надкритический стримерный разряд. При $10^4 \geq E_0 \geq 2 \times 10^3$ В/см реализуется инициированный подкритический стримерный разряд с развитой объемной структурой. При $E_0 < 2 \times 10^3$ В/см реализуется инициированный глубоко подкритический микроволновый разряд, привязанный к концам инициатора. Величина E_0 позволяет оценить плотность потока электромагнитной энергии в сечении пучка для линейно поляризованной ТЕМ волны $\Pi = E_0^2/2Z_0$ [Вт/см²], где $Z_0 = 120\pi$ Ом. Следовательно, при этом давлении для реализации надкритических разрядов необходима плотность потока энергии $\Pi > 1.3 \times 10^5$ Вт/см², для подкритических – $1.3 \times 10^5 \geq \Pi \geq 5.3 \times 10^3$ Вт/см² и для глубоко подкритических – $\Pi < 5.3 \times 10^3$ Вт/см². Эти значения позволяют оценить мощность пучка, необходимую для реализации требуемого вида микроволнового разряда $P = 2\Pi S$ [Вт], которая при принятых значениях λ и S составляет $P > 1.3 \times 10^7$ Вт, $1.3 \times 10^7 \geq P \geq 5.3 \times 10^5$ Вт и $P < 5.3 \times 10^5$ Вт для надкритических, подкритических и глубоко подкритических разрядов, соответственно.

Приведенные оценки показывают, что с существующими микроволновыми генераторами в пучке бегущей волны при давлениях в сотни и более торр реализуются только инициированные подкритические или глубоко подкритические разряды. Подкритические разряды практически реализуются только в импульсном режиме работы генераторов с характерной длительностью импульса в единицы или десятки микросекунд. Глубоко подкритические разряды в непрерывном режиме горения реализуются при мощностях порядка нескольких киловатт.

Обозначив скорость распространения фронта разряда через v_d , получим требуемое время его горения $\tau_d = L_d/v_d$. При давлениях в сотни торр скорость имеет масштаб $10^5 \div 10^6$ см/с. Стримерный подкритический микроволновый разряд при малых значениях τ_d (порядка микросекунды) не успевает сформировать объемную структуру и остается привязанным к концам инициирующего вибратора.

На рис. 2 условно показаны режимы реализации микроволнового разряда в волновом пучке. Для определенности уровни амплитуды поля соответствуют давлению $p = 300$ торр.

Области I, II и III аналогичны областям на рис. 1. Область I является областью надкритических, II – областью подкритических, III – областью глубоко подкритических полей. Области IV, V и VI – области, которые реализуются на экспериментальной установке с помощью микроволнового генератора с длиной волны $\lambda = 8.9$ см. Область IV является областью короткоимпульсных подкритических разрядов. В ней короткие стримерные каналы привязаны к концам вибратора. За столь короткое время τ_d их объемная структура не успевает сформироваться. При этих уровнях поля и больших τ_d в области V успевает сформироваться объемная структура подкритических стримерных разрядов. Область VI – область импульсных глубоко подкритических разрядов. Их внешний вид практически идентичен внешнему виду разряда в области IV. Область VII – область глубоко подкритических квазинепрерывных разрядов, которые реализуются при $\lambda = 12.5$ см.

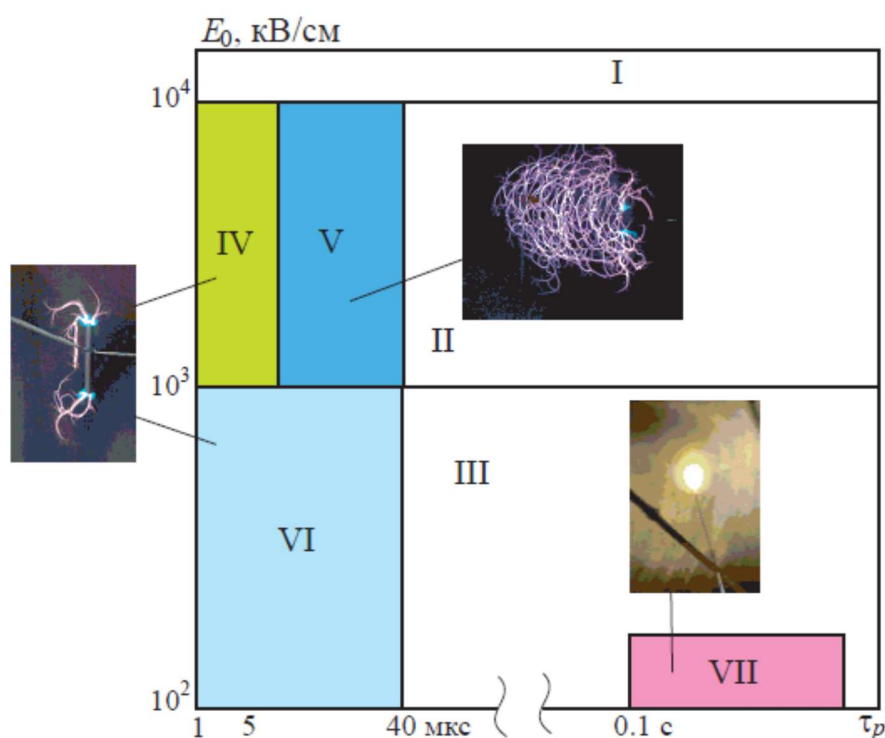


Рис. 2. Области экспериментальной реализации разрядов различных типов

Область VII не является актуальной (диапазон малой энергетике). В области V поле E_0 и длительность разряда τ_d сравнительно жестко задаются требуемым объемом разрядной области. Основные вопросы физики разряда, которые необходимо решать в этой области, состоят в определении зависимостей $v_d = f(p, E_0, \lambda)$ и «густоты» плазменных каналов от этих же параметров. Вопрос о минимальной энергии отдельного импульса является важным для областей IV и VI. Работа с минимальной энергией в микроволновом импульсе позволяет использовать максимально возможную для выбранного генератора частоту следования импульсов.

4. Экспериментальная установка

Схему формирования квазиоптического электромагнитного пучка поясняет рис. 3. Установка содержит микроволновый генератор, волноводный тракт, устройство формирования заданных поперечных размеров пучка и устройство его фокусировки в требуемую область пространства.

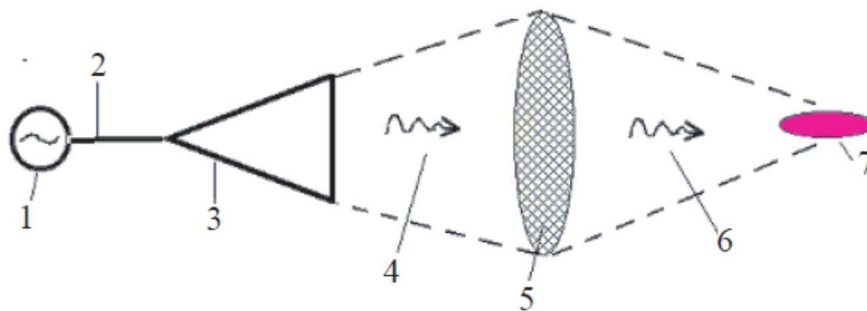


Рис. 3. Обобщенная схема создания СВЧ разряда (1 – СВЧ генератор; 2 – волновод; 3 – антенна; 4 – расходящийся пучок; 5 – система фокусировки; 6 – сходящийся пучок; 7 – область разряда)

Исследования выполняются на установке с двумя микроволновыми источниками. С помощью одного из них формируется квазиоптический пучок волн на длине волны $\lambda = 8.9$ см с максимальной мощностью пучка $P = 2$ МВт при длительности импульса электромагнитного излучения с прямоугольной огибающей $\tau_p = 40$ мкс. В подключенный к выходу магнетрона волноводный тракт включен СВЧ аттенюатор. Волноводный тракт оканчивается линзовой системой, формирующей пучок диаметром 60 см с ТЕМ структурой линейно поляризованного поля и плоским фазовым фронтом. Пучок излучается в герметичную камеру и, отразившись от сферически вогнутого зеркала, фокусируется в пятно с характерным поперечным размером 10 см. В области фокуса поле имеет максимальную амплитуду электрической компоненты $E_0 = 6.5$ кВ/см. С помощью другого микроволнового источника формируется пучок с длиной волны $\lambda = 12.5$ см при длительности излучения несколько секунд, максимальной мощности $P = 2$ кВт, максимальной амплитуде в фокусе $E_0 = 200$ В/см и характерном поперечном размере пучка 12 см. Эксперименты проводятся в герметичной камере объемом 1 м^3 . Давление воздуха в камере устанавливается в диапазоне $10 \leq p \leq 760$ торр.

В экспериментах для инициации подкритических разрядов используются линейные СВЧ вибраторы. Вибраторы выполняются в виде цилиндров из хорошо проводящих металлов диаметром $2a$ и длиной $2L$ со сферически закругленными концами. Вибратор помещается в фокус пучка вдоль вектора E_0 на капроновой нити.

В экспериментах при неизменной длительности СВЧ импульса $\tau_p = 40$ мкс устанавливается различная длительность разряда, точность задания которого составляет десятые доли микросекунды.

Атмосферный воздух является хорошим изолятором. В нем практически нет свободных электронов. От различных естественных факторов они рождаются всего лишь в количестве 10–30 электронов в 1 см^3 за секунду и достаточно быстро прилипают к молекулам кислорода. В отсутствие электромагнитного поля процесс трехтельного прилипания имеет характерную частоту $\nu \approx (10p)^2$ [1/с]. При $p = 300$ торр время трехтельного прилипания электрона составляет $1/\nu = 0.1$ мкс. При $E_0 = E_c$ электроны исчезают в процессе диссоциативного прилипания с частотой $\nu \approx 2 \times 10^4 p$ [1/с]. При принятом давлении получим, что $1/\nu = 0.2$ мкс.

При инициации разряда вибратором уровень поля на его полюсах E_p , где вектор E_0 перпендикулярен поверхности вибратора, больше пробойного уровня E_c в очень небольшой области. Как показывают эксперименты, в этой области, как правило, в течение всего времени импульса нет свободных электронов, и без принятия специальных мер разряд не развивается даже при $E_p \gg E_c$. В экспериментах в качестве таких специальных мер используется облучение полюса вибратора ультрафиолетовым импульсом длительностью около 5 мкс и длительностью переднего фронта в доли микросекунды. Ультрафиолетовое излучение обеспечивает фотоэмиссию электронов с поверхности вибратора. В этом случае начало разряда

привязано к переднему фронту импульса. Сдвигая фронт ультрафиолетового импульса относительно переднего фронта СВЧ импульса в пределах его длительности, устанавливается желательная длительность разряда τ_d .

Горючая смесь поджигается только в том случае, когда за время разряда температура в отдельных локальных участках плазменных областей, прижатых к полюсам инициатора, достигает температуры испарения материала инициатора.

В опытах с выбранным вибратором при фиксированном давлении устанавливается значение $E_0 = E_{0b}$, обеспечивающее $E_p = E_b$ при максимальной $\tau_d = \tau_p = 40$ мкс. Затем, τ_d постепенно уменьшается. При каждом его значении разряд фотографируется, и определяется минимальная длительность разряда τ_{th} , при которой по фотографиям не наблюдается испарение поверхности вибратора. При этом же давлении поле E_0 повышается, и снова начинает варьироваться τ_d . В эксперименте с ростом E_0 длительность τ_{th} уменьшается, и эксперимент с данным давлением прекращается при уровне поля, при котором τ_{th} становится меньшим 1 мкс. Затем эксперимент повторяется при новом давлении или с другим инициатором.

Упрощенная схема газодинамической установки приведена рис. 4. Установка состоит из герметичной рабочей камеры. Камера предварительно откачивается до давления p_c . В камеру вмонтировано сопло Лавала. На его входе имеется небольшая буферная камера, электромеханический клапан и впускное устройство. При подаче на клапан управляющего сигнала он открывается, и начинается втекание воздуха из атмосферы в камеру. При этом в ней формируется затопленная струя воздуха. Впускное устройство позволяет выбирать различный размер входного отверстия, через которое происходит втекание воздуха. В камере соосно формирующейся струе на некотором расстоянии от выхода сопла установлен раструб, соединяющий рабочую камеру с ресивером. В камеру перпендикулярно оси струи вводится микроволновое излучение в виде квазиоптического линейно поляризованного пучка. При этом вектор электрической компоненты микроволнового поля E_0 коллинеарен оси воздушной струи. В струю и электромагнитный пучок помещается иницирующий разряд микроволновый вибратор. Вибратор крепится на перпендикулярном ему пилоне, который, в свою очередь, укреплен на проводящем экране. Поверхность экрана перпендикулярна электромагнитному пучку. В экспериментах чистый пропан или его смесь с воздухом подается в разрядную область через внутреннее отверстие в вибраторе и пилоне.

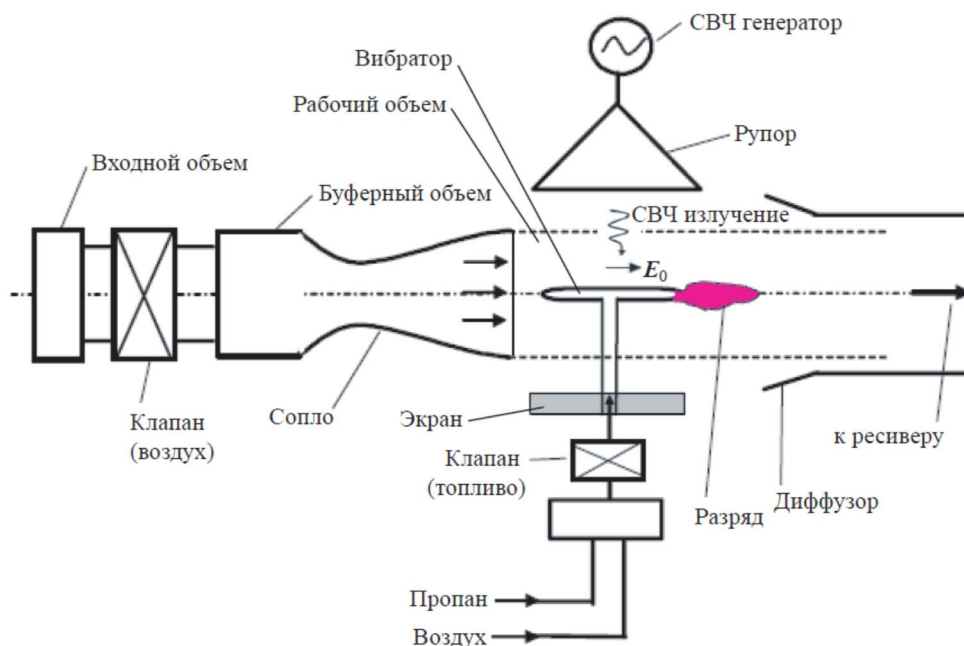


Рис. 4. Схема газодинамической установки

Блок формирования высокоскоростного потока состоит из впускного устройства, управляемого электромеханического клапана, буферной камеры и сопла. Сопло формирует затопленную струю воздуха в предварительно откачанной герметичной рабочей камере. Рабочая камера через раструб соединена с ресивером. Впускное устройство соединяет рабочую камеру и ресивер с атмосферным воздухом. Оно представляет собой трубу диаметром 7 см. Со стороны атмосферы труба или полностью открыта, или заглушена перегородкой с небольшим отверстием. В опытах используются отверстия диаметром 10^{-1} , 2×10^{-1} , 3×10^{-1} , 4×10^{-1} и 5×10^{-1} см.

Управляемый электромеханический клапан имеет проходное сечение диаметром 6.2 см. Время его открытия после подачи управляющего сигнала – десятая доля секунды. Небольшая буферная камера имеет объем 5×10^2 см³. Она непосредственно соединена с входом формирующего струю сопла. Сопло имеет критическое сечение диаметром $d_c = 2.3$ см и выходное сечение диаметром $d_a = 3$ см. Раструб, соединяющий рабочую камеру с ресивером, представляет собой трубу внутренним диаметром 7 см с расширяющейся передней конусной частью с максимальным диаметром 12 см. Раструб установлен соосно с соплом.

При полностью открытом входном отверстии впускного устройства и при давлении в камере $p_c < 760$ торр в выходном сечении сопла реализуется поток воздуха с числом Маха $M = 2$ со следующими характеристиками: статическое давление $p_a = 100$ торр, температура газа $T_a = 160$ К, скорость потока $v_a = 500$ м/с, концентрация молекул $n_a = 6 \times 10^{18}$ 1/см³ (скорость звука $c_a = 250$ м/с, плотность воздуха $\rho_a = 2.8 \times 10^{-4}$ г/см³). При выполнении равенства $p_c = p_a$ в камере реализуется цилиндрическая затопленная однородная по длине высокоскоростная струя воздуха диаметром 3 см с указанными параметрами. В экспериментах со сверхзвуковой струей устанавливается начальное давление в камере перед открытием напускного клапана p_c , равное p_a . При статическом давлении воздуха в струе 100 торр из-за низкой температуры концентрация молекул в струе соответствует давлению 200 торр при комнатной температуре.

При работе с меньшими скоростями во впускном устройстве используется перегородка с отверстиями. На рис. 5 приведен расчетный график скорости воздуха в критическом сечении сопла в зависимости от диаметра впускного отверстия при $p_c = 100$ торр.

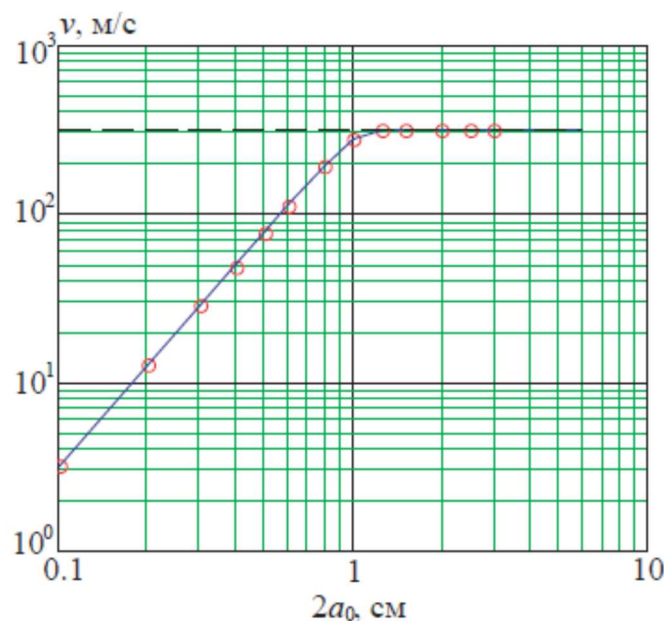


Рис. 5. Максимальная скорость в сопле в зависимости от диаметра входного жиклера (кружки – результаты газодинамического расчета)

При сверхзвуковом режиме работы сопла в опытах измеряются локальные значения давления торможения p_s по оси струи на различных расстояниях от выходного сечения сопла Лавала. Расчетное значение давления p_s на его выходе равняется 550 торр. Измерения показывают, что при наличии раструба и начальном давлении $p_c = 114$ торр через 0.5 с давление в камере принимает значение $p_c = p_a = 100$ торр, которое сохраняется одну секунду. В течение этого времени измеренное статическое давление вдоль оси струи на расстоянии 20 см от среза сопла колеблется около расчетного значения 550 торр в пределах 4 %.

Используемый в установке магнетрон имеет волноводный выход сечением 9×4.5 см². Его продолжение с тем же сечением вводится в рабочую камеру и оканчивается прямоугольным излучающим рупором длиной 12 см и сечением излучающей апертуры 9×9 см². По одному из своих промежуточных фланцев волновод герметизирован радиопрозрачным окном. В результате от выхода магнетрона до герметизатора давление в волноводе равно атмосферному, а в выходном участке давление в волноводе совпадает с p_c . Ось формируемого рупором квазиоптического пучка пересекает ось воздушной струи и перпендикулярна ей. Ее расстояние от выходного сечения сопла равно 6.5 см.

Размер рупора выбирается из условия оптимального согласования излучаемого пучка с помещенным в него микроволновым резонансным вибратором и горящим разрядом ($D = 9$ см). Расстояние от излучающей апертуры рупора до оси воздушной струи выбирается равным $H = 6$ см.

На аэродинамической установке используется генератор квазинепрерывного излучения с длиной волны $\lambda = 12.5$ см и выходной мощностью $P = 1$ kW. При характерной площади поперечного сечения пучка $S = 10^2$ см² эта мощность обеспечивает плотность потока энергии в нем $\Pi = 10$ В/см² или амплитуду поля $E_0 = 10^2$ В/см. Эквивалентное давление в используемой в эксперименте струе воздуха 200 торр. Этому давлению соответствует амплитуда критического пробойного поля $E_c = 8.4 \times 10^3$ В/см (эксперименты проводятся при очень глубокой подкритичности поля $E_c/E_0 = 10^2$). Разряд зажигается в высокоскоростном потоке воздуха, включая диапазон сверхзвуковых скоростей. Опыты проводятся, начиная с низких скоростей потока. Затем скорость в каждом последовательном опыте постепенно увеличивалась до 500 м/с.

В экспериментах разряд инициируется микроволновым линейным вибратором, помещенным по оси воздушной струи под излучающим волну рупором, симметрично ему и параллельно вектору поля E_0 . При этом конструкция вибратора инициирует разряд только у нижнего по потоку конца вибратора. При увеличении диаметра вибратора, сферическом закруглении его верхнего по потоку конца и заострении нижнего по потоку конца позволяет добиться того, чтобы разряд горел только у нижнего конца вибратора. Для тонких цилиндрических вибраторов диаметром $2a$ при отношении $L/a > 100$ резонансная длина составляет $2L = \lambda/2$. С уменьшением отношения L/a резонансная длина $2L$ уменьшается.

Возможность инициации разряда существенно зависит от симметрии расположения пиллона относительно длины вибратора. При существенном нарушении этой симметрии разряд перестает инициироваться. При диаметре вибратора $2a = 0.2$ см разряд инициируется при варьировании $2L$ от 5.5 до 6.5 см. При увеличении $2a$ допустимый диапазон варьирования $2L$ существенно уменьшается.

Вибратор имеет внутреннее отверстие для подачи в разрядную область горючей смеси (рис. 6). Отверстие в вибраторе диаметром 0.12 см открыто в нижнем по потоку конце вибратора. Съёмный элемент на верхнем конце подобран так, чтобы предотвратить инициацию разряда на этом конце и придать электрическую симметрию плечам вибратора относительно заземленного пиллона. Отверстие в пиллоне также имеет диаметр 0.12 см. Подключенный к нему штуцер, к которому подходит гибкая диэлектрическая трубка для подачи горючего, имеет внутренний диаметр 0.06 см.

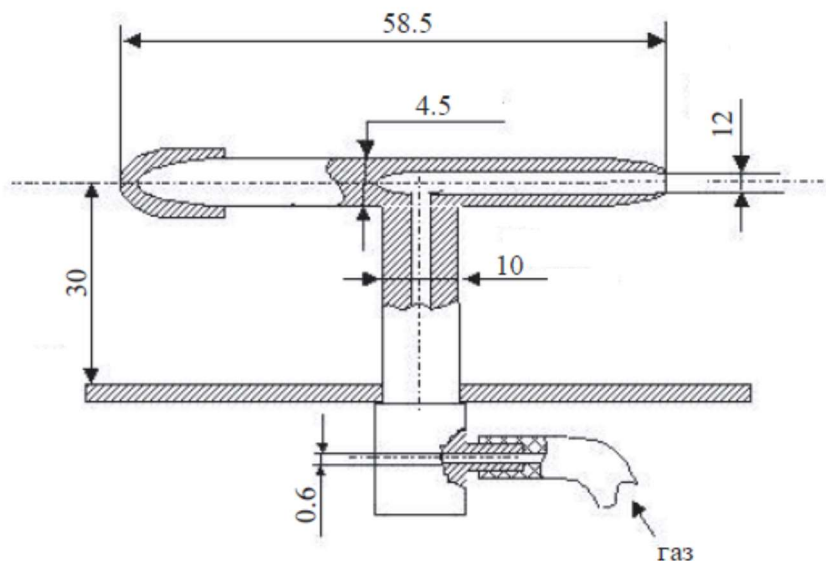


Рис. 6. Схема вибратора с внутренним каналом для инъекции топлива в область разряда (размеры приводятся в миллиметрах)

В экспериментах в разрядную область подается чистый пропан или его смесь с воздухом. Система состоит из тройника, в котором сливается пропан с воздухом. В каждом тракте для пропана и воздуха стоят управляемые клапаны. Входные давления на их входах регулируются от 0.1 до 3 атм. Эти давления при открытых клапанах поддерживаются большими буферными объемами. В клапане в тракте для пропана газ протекает через два одновременно открываемых отверстия диаметром 3×10^{-2} см. В воздушном клапане диаметр открываемого проходного отверстия меняется, начиная с двух отверстий диаметром 3×10^{-2} см и больше. В объединенном тракте, подающем горючее к разряду, устанавливается жиклер со сменными проходными отверстиями разного калиброванного диаметра. В экспериментах с чистым пропаном клапан для воздуха остается закрытым. При работе со смесью воздуха с пропаном их процентный состав в выходном тракте устанавливается подбором проходных отверстий в клапанах и давлений пропана и воздуха. Общий расход горючего при необходимости регулируется жиклером в объединенном тракте.

Измерения давления проводятся трубкой Пито с диаметром измерительного отверстия 0.1 см. Оно направлено навстречу потоку, расположено примерно по оси вибратора и отстоит от его дальнего по потоку конца на расстоянии, равном 1.5 см.

5. Структура разряда

Основные эксперименты выполняются с вибратором из алюминия с $2L = 4$ см и $2a = 0.5$ см при давлениях $p = 150, 300, 450$ и 600 торр, а также с вибратором из алюминия с $2L = 4$ см и $2a = 0.25$ см при давлении $p = 300$ торр. В результате с каждым инициатором при различных p и E_0 получен набор фотографий при различных значениях τ_d .

Фотографии для вибраторов с $2a = 0.5$ см при $p = 300$ торр и $E_0 = E_{0b}$ (минимальное поле, при котором поле на вершине вибратора $E_p = E_b$, что обеспечивает инициацию разряда) приведены на рис. 7 для различных времен разряда. При $E_0/E_{0b} = 1$ испарение наблюдается только на боковой поверхности вибратора при $\tau_d = 40$ мкс. При данной длительности разряда оно носит случайный характер в отдельных импульсах. Испарение наблюдается только тогда, когда стример, стартуя с вершины вибратора, касается его боковой поверхности, что происходит не в каждом импульсе. При $\tau_d < 40$ мкс в экспериментах испарения не происходит, даже если стримерный канал и образует петлю, касающуюся боковой поверхности вибратора. Таким образом, в этих условиях $\tau_{th} = 39$ мкс.

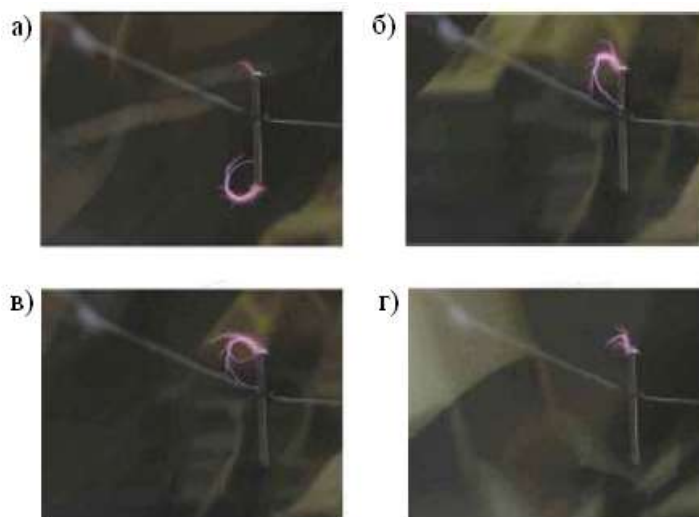


Рис. 7. Присоединенный разряд при $p = 300$ торр, $E_0 = E_{0b}$ и $\tau_d = 34$ мкс (а), 36 мкс (б), 38 мкс (в), 40 мкс (г)

При $E_0/E_{0b} = 1.5$ испарение также наблюдается только на боковой поверхности и носит случайный характер до $\tau_{th} = 25$ мкс. При $\tau < \tau_{th}$, по-прежнему, его нет даже в том случае, если стример образует замкнутую петлю.

При $E_0/E_{0b} = 2$ до $\tau_d = 25$ мкс испарение наблюдается как на вершине, так и на боковой поверхности, хотя на боковой поверхности оно носит лишь случайный характер. При изменении τ_d от 24 до 5 мкс испаряется только вершина, причем регулярно в каждом импульсе. В интервале от $\tau_d = 4$ до 3 мкс испаряется только материал вершины, но этот процесс носит нерегулярный от импульса к импульсу характер. При данном отношении E_0/E_{0b} длительность $\tau_{th} = 2$ мкс. При меньших длительностях разряда испарения уже не происходит.

На рис. 8 в качестве примера приведен набор фотографий при $p = 600$ торр, $E_0 = E_{0b}$ и $\tau_d \leq 12$ мкс. В опытах испарение материала поверхности инициатора наблюдается или на его вершине (вершинах) в месте старта стримерных каналов, или на боковой поверхности инициатора в месте касания ее стримером, или в обоих местах. Испарение на вершине носит бурный или точечный характер.

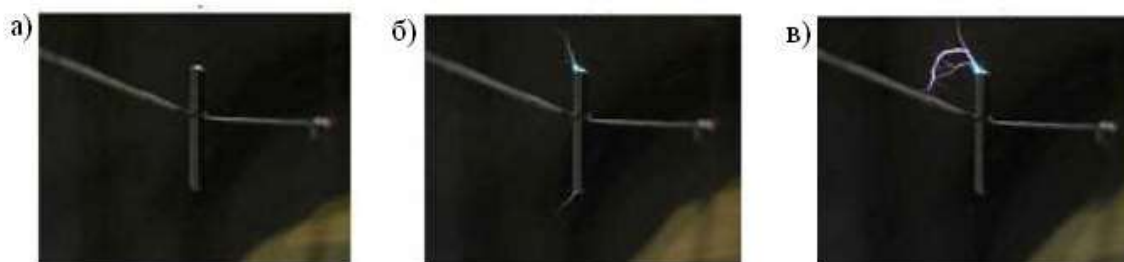


Рис. 8. Присоединенный разряд при $p = 600$ торр, $E_0 = E_{0b}$ и $\tau_d = 5$ мкс (а), 8 мкс (б), 12 мкс (в)

Для $\tau_d = 12$ мкс испарение фиксируется как на вершине вибратора, так и на его боковой поверхности, которое носит случайный характер, т.е. реализуется не в каждом СВЧ импульсе. При $12 \text{ мкс} > \tau_d \geq 6$ мкс разряд приводит к регулярному точечному испарению только на вершине вибратора. При $\tau_d = 5$ мкс и этот процесс начинает носить случайный характер. При данных условиях $\tau_{th} = 4$ мкс. При меньших длительностях СВЧ импульса разряд, инициированный таким вибратором при $p = 600$ торр в поле с $E_0 = E_{0b}$ (E_{0b} соответствует именно этому давлению), не осуществляет поджиг горючей смеси.

Аналогичный анализ проведен по экспериментальным результатам при давлениях $p = 150$ и 450 торр.

При $p = 150$ торр до уровня поля $E_0/E_{0b} = 2.5$ разряд не приводит к испарению материала вибратора даже при максимальной его длительности $\tau_d = \tau_p = 40$ мкс. При $E_0/E_{0b} = 3$ и $40 \text{ мкс} \geq \tau_d > 30$ мкс испарение наблюдается как на вершине, так и на боковой поверхности вибратора, но на вершине оно носит случайный характер. При этом же поле и $30 \text{ мкс} > \tau_d > 25$ мкс испарение происходит только на боковой поверхности вибратора и носит случайный характер. При этом уровне поля $\tau_{th} = 26$ мкс. При $E_0/E_{0b} = 3.5$ и $40 \text{ мкс} \geq \tau_d > 30$ мкс испарение наблюдается как на вершине, так и на боковой поверхности вибратора, но на вершине оно носит случайный характер. При этом же поле и $30 \text{ мкс} > \tau_d > 12$ мкс испарение происходит только на вершине инициатора и также носит случайный характер. Причем вероятность испарения в каждом конкретном импульсе уменьшается с уменьшением τ_d . При данном уровне поля $\tau_{th} = 12$ мкс. При этом же давлении и $E_0/E_{0b} = 4$ в диапазоне $40 \text{ мкс} \geq \tau_d > 8$ мкс как вершина, так и боковая поверхность вибратора испаряются, но случайным образом. В данных условиях $\tau_{th} = 6$ мкс.

При $p = 450$ торр и $E_0/E_{0b} = 1$ в диапазоне $40 \text{ мкс} \geq \tau_d > 35$ мкс регулярно испаряется как вершина, так и боковая поверхность вибратора. В диапазоне $35 \text{ мкс} \geq \tau_d > 18$ мкс на вершине испарение носит регулярный характер, а на боковой поверхности – случайный характер. В диапазоне $18 \text{ мкс} \geq \tau_d > 14$ мкс испарение наблюдается только на вершине и носит нерегулярный характер. Для этих условий $\tau_{th} = 14$ мкс. При $E_0/E_{0b} = 1.3$ в диапазоне $40 \text{ мкс} \geq \tau_d > 12$ мкс регулярно испаряется как вершина, так и боковая поверхность вибратора. В диапазоне $12 \text{ мкс} \geq \tau_d > 6$ мкс имеет место регулярное испарение только на вершине, а в диапазоне $6 \text{ мкс} \geq \tau_d > 3$ мкс – только на вершине, причем испарение имеет нерегулярный характер. Для этих условий $\tau_{th} = 3$ мкс.

Фотографии разряда при давлении $p = 300$ торр приведены на рис. 9. На рис. 9, а показан разряд, при котором происходит бурное испарение на вершине инициатора ($E_0/E_{0b} = 2$, $\tau_d = 40$ мкс). На рис. 9, б показан разряд, при котором происходит точечное испарение только на боковой поверхности вибратора ($E_0/E_{0b} = 1.5$, $\tau_d = 36$ мкс). Фотография разряда с испарением как на вершине, так и на боковой поверхности, приведена на рис. 9, в. Она соответствует $p = 300$ торр, $E_0/E_{0b} = 2$ и $\tau_d = 40$ мкс. Вариант точечного испарения материала с вершины вибратора в месте касания ее стримера показан на рис. 9, г. Он соответствует $E_0/E_{0b} = 2$ и $\tau_d = 7$ мкс. На этой фотографии вершина вибратора изображена крупным планом. На ней можно различить отблеск от ультрафиолетовой подсветки и точку испарения.

Экспериментальная зависимость τ_{th} от E_0/E_{0b} при давлении $p = 300$ торр (для фотографий, приведенных на рис. 7) приведена на рис. 10. Она показывает, какую длительность импульса необходимо обеспечить при данном поле, чтобы была определенная вероятность поджига пропано-воздушной смеси. Ее поджиг обеспечивается, например, при $E_0/E_{0b} = 2$, начиная с $\tau_d > 5$ мкс.

С более тонким вибратором с $2a = 0.25$ см при $p = 300$ торр получены следующие результаты. Во всем исследуемом диапазоне от $E_0/E_{0b} = 1$ до 4 разряд загорается только на вершине вибратора. При изменении E_0/E_{0b} от 1 до 2.5 он является низкотемпературным в течение времени τ_d . При $E_0/E_{0b} = 3$ длительность составляет $\tau_{th} = 38$ мкс; при $E_0/E_{0b} = 3.5$ – длительность $\tau_{th} = 32$ мкс; при $E_0/E_{0b} = 4$ – длительность $\tau_{th} = 14$ мкс, хотя и при больших τ_d вероятность реализации высокотемпературного стримерного канала мала.

6. Расчет величины поля

Интерпретация экспериментальных результатов требует знания абсолютного значения амплитуды электрического поля на вершине вибратора. Теория и методы расчета инициаторов различных конструкций даются в работе [27]. Влияние проводимости, геометрические размеры и формы инициатора и их группы на локальные свойства индуцируемых электромагнитных полей рассматриваются в работах [28, 29].

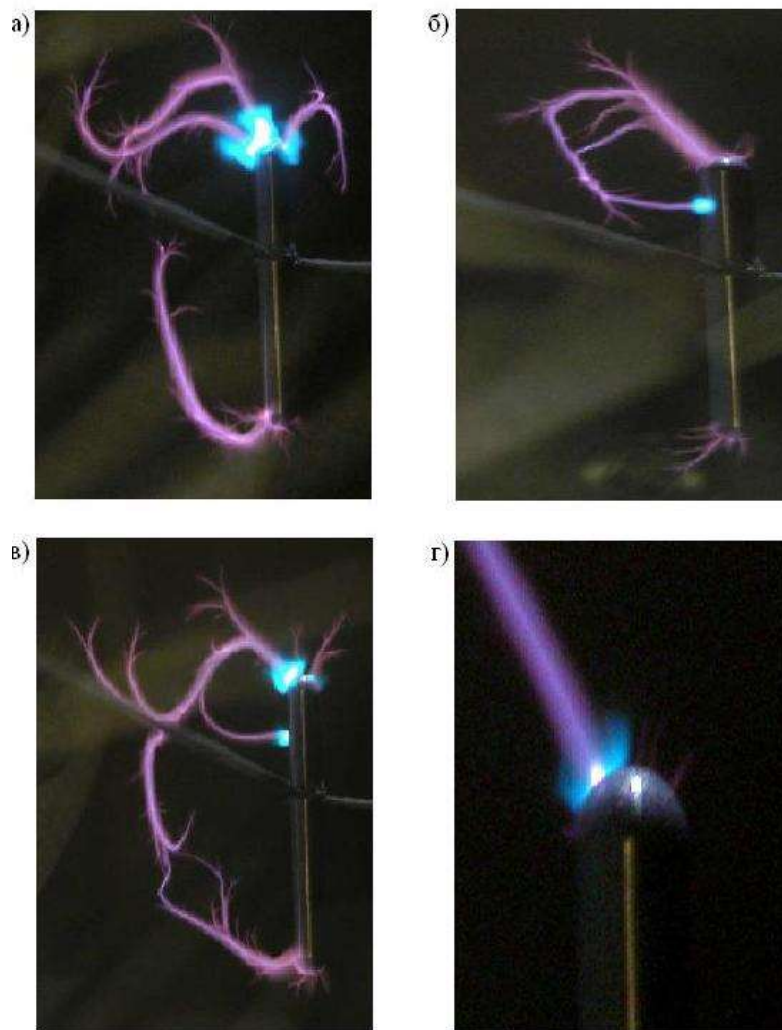


Рис. 9. Фотографии разряда, соответствующие быстрому испарению металла на вершине вибратора (а), точечному испарению на боковой поверхности вибратора (б), испарению на вершине и боковой поверхности вибратора (в), точечному испарению металла на вершине вибратора в месте контакта со стримером (г)

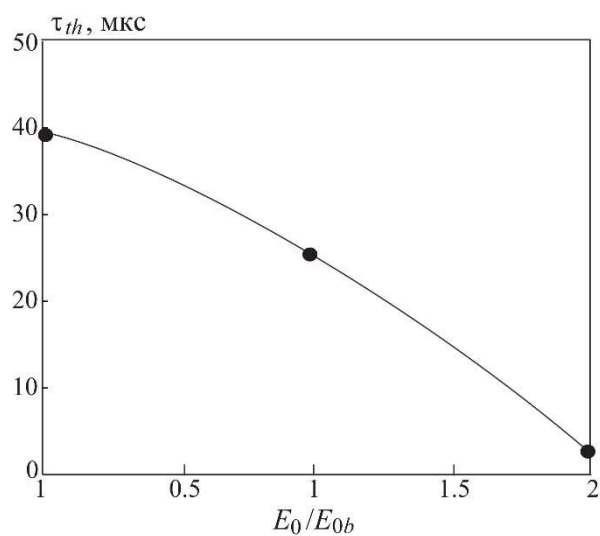


Рис. 10. Экспериментальная зависимость τ_{th} от E_0/E_{0b} при $p = 300$ торр

Теория пассивного вибратора позволяет рассчитывать с удовлетворительной точностью наведенный в вибраторе ток. Однако имеются трудности в определении электрического поля на вершинах вибратора, поскольку распределение тока на концах вибратора определено с большой погрешностью.

Рассмотрим цилиндрический вибратор со сферически закругленными концами длиной $2L$ и диаметром $2a$ в однородном линейно поляризованном поле с ТЕМ структурой, параллельный электрической компоненте поля. Отношение амплитуды поля на полюсах такого вибратора E_p к амплитуде невозмущенного поля в пучке E_0 при $2a \ll \lambda$ описывается следующим эмпирическим выражением (вид формулы выбирается из условия наилучшего совпадения с результатами измерений и двумерного моделирования)

$$\frac{E_p}{E_0} \approx \frac{\frac{h_{ef}}{2a} \sqrt{1+(k \cdot L)^2}}{\sqrt{\left(\frac{\pi R_\Sigma}{Z_0}\right)^2 + \left(\frac{\pi X_0}{Z_0}\right)^2}} \cdot \frac{\sin[k(L-a)]}{1 - \cos kL} + 3,$$

где $h_{ef} = \frac{4L}{\pi}$, $R_\Sigma = \frac{1}{6} \frac{Z_0}{\pi} (kh_{ef})^2$ [Ом], $Z_0 = 120\pi$ [Ом], $K = \frac{2\pi}{\lambda}$.

При $\frac{l}{a} \geq 8$ имеем

$$X_0 = -X_c \left[1 - \left(\frac{4L}{\lambda}\right)^2 \left(1 + \frac{\left(\frac{\pi}{4}\right)^2}{\ln \frac{2L}{a} - 1} \right) \right],$$

$$X_c = \frac{Z_0}{\pi} \cdot \frac{4}{\pi} \cdot \frac{1}{kL} \cdot \left(\ln \frac{2L}{a} - 1 \right)$$

При инициации разряда вибратором поле на его полюсах E_p , где вектор исходного поля перпендикулярен поверхности вибратора, не меньше критического пробойного поля при установленном давлении воздуха $E_c(p)$. Амплитуда в экспериментальных условиях рассчитывается по формуле $E_c = 42p$ [В/см], где p – давление воздуха при комнатной температуре [торр]. В диапазоне давлений в десятки и сотни торр при расчете граничного минимального пробойного поля E_{0b} полагается, что $E_p = E_c$.

Расчет по приведенным формулам для экспериментальных вибраторов с $2L = 4$ см и $2a = 0.5$ и 0.25 см при $\lambda = 8.9$ см дает значения $E_{0b} = 2.01$ [В/см] и $E_{0b} = 1.15$ [В/см] соответственно.

На рис. 11 построены зависимости τ_{th} как функции E_0/E_{0b} . Экспериментальные значения τ_{th} при фиксированных давлениях соединены аппроксимирующими кривыми. Кривые имеют регулярный характер, с одной стороны, характеризуя качество проведенных экспериментов, а с другой, указывая на некую физическую закономерность.

На рис. 12 по оси ординат отложены абсолютные значения E_0 . На нем нанесены вертикальные линии $p = \text{const}$ для экспериментально исследованных значений давления. На этих линиях для справки темными кружками отмечены экспериментально исследованные значения E_0 для вибратора с $2a = 0.5$ см, а светлыми кружками – для вибратора с $2a = 0.25$ см. Значения E_0 рассчитаны по формулам. Цифры около этих точек соответствуют отношению E_0/E_{0b} для этих давлений. Проведенная на рисунке соединяющая их линия при $2a = \text{const}$ является прямой.

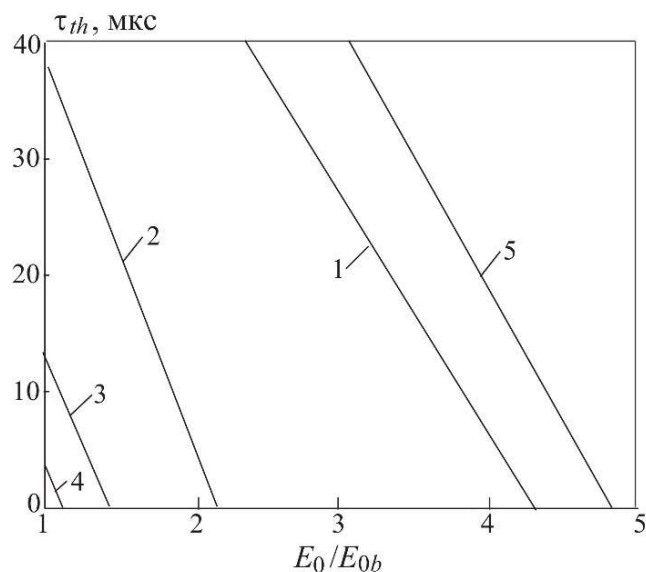


Рис. 11. Зависимость τ_{th} от E_0/E_{0b} для вибратора с $2a=0.5$ см при $p=150$ (1), 300 (2), 450 (3), 600 торр (4). Линия 5 соответствует вибратору с $2a=0.25$ см при $p=300$ торр

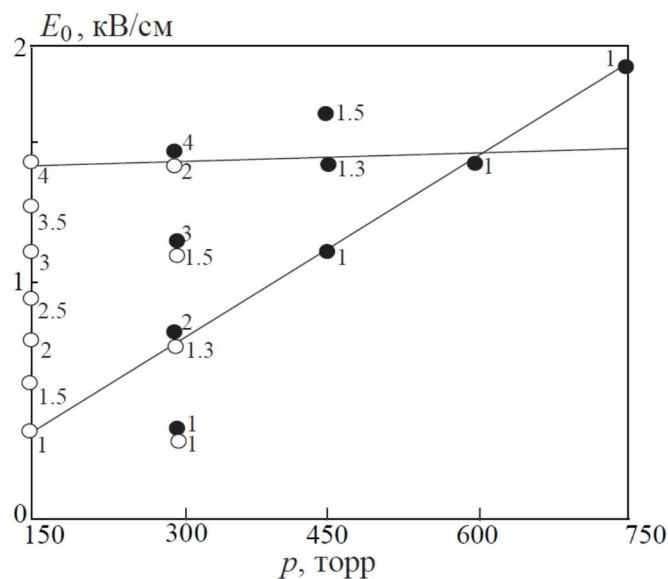


Рис. 12. Значения параметров, используемых в эксперименте

На рис. 12 по данным с рис. 11 построена экспериментальная зависимость $E_0(p)$ для $\tau_{th} = 3$ мкс. Ниже нее лежат значения E_0 , при которых с данной длительностью разряда поджиг горючей смеси не осуществим. При принятом значении τ_{th} при амплитудах поля в импульсе выше значений E_0 , определяемых этой линией, появляется вероятность поджига горючей смеси. На рисунке видно, что эта линия $E_0(p)$ практически горизонтальна, т.е. соответствующие ей значения E_0 мало зависят от давления.

7. Результаты и обсуждение

Начальное давление в камере составляет $p_c = 114$ торр. К моменту подачи горючего оно устанавливается на уровне 97 торр. В них время горения разряда $\tau_d = 0.5$ с. В течение этого же времени подается горючее.

На рис. 13 приведены фотографии внешнего вида глубоко подкритического инициированного вибратором разряда при различной скорости воздушного потока. Время экспозиции – 1 с. На фотографиях с правой стороны располагается трубка Пито, помещенная в разрядный след. На фотографиях видно, что разряд горит во всем диапазоне скоростей потока и локализован только у дальнего по потоку конца вибратора. По мере возрастания скорости разрядная область вытягивается вдоль потока. Внешний вид разряда при скорости выше 100 м/с практически не меняется. За непосредственно примыкающей к концу вибратора яркой разрядной областью наблюдается желтоватый след, происхождение которого неясно.



Рис. 13. Присоединенный разряд в потоке воздуха со скоростью 0 (а), 3 (б), 12 (в), 30 (г), 50 (д), 85 (е), 500 м/с (ж)

В разрядную область впрыскивается стехиометрическая смесь пропана с воздухом при избыточном давлении смеси 1 атм. Соответствующие фотографии приведены на рис. 14. При впрыскивании горючего меняется цвет примыкающей к инициатору разрядной области, которая становится более красной. В разрядном следе практически пропадает желтоватая область. След становится сравнительно узким и приобретает голубовато-синий оттенок. При больших скоростях след практически пропадает. Создается впечатление, что в этом случае, если и есть горение, то оно локализовано только в разрядной области.

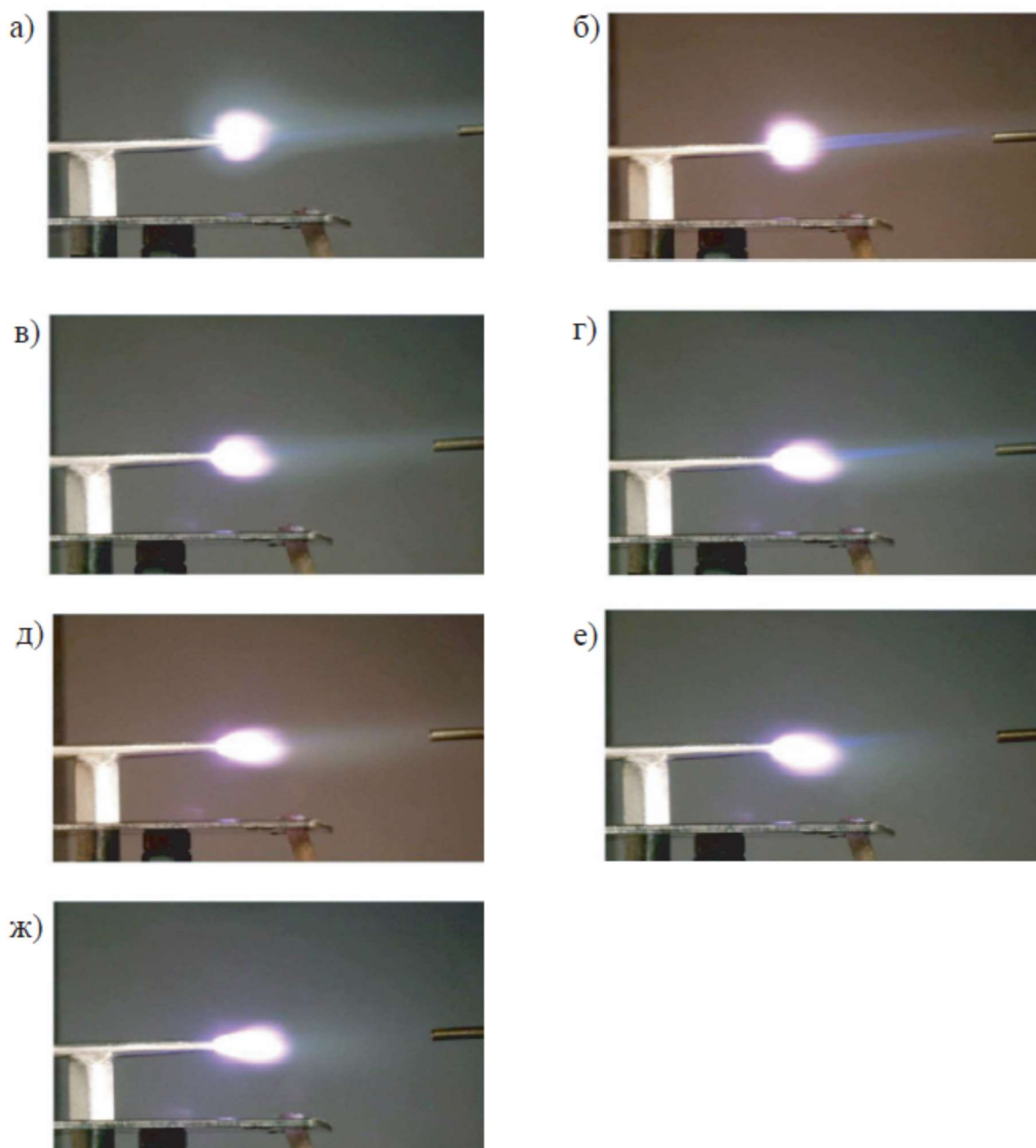


Рис. 14. Присоединенный разряд в потоке воздуха со скоростью 0 (а), 3 (б), 12 (в), 30 (г), 50 (д), 85 (е), 500 м/с (ж) при инъекции топливной смеси при избыточном давлении 1 атм

В разряд впрыскивается чистый пропан для его самостоятельного смешивания с воздухом. На рис. 15 приведены фотографии разряда при начальном давлении пропана 0.2 атм. На фотографиях видно отличие горения пропана в этой серии от экспериментов, приведенных на рис. 14. На них, по-прежнему, примыкающая к инициатору разрядная область имеет красноватый оттенок. Разрядный след имеет голубовато-синий цвет и существенную протяженность вдоль потока, которая уменьшается с ростом скорости.

На рис. 16 приведены фотографии при инъекции пропана при давлении 0.4 атм. При данном давлении длина светящейся области в разрядном следе при тех же скоростях несколько уменьшается.

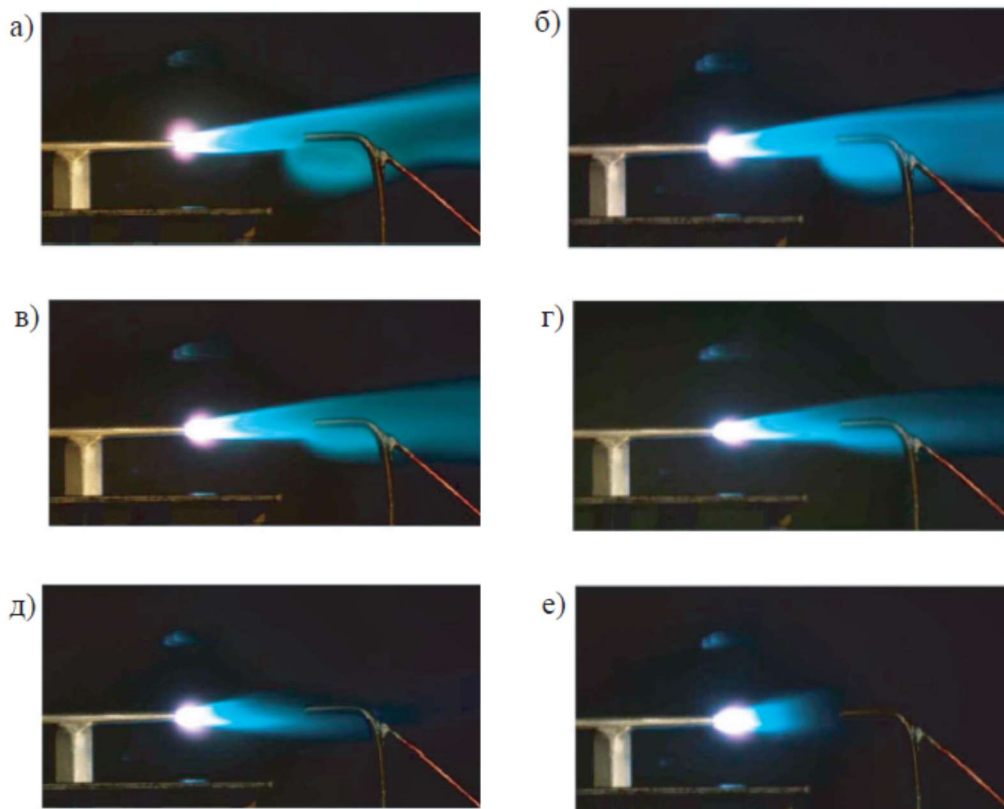


Рис. 15. Присоединенный разряд в потоке воздуха со скоростью 3 (а), 12 (б), 30 (в), 50 (г), 85 (д), 500 м/с (е) при инъекции чистого пропана при избыточном давлении 0.2 атм

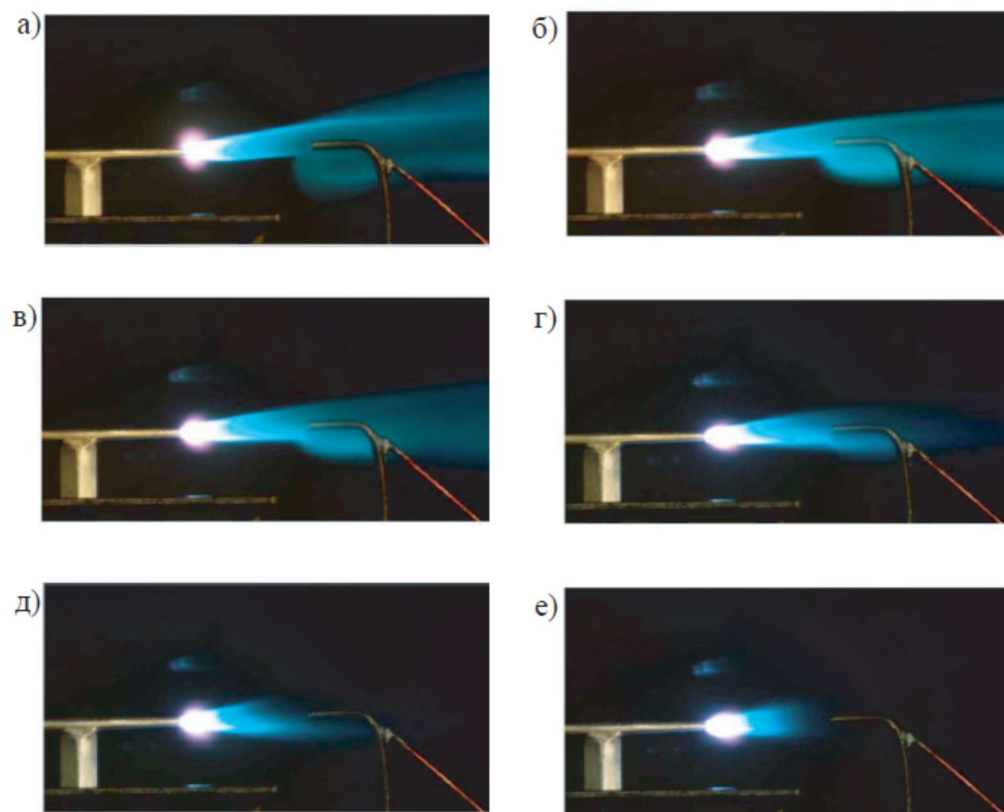


Рис. 16. Присоединенный разряд в потоке воздуха со скоростью 3 (а), 12 (б), 30 (в), 50 (г), 85 (д), 500 м/с (е) при инъекции чистого пропана при избыточном давлении 0.4 атм

На рис. 17 приведены фотографии при инъекции пропана при давлении 1 атм. На ней длина области горения в разрядном следе уменьшается еще в большей степени. Это подборка начинается с фотографии, соответствующей отсутствию воздушной струи, обдувающей вибратор. В этом случае светящаяся область за областью разряда практически визуализирует инжектируемую струю из вибратора.

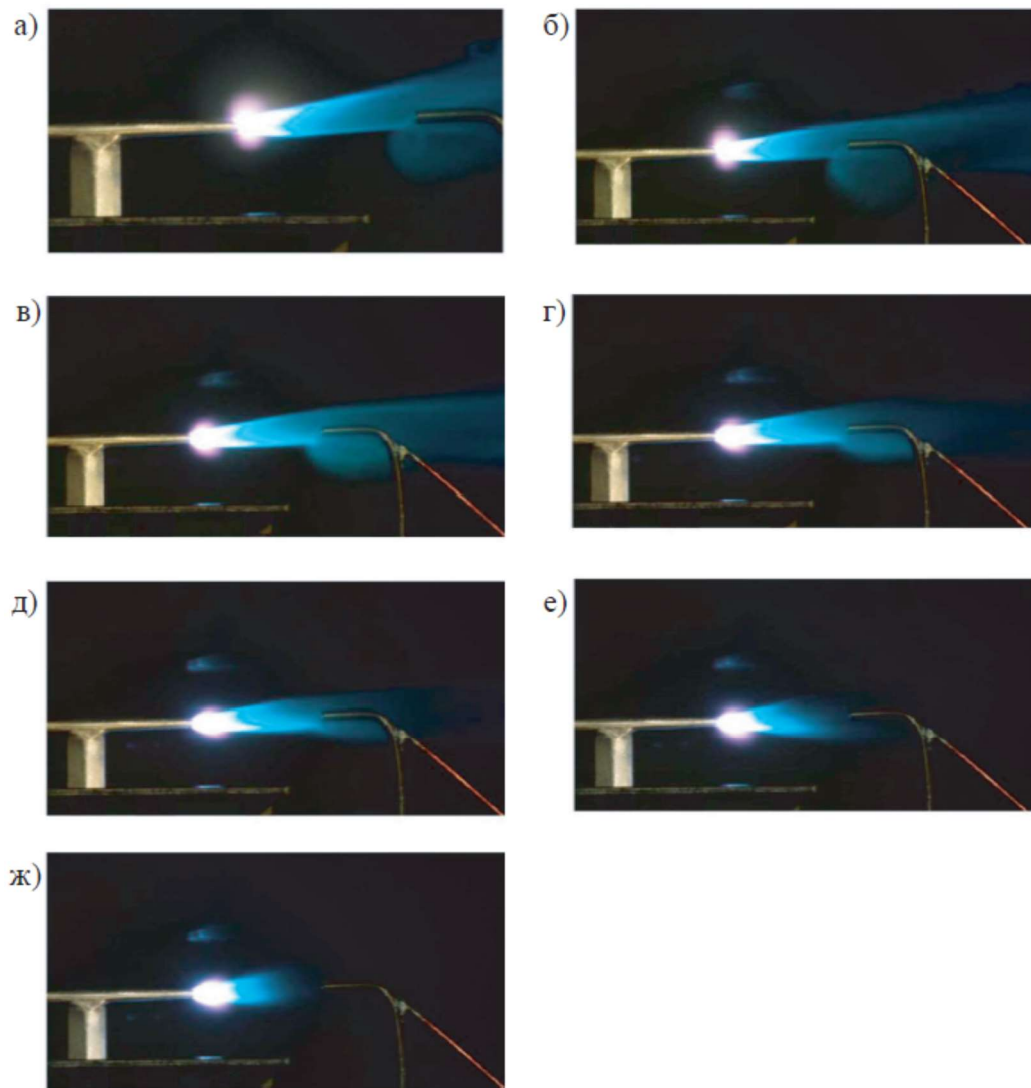


Рис. 17. Присоединенный разряд в потоке воздуха со скоростью 0 (а), 3 (б), 12 (в), 30 (г), 50 (д), 85 (е), 500 м/с (ж) при инъекции чистого пропана при избыточном давлении 1 атм

Для количественной характеристики интенсивности горения поджигаемого микроволновым разрядом горючего используются измерения давления p_s и температуры T_s в различных сечениях струи в разрядном следе. Эксперименты выполняются при максимальной скорости 500 м/с и исходном давлении пропана 0.2 атм.

Осциллограммы для p_s приведены на рис. 18 (горизонтальная развертка – 0.2 с/дел вертикальная шкала – 40 торр/дел). Они дают представление о стабильности получаемых результатов. По длительности фронтов осциллограмм оценивается масштаб времени включения и выключения потока. Средняя амплитуда импульса на осциллограммах соответствует $p_s = 300$ торр. Флуктуации вершины импульсов характеризуют величину флуктуации потока (рис. 18, а). Разряд включается примерно через 0.2 с после включения потока и имеет длительность $\tau_d = 0.5$ с. В течение этого времени средний уровень амплитуды импульса p_s уменьшается на несколько процентов (рис. 18, б). Длительность подачи пропана практически

совпадает с τ_d (рис. 18, в). Степень падения p_s количественно характеризует процесс горения смеси пропана с воздухом в области между вибратором и трубкой Пито.

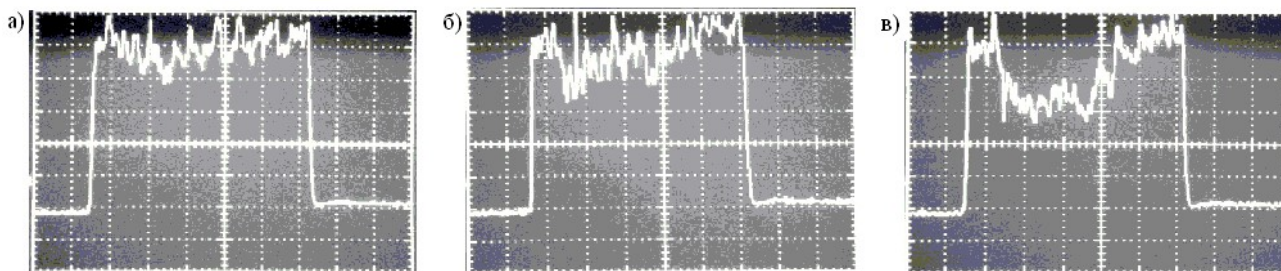


Рис. 18. Осциллограммы p_s при включенном основном потоке (а), при включенном СВЧ разряде (б), при включенном разряде и инъекции чистого пропана (в)

Измерения давления торможения в экспериментах по инъекции чистого пропана через канал в вибраторе показывают, что влияние на поток разряда и горения пропана отличаются друг от друга по порядку величины. Так как мощность в разряде известна (~ 200 В), можно предположить, что мощность горения такая же или больше в два раза, и оценить эффективность сгорания пропана поджигаемого разрядом, разделив это значение на полную мощность горения инжектируемого пропана (~ 7 кВ). Отношение имеет порядок минус единица. Это означает, что эффективность сгорания может быть оценена на уровне $3 \div 10$ %.

Измеренное уменьшение давления торможения при поджиге инжектируемого пропана показывает, что горение имеет место. Мощность в разряде способна нагреть инжектируемый пропан при данном расходе до температуры $2000 \div 3000$ К. Радиус пропановой струи увеличен в несколько раз после прохождения зоны разряда (рис. 15–17). Это также является подтверждением, что происходит нагрев до высокой температуры. Оцененная температура вполне достаточна для прохождения реакций горения с высокой скоростью при условии смешения горючего с окислителем. В условиях эксперимента смешение происходит только на периферии струи пропана. Это основная причина низкого коэффициента сгорания [24].

Начальная напряженность электрического поля $E_0 = 140$ В/см. Термопара расположена на расстоянии 3 см от заднего конца инициатора. Статическое давление в потоке воздуха зафиксировано на уровне 114 Торр. Измерения выполнены для бедной ($\alpha < 1$) и богатой ($\alpha > 1$) смеси. Область воспламенения воздушно-пропановой смеси соответствует интервалу $0.56 < \alpha < 2.5$. Эквивалентное соотношение топливо/воздух определяется как отношение фактического количества топлива/воздуха к стехиометрическому для данной смеси.

Зависимость максимального поперечного размера зоны горения $2Y_m$ от соотношения топливо/воздух показана на рис. 19. Под графиком показана зона воспламенения пропано-воздушной смеси. Область горения богатой смеси распространяется на все сечение потока $2Y_m = 30$ мм. По мере уменьшения соотношения топливо/воздух размер $2Y_m$ постепенно уменьшается, что приводит к уменьшению доли пропана в периферийных областях струи. При соотношениях топливо/воздух ниже предела воспламенения бедной смеси размер $2Y_m$ равен максимальной ширине области горения разряда в чистом воздухе.

Зависимость максимального продольного размера зоны горения X_m от соотношения топливо/воздух показана на рис. 20. Под графиком показана традиционная зона воспламенения пропано-воздушной смеси. Длина зоны горения сокращается по мере уменьшения исходной доли пропана в смеси.

Зависимость температуры в зоне горения от соотношения топливо/воздух показана на рис. 21. Воздух в следе за разрядом нагревается при $\Delta T_d = 510$ К. При горении в струе пропана, воспламеняемой СВЧ-разрядом, температура возрастает примерно линейно с увеличением соотношения топливо/воздух.

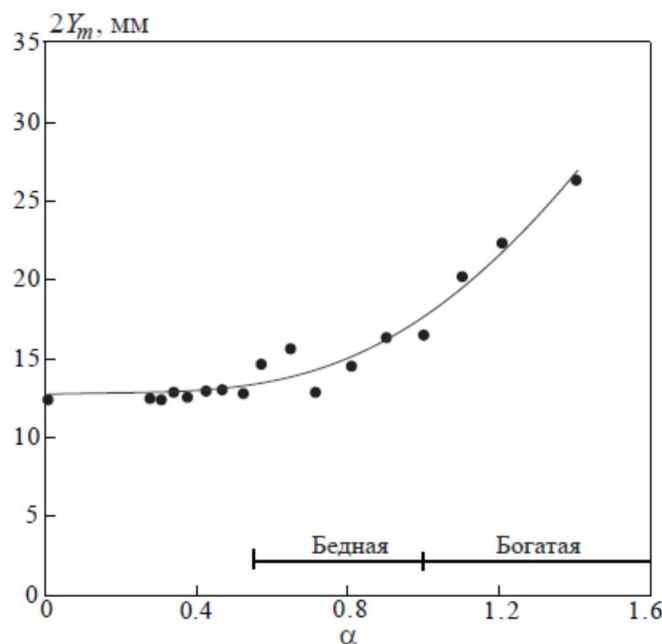


Рис. 19. Зависимость максимального поперечного размера зоны горения от эквивалентного соотношения топливо/воздух

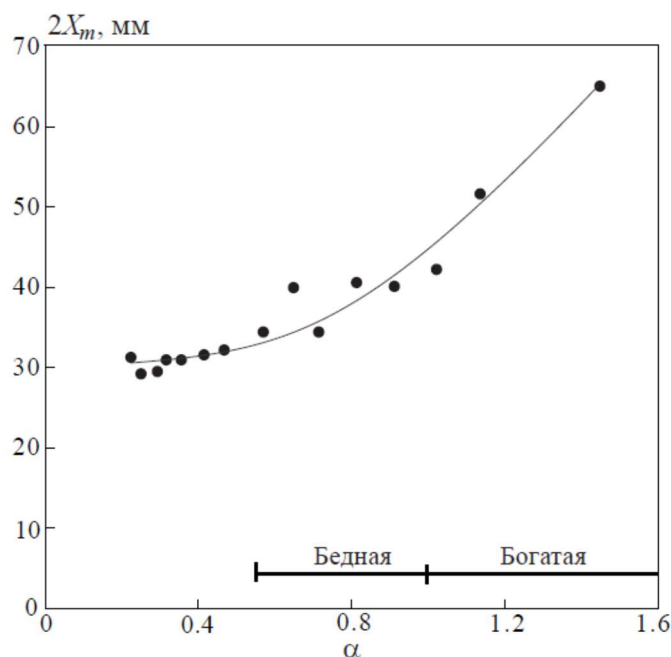


Рис. 20. Зависимость максимального продольного размера зоны горения от эквивалентного соотношения топливо/воздух

На рис. 22 представлены измерения температуры для стримерного разряда в свободном воздушном потоке и пропано-воздушной струе для $\alpha = 0.11$. Число Маха изменяется от 0.3 до 0.9 из-за изменения давления в ресивере. Повышение температуры в топливной смеси выше, чем в воздухе, если $M < 0.9$. Горение происходит, хотя пламени не видно. Свечение голубое, а не розовое, как при разряде на чистом воздухе. При низких скоростях ($M < 0.5$) топливо сгорает полностью. При более высоких числах Маха ($M > 0.6$) необходимо увеличить длину трубы, чтобы обеспечить полное сгорание пропана. Эффект тепловой блокировки трубы имеет место вблизи значений $M = 0.55$ (число Дамкелера достигает своего критического значения 0.335), и пламя гаснет.

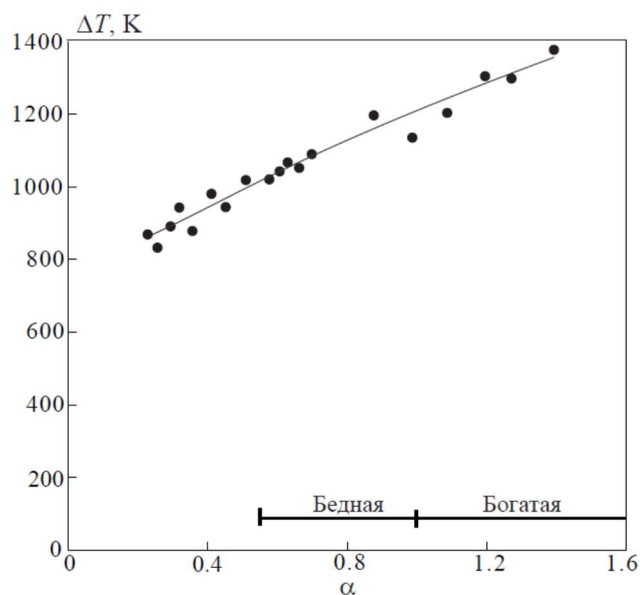


Рис. 21. Зависимость температуры в зоне горения от эквивалентного соотношения топливо/воздух

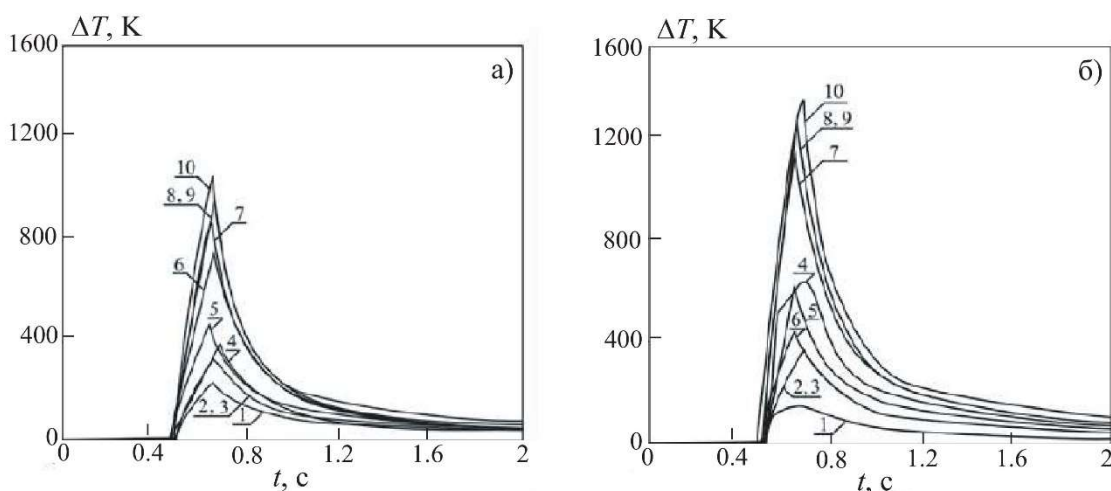


Рис. 22. Измерения температуры в воздухе (а) и стримерного разряда, зажженного в потоке воздуха/пропана (б) для различных чисел Маха 0.9 (1), 0.82 (2), 0.77 (3), 0.7 (4), 0.62 (5), 0.56 (6), 0.48 (7), 0.41 (8), 0.35 (9), 0.3 (10)

8. Заключение

На установке, обеспечивающей в квазиоптическом фокусированном волновом пучке реализацию импульсного свободно-локализованного стримерного СВЧ разряда, определена минимальная энергия электромагнитного импульса с прямоугольной огибающей в зависимости от амплитуды микроволнового поля и длительности разряда, обеспечивающая поджиг модельной пропано-воздушной горючей смеси. Импульсный присоединенный СВЧ разряд с высокой вероятностью в определенных условиях сопровождается испарением металла инициатора в малом пятне на его поверхности. Температура испарения металла достаточно высока для поджига горючей смеси. Температура газа в разрядном канале не ниже температуры испарения металла и, следовательно, разрядный канал, возникший в топливной смеси, способен инициировать горение.

Выявлены основные физические механизмы, ответственные за высокую температуру газа в плазме стримерных каналов. Они имеют пороги по давлению газа и уровню напряженности электрического поля. В случае превышения этих порогов необходимое для реализации

высокой температуры минимальное время разряда определяется характерными временами развития физических механизмов, выявленных в эксперименте.

Подача пропана в разрядную область продемонстрировала возможность его смешивания с воздухом, поджига и горения в высокоскоростном потоке, включая сверхзвуковые значения скоростей. Характер горения пропано-воздушной смеси существенно зависит от скорости потока, процентного содержания пропана в смеси, ее давления и т.п.

Благодарности и ссылки на гранты

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в ходе реализации проекта «Создание опережающего научно-технического задела в области разработки передовых технологий малых газотурбинных, ракетных и комбинированных двигателей сверхлегких ракет-носителей, малых космических аппаратов и беспилотных воздушных судов, обеспечивающих приоритетные позиции российских компаний на формируемых глобальных рынках будущего», № FZWF-2020-0015.

Литература

1. Стариковская С.М., Александров Н.Л., Косарев И.Н., Киндышева С.В., Стариковский А.Ю. Воспламенение с помощью низкотемпературной плазмы. Кинетический механизм и экспериментальная проверка // *Химия высоких энергий*. 2009. Т. 43. № 3. С. 259–265.
2. Starikovskiy A., Aleksandrov N. Plasma-assisted ignition and combustion // *Progress in Energy and Combustion Science*. 2013. Vol. 39. Pp. 331–368.
3. Васильева О.Б., Кумкова И.И., Кузнецов В.Е., Рутберг А.Ф., Сафронов А.А., Ширяев В.Н. Возможности применения плазменных технологий для переработки органосодержащих веществ. Влияние формы кривой напряжения на режим работы плазмотрона // *Теплофизика высоких температур*. 2015. Т. 43. № 4. С. 494–499.
4. Чернышев С.Л., Скворцов В.В., Иванов В.В., Трощиненко Г.А. Концепция создания и применения объемноцентрированного неравновесного разряда для поджига и интенсификации горения топлив в высокоскоростных потоках // *Авиационная промышленность*. 2013. № 2. С. 19–25.
5. Ju Y., Sun W. Plasma assisted combustion: dynamics and chemistry // *Progress in Energy and Combustion Science*. 2015. Vol. 48. Pp. 21–83.
6. Adamovich I.V., Lempert W.R. Challenges in understanding and predictive model development of plasma-assisted combustion // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2015. Vol. 57. No. 1. 014001 (12 pages).
7. Сторожев Д.А., Суржиков С.Т., Куратов С.Е. Анализ кинетических процессов в тлеющем разряде в молекулярном водороде // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2014. Т. 15, вып. 6. <http://chemphys.edu.ru/issues/2014-15-6/articles/267/>
8. Суржиков С.Т. Расчетное исследование параметров аномального тлеющего разряда на поверхности обтекаемой газом пластины // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2022. Т.23, вып. 3. <http://chemphys.edu.ru/issues/2022-23-3/articles/1006/>. <http://doi.org/10.33257/PhChGD.23.3.1006>
9. Грачев Л.П., Есаков И.И., Ходатаев К.В. Особенности развития импульсных СВЧ разрядов в квазиоптическом пучке в различных газах // *Журнал технической физики*. 1998. Т. 68. № 4. С. 33–36.
10. Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И., Ходатаев К.В. Высоочастотный пробой воздуха в присутствии вибратора // *Журнал технической физики*. 1995. Т. 65. № 7. С. 60–67.
11. Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И., Ходатаев К.В. Скорость распространения ионизационно-дрейфовой волны пробоя // *Журнал технической физики*. 1995. Т. 65. № 11. С. 86–92.
12. Александров А.Ф., Кузовников А.А., Шибов В.М. Свободно локализованный СВЧ разряд в сфокусированном пучке // *Инженерно-физический журнал*. 1992. Т. 62. № 5. С. 726–732.

13. Авраменко В.Б. Предпробойная стадия поверхностного разряда с внешним поджигом при атмосферном давлении // Инженерно-физический журнал. 2005. Т. 78. № 1. С. 178–185.
14. Finnveden S. Waveguide finite elements for curved structures // Journal of Sound and Vibration. 2008. Vol. 312. Pp. 644–671.
15. Кудрявцев И.В., Гоцелюк О.Б., Новиков Е.С., Демин В.Г. Особенности нагрева волноводов при передаче сверхвысокочастотных сигналов большой мощности // Журнал технической физики. 2017. Т. 87. № 1. С. 92–96.
16. Lashkov V.A., Mashek I.Ch., Ivanov V.I., Kolesnichenko Y.F, Rivkin M.I. Gas-dynamic peculiarities of microwave discharge interaction with shock wave near the body//AIAA Paper 2008-1410, 2008. <https://doi.org/10.2514/6.2008-1410>
17. Lashkov V.A., Karpenko A.G., Khoronzhuk R.S., Mashek I.Ch. Effect of Mach number on the efficiency of microwave energy deposition in supersonic flow // Physics of Plasmas. 2016. Vol. 23. 052305.
18. Saifutdinov A.I., Kustova E.V., Karpenko A.G., Lashkov V.A. Dynamics of focused pulsed microwave discharge in air // Plasma Physics Reports. 2019. Vol. 45. No. 6. Pp. 602–609.
19. Brovkin V.G., Vedenin P.V. Study of the microwave streamer evolution using a new semi-analytical model // Journal of Applied Physics. 2020. Vol. 128. 113301.
20. Saifutdinov A.I., Kustova E.V. Dynamics of plasma formation and gas heating in a focused-microwave discharge in nitrogen // Journal of Applied Physics. 2021. Vol. 129. 023301.
21. Denissenko P.V., Bulat M.P., Esakov I.I., Grachev L.P., Volkov K.N., Volobuev I.A., Upyrev V.V., Bulat P.V. Ignition of premixed air/fuel mixtures by microwave streamer discharge // Combustion and Flame. 2019. Vol. 202. P. 417–422.
22. Bulat M.P., Bulat P.V., Denissenko P.V., Esakov I.I., Grachev L.P., Volkov K.N., Volobuev I.A. Experimental study of microwave streamer discharge ignition of premixed air/fuel mixtures // IEEE Transactions on Plasma Science. 2019. Vol. 47. No. 1. Pp. 57–61.
23. Bulat M.P., Bulat P.V., Denissenko P.V., Esakov I.I., Grachev L.P., Lavrov P.V., Volkov K.N., Volobuev I.A. Plasma-assisted ignition and combustion of lean and rich air/fuel mixtures in low- and high-speed flows // Acta Astronautica. 2020. Vol. 176. Pp. 700–709.
24. Булат П.В., Волков К.Н., Грачев Л.П., Есаков И.И., Лавров П.В., Продан Н.В., Чернышов П.С. Сравнение энергетической эффективности воспламенения топливной смеси искровым и стримерным разрядами // Письма в журнал технической физики. 2021. Т. 47. № 15. С. 51–54.
25. Булат П.В., Волков К.Н., Грачев Л.П., Есаков И.И., Лавров П.Б. Воспламенение топливной смеси с помощью многоточечного импульсного искрового разряда при различных начальных условиях // Журнал технической физики. 2021. Т. 91. № 9. С. 1339–1347.
26. Булат П.В., Грачев Л.П., Есаков И.И., Раваев А.А., Северинов Л.Г. Сверхвысокочастотный пробой воздуха, инициированный помещенным на диэлектрической поверхности электромагнитным вибратором // Журнал технической физики. 2019. Т. 89. № 7. С. 1016–1020.
27. Khodataev K.V. Various types of initiators for attached undercritical MW discharge ignition // AIAA Paper 2007-0431, 2007, DOI:10.2514/6.2007-431
28. Грачев Л.П., Есаков И.И., Лавров П.Б., Раваев А.А. Индуцированное поле электромагнитного вибратора, расположенного над помещенным в сверхвысокочастотный пучок проводящим экраном // Журнал технической физики. 2012. Т. 82. № 2. С. 73–78.
29. Bulat P., Esakov I., Ravaev A., Volkov K. Electrodynamics model of combustion chamber with initiated sub-critical streamer discharge // IEEE Transactions on Plasma Science. 2022. Vol. 50. No. 6. Pp. 1681–1688.

References

1. Starikovskaya S.M., Aleksandrov N.L., Kosarev I.N., Kindysheva S.V., Starikovskiy A.Yu., Low-temperature plasma ignition. Kinetic mechanism and experimental verification, *High Energy Chemistry*, 2009, vol. 43, no. 3, pp. 259–265. [in Russian].
2. Starikovskiy A., Aleksandrov N., Plasma-assisted ignition and combustion, *Progress in Energy and Combustion Science*, 2013, vol. 39, pp. 331–368.
3. Vasilyeva O.B., Kumkova I.I., Kuznetsov V.E., Rutberg A.F., Safronov A.A., Shiryayev V.N., Possibilities of using plasma technologies for the processing of organic substances. Influence of the shape of the voltage curve on the mode of operation of the plasma torch, *High Temperatures*, 2015, vol. 43, no. 4, pp. 494–499.
4. Chernyshev S.L., Skvortsov V.V., Ivanov V.V., Troshchinenko G.A., The concept of creating and using a body-centered non-equilibrium discharge for ignition and intensification of fuel combustion in high-speed flows, *Aviation Industry*, 2013, no. 2, pp. 19–25. [in Russian].
5. Ju Y., Sun W., Plasma assisted combustion: dynamics and chemistry, *Progress in Energy and Combustion Science*, 2015, vol. 48, pp. 21–83.
6. Adamovich I.V., Lempert W.R., Challenges in understanding and predictive model development of plasma-assisted combustion, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2015, vol. 57, no. 1, 014001 (12 pages).
7. Storozhev D.A., Surzhikov S.T., Kuratov S.E., Analysis of kinetic processes in the glow discharge in molecular hydrogen, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2014, vol. 15, no. 6. [in Russian]. <http://chemphys.edu.ru/issues/2014-15-6/articles/267/>
8. Surzhikov S.T., Computational study of the parameters of an anomalous glow discharge on the surface of a gas-flowed plate, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2022, vol. 23, no. 3. [in Russian]. <http://chemphys.edu.ru/issues/2022-23-3/articles/1006/>. DOI: <http://doi.org/10.33257/PhChGD.23.3.1006>
9. Grachev L.P., Esakov I.I., Khodataev K.V., Features of the development of pulsed microwave discharges in a quasi-optical beam in various gases, *Technical Physics*, 1998, vol. 68, no. 4, pp. 33–36.
10. Grachev L.P., Esakov I.I., Mishin G.I., Khodataev K.V., High-frequency breakdown of air in the presence of a vibrator, *Technical Physics*, 1995, vol. 65, no. 7, pp. 60–67.
11. Grachev L.P., Esakov I.I., Mishin G.I., Khodataev K.V., Velocity of propagation of an ionization-drift wave of breakdown, *Technical Physics*, 1995, vol. 65, no. 11, pp. 86–92.
12. Alexandrov A.F., Kuzovnikov A.A., Shibkov V.M. The freely localized microwave discharge in air in the focused beam of the electromagnetic energy, *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 1992, vol. 62, no. 5, pp. 726–732.
13. Avramenko V.B. Pre-breakdown stage of surface discharge with external ignition at atmospheric pressure, *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 2005, vol. 78, no. 1, pp. 178–185.
14. Finnveden S., Waveguide finite elements for curved structures, *Journal of Sound and Vibration*, 2008, vol. 312, pp. 644–671.
15. Kudryavtsev I.V., Gotselyuk O.B., Novikov E.S., Demin V.G. Specific features of waveguide heating due to transmission of high-power microwave signals, *Technical Physics*, 2017, vol. 87, no. 1, pp. 101–106.
16. Lashkov V.A., Mashek I.Ch., Ivanov V.I., Kolesnichenko Y.F., Rivkin M.I., Gas-dynamic peculiarities of microwave discharge interaction with shock wave near the body, AIAA Paper 2008-1410, 2008, <https://doi.org/10.2514/6.2008-1410>
17. Lashkov V.A., Karpenko A.G., Khoronzhuk R.S., Mashek I.Ch., Effect of Mach number on the efficiency of microwave energy deposition in supersonic flow, *Physics of Plasmas*, 2016, vol. 23, 052305.
18. Saifutdinov A.I., Kustova E.V., Karpenko A.G., Lashkov V.A., Dynamics of focused pulsed microwave discharge in air, *Plasma Physics Reports*, 2019, vol. 45, no. 6, pp. 602–609.

19. Brovkin V.G., Vedenin P.V., Study of the microwave streamer evolution using a new semi-analytical model, *Journal of Applied Physics*, 2020, vol. 128, 113301.
20. Saifutdinov A.I., Kustova E.V., Dynamics of plasma formation and gas heating in a focused-microwave discharge in nitrogen, *Journal of Applied Physics*, 2021, vol. 129, 023301.
21. Denissenko P.V., Bulat M.P., Esakov I.I., Grachev L.P., Volkov K.N., Volobuev I.A., Upyrev V.V., Bulat P.V., Ignition of premixed air/fuel mixtures by microwave streamer discharge, *Combustion and Flame*, 2019, vol. 202, pp. 417–422.
22. Bulat M.P., Bulat P.V., Denissenko P.V., Esakov I.I., Grachev L.P., Volkov K.N., Volobuev I.A., Experimental study of microwave streamer discharge ignition of premixed air/fuel mixtures, *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2019, vol. 47, no. 1, pp. 57–61.
23. Bulat M.P., Bulat P.V., Denissenko P.V., Esakov I.I., Grachev L.P., Lavrov P.V., Volkov K.N., Volobuev I.A., Plasma-assisted ignition and combustion of lean and rich air/fuel mixtures in low- and high-speed flows, *Acta Astronautica*, 2020, vol. 176, pp. 700–709.
24. Bulat P.V., Volkov K.N., Grachev L.P., Esakov I.I., Lavrov P.B., Prodan N.V., Chernyshov P.S., Comparison of the energy efficiency of ignition of a fuel/air mixture by spark and streamer discharges, *Technical Physics Letters*, 2021, vol. 47, no. 10, pp. 749–752.
25. Bulat P.V., Volkov K.N., Grachev L.P., Esakov I.I., Lavrov P.B. Ignition of a fuel mixture using a multipoint pulsed spark discharge under various initial conditions, *Technical Physics*, 2021, vol. 66, no. 11, pp. 1177–1185.
26. Bulat P.V., Grachev L.P., Esakov I.I., Ravaev A.A., Severinov L.G., Microwave breakdown of air initiated by an electromagnetic vibrator placed on a dielectric surface, *Technical Physics*, 2019, vol. 89, no. 7, pp. 957–961.
27. Khodataev K.V., Various types of initiators for attached undercritical MW discharge ignition, AIAA Paper 2007-0431, 2007, DOI:10.2514/6.2007-431
28. Grachev L.P., Esakov I.I., Lavrov P.B., Ravaev A.A., Induced field of an electromagnetic vibrator above a conducting screen placed in a microwave beam, *Technical Physics*, 2012, vol. 82, no. 2, pp. 230–235.
29. Bulat P.V., Esakov I.I., Ravaev A.A., Volkov K.N., Electrodynamic model of combustion chamber with initiated sub-critical streamer discharge, *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2022, vol. 50, no. 6, pp. 1681–1688.

Статья поступила в редакцию 14 ноября 2022 г.